

**AZƏRBAYCAN RESPUBLİKASI TƏHSİL NAZIRLIYI
AZƏƏRBAYCAN DÖVLƏT İQTİSAD UNİVERSİTETİ**

R.M. RZAYEV

FİZİKA

*Azərbaycan Respublikası Təhsil Nazirliyi
Elmi Metodik Şurası “Fizika” bölməsinin
(-----2015- ci il – sayılı qərarı) tövsiyyəsi və Təhsil
Nazirliyinin -----2015-ci il ----sayılı əmri ilə
dərslək kimi təsdiq edilmişdir.*

Bakı – 2015

Redaktor: akademik **C.Ş. Abdinov**

Rəy verənlər:

1. Bakı Dövlət Universitetinin “Maddə quruluşu” kafedrasının müdiri, professor, f.r.e.d. **E.Ə. Məsimov**
2. Azərbaycan Dövlət iqtisad Universitetinin “Fizika və kimya” kafedrasının professoru, f.r.e.d. **Q.M. Cəfərov**

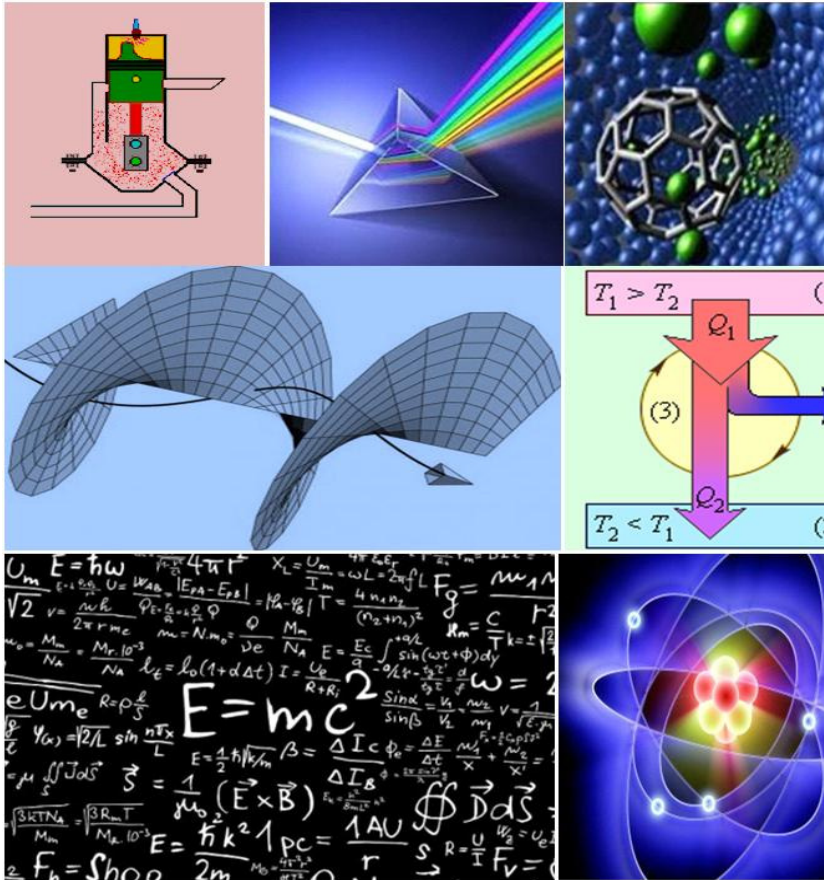
Müəllif: Azərbaycan Dövlət İqtisad Universitetinin “Fizika və Kimya” kafedrasının müdiri f.e.d., prof.

Rzayev Rövnəq Mirzə oğlu

Dərslik Azərbaycan Respublikası texniki, texnoloji və iqtisadyönlü Ali məktəblərin bakalavr proqramına uyğun tərtib edilmişdir və ümumi fizika kursunun mexanika, molekulyar, elektromaqnetizm, optika, atom və nüvə fizikası bölmələrini yığcam və sadə şəkildə əhatə edir. Dərslikdə əsas fiziki qanunların izahına, vacib fiziki anlayışların mahiyyətinin açılmasına xüsusi yer verilmişdir. Dərslikdən digər ali məktəblərin müəllim və tələbələri də istifadə edə bilərlər.

R.M. RZAYEV

FİZİKA



Giriş

Texniki, texnoloji və iqtisadyönlü Ali məktəblərin tələbələri üçün yazılmış bu kitab beş hissədən ibarətdir. Birinci hissə mexanika, ikinci hissə molekulyar fizika, üçüncü hissə elektromaqnetizm, dördüncü hissə optika, beşinci hissə atom və nəhayət, altıncı hissə isə nüvə fizikasını əhatə edir. Kitab, müasir bakalavr proqramının tələbinə uyğun olaraq tərtib edilmişdir.

Fizika həmişə təbiət elmləri içərisində mühüm yer tutmuşdur. Fizikanın inkişafı texnikanın inkişafına səbəb olduğu kimi, texnikanın nailiyyətləri də öz növbəsində fizikanın inkişafında xüsusi yer tutur. Bu günün fizikası sabahın texnikasıdır. Bu elm eyni zamanda dünyagörüşümüzün düzgün formalaşmasında və inkişaf etməsində də xüsusi rol oynayır.

Bizi əhatə edən aləm maddidir. Materiyanın əsas və ayrılmaz xassəsi hərəkətdir. Maddi cisimlərdə baş verən hər cür dəyişiklik hadisə adlanır. Hadisələr arasında mövcud olan zəruri əlaqə qanun adlanır. Fizika qanunları məqsədli qoyulmuş təcrübələrin və yaxud təsadüfi müşahidələrin nəticəsinin ümumiləşməsi zamanı meydana çıxır. Çox vaxt fiziki qanunauyğunluqlar alimlər tərəfindən əvvəlcədən nəzəri olaraq irəli sürülür, sonradan təcrübədə yoxlanılır.

Eynşteyinin nəzəri olaraq irəli sürdüyü kütlə ilə enerji arasındakı münasibətin təcrübi yoxlanılması və təsdiqi fizika elminin inkişafına böyük təkan verdi. Fizikanın hər bir bölməsi baxılan hadisənin öyrənilməsində özünün spəfik yanaşma xüsusiyyətlərindən geniş istifadə edir.

Mexanika bölməsi cisimlərin bütövlükdə hərəkətini onların daxili quruluşunu nəzərə almadan öyrənir. Mexanika bölməsində maddi nöqtə, mütləq bərk cisim, sıxılmayan qaz–maye anlayışlarından istifadə edilir.

Molekulyar fizika və istilik hadisələri bölməsi baxılan hadisəni atom və molekulun quruluşunu nəzərə almadan öyrənir. Burada hadisələrin mahiyyəti, atom–molekulların hərəkəti və qarşılıqlı təsiri nəzərə alınaraq, molekulyar–kinetik nəzəriyyənin

müddəaları əsasında izah edilir. Bunu sistemin enerjisi, enerjinin bir cisimdən başqasına ötürülməsi və enerjinin çevrilməsi qanunlarını bilməklə həyata keçirmək olar. Termodinamika bölməsində fiziki hadisələr enerji nöqteyi–nəzərindən öyrənilir.

Elektrik və maqnit hadisələrinin izahında atom və molekulların quruluşu nəzərə alınaraq elektron və digər yüklü zərrəciklərin varlığı ön plana çəkilir və baxılan hadisələrin izahında Drude və Lorens tərəfindən yaradılmış elektron nəzəriyyəsindən istifadə olunur.

Optika bölməsi işıq hadisələrindən bəhs edir. Müasir təsəvvürlərə görə işıq $10^7 \div 10^{-3} \text{ Å}$ ($10^{-3} \div 10^{-13} \text{ m}$) dalğa uzunluğuna malik elektromaqnit dalğalarıdır. Göstərilən diapozon infraqırmızı (İQ) ($10^{-3} \div 0,7 \cdot 10^{-6} \text{ m}$), görünən ($0,7 \div 0,4 \cdot 10^{-6} \text{ m}$, və $\lambda < 0,4 \cdot 10^{-6} \text{ m}$ ultrabənövşəyi (UB) oblastlara ayrılır. Bəzən optik diapozon dedikdə bilavasitə insan gözü ilə ayırd edilən ($0,4 \div 0,7$) mkm dalğa uzunluğu nəzərdə tutulur. Bu bölmədə işığın elektromaqnit təbiəti, fotometrik kəmiyyətlər, həndəsi optika, işığın interferensiyası, işığın difraksiyası, işığın polyarlaşması, işığın dispersiyası, işığın udulması və səpilməsi, şüalanmanın növləri və s. məsələlər şərh edilir.

Atom və nüvə fizikası bölməsində yüklü zərrəciklərin xarici elektromaqnit sahələrində hərəkəti, atom və nüvə modellərinin dəqiqləşdirilməsi məsələləri, Bor nəzəriyyəsi və onun təcrübə yolu ilə əsaslandırılması, tarazlıqdakı şüalanma problemi, atom spektrinin quruluşu, kimyəvi elementlərin dövrü sisteminin izahı, nüvə qüvvələri, radioaktivlik, nüvə reaksiyaları və s. bu kimi məsələlər öyrənilir.

Bütün bu deyilənlərdən belə nəticəyə gəlmək olar ki, fizika elmi həmişə inkişafda olan elm olub, maddi aləmin fiziki mənzərəsinin qanunauyğunluqlarını ardıcıl və sistematik öyrənərək obyektiv gerçəkliyə yaxınlaşır.

Dərslik əsasən texniki, texnoloji və iqtisadyönlü Ali məktəblərin müəllim və tələbələri üçün nəzərdə tutulsa da fizika ilə maraqlanan hər bir oxucu üçün də faydalı ola bilər.

I HİSSƏ

MEXANİKANIN FİZİKİ ƏSASLARI

I Fəsil

Kinematika

§1.1. Düzxətli bərabərsürətli hərəkət, yerdəyişmə, yol, sürət və təcil

Maddi cisimlərdə baş verən hər cür dəyişiklik **hadisə** adlanır. Buzun əriməsi, ildırım çaxması, naqildən cərəyan keçərkən istilik ayrılması və s. hadisələr cismi təşkil edən zərrəciklər arasındakı əlaqələrin, yaxud onların hərəkət sürətinin dəyişməsi ilə əlaqədardır. *Hadisələr arasında mövcud olan zəruri əlaqə qanun adlanır.*

Fizikanın mexaniki hadisələri öyrənən bölməsinə **mexanika** deyilir. Bir cismin başqa cismlərə nəzərən yerdəyişməsinə **mexaniki hərəkət** deyilir. Buradan aydın olur ki, mexaniki hərəkəti tək bir cismə aid etmək olmaz. Bu anlayışı geniş mənada başa düşmək üçün iki və daha çox cisimlərdən istifadə edilməlidir. Hər hansı bir cismin hərəkətdə olub–olmamasını müəyyənləşdirmək üçün başqa bir cismin hərəkətsiz olduğunu qəbul etməliyik. Lakin, bizi əhatə edən aləmdə mütləq hərəkətsiz olan cisim yoxdur. Təbiətdə olan bütün cisimlər bu və ya digər hərəkətdə iştirak edirlər. Məsələn, sinifdə olan oturmaqlar sinfin divarlarına nəzərən sükunətdədir. Lakin, bununla yanaşı onların hamısı Yerlə birlikdə Günəşə nəzərən hərəkətdədirlər. Deməli, cismin hərəkətini öyrənmək üçün, əvvəlcə, həmin cismin hansı cisim və ya cisimlər sistemində nəzərən hərəkət edəcəyini ayırd etmək lazımdır. Mexaniki hərəkət hansı cismə nəzərən müəyyən edilərsə, o cisim **hesablama**

cismi adlanır.

Hesablama cismindən keçmək şərtilə bir–birinə qarşılıqlı perpendikulyar olan üç düz xətt sisteminə **koordinat sistemi** deyilir. Koordinat sistemi və zamanı ölçən cihaz birlikdə **hesablama sistemi** adlanır.

Mexanika üç bölmədən ibarətdir: *kinematika, dinamika və statika*.

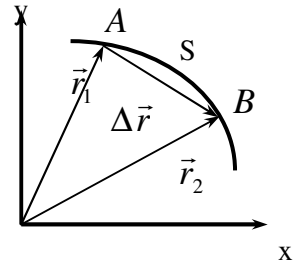
Kinematika–cismın və ya cisimlər sisteminin hərəkətini, bu hərəkəti doğuran səbəbləri nəzərə almadan öyrənir. **Dinamika**–cisimlərin hərəkətini, bu hərəkəti doğuran bu və ya digər səbəblərlə birlikdə öyrənir. Nəhayət, **statika**–cisimlərin tarazlıqda olma hallarını öyrənir.

Tarazlıq halı hərəkətin xüsusi halı kimi dinamika qanunlarından çıxan bir nəticə kimi müəyyən edilə bilər. Ona görə də fizika kursunda statika bəhsi ayrıca bir bölmə kimi deyil, dinamika qanunları ilə birlikdə öyrənilir.

Çox vaxt cismin hərəkətini öyrənmək üçün bu cismin ölçülərini verilmiş məsələdə nəzərə almamaq daha sərfəli olur.

*Verilmiş məsələ üçün cismin ölçülərini nəzərə almamaq mümkün olarsa, belə cismə **maddi nöqtə** kimi baxmaq olar və fərz edilir ki, cismin bütün kütləsi bu nöqtədə toplanmışdır. Maddi nöqtənin fəzada hərəkəti zamanı keçdiyi nöqtələrin həndəsi yeri onun **trayektoriyası** adlanır.*

Trayektoriyanın formasına görə hərəkətlər düzxətli və əyrixətli olmaqla iki yerə bölünür. Maddi nöqtənin hərəkətləri içərsində ən sadəsi **düzxətli bərabərsürətli** hərəkətdir. Bu hərəkətdə maddi nöqtə istənilən bərabər zaman fasilələrində bərabər yerdəyişmələr icra edir. Fərz edək ki, hərəkət edən maddi nöqtə ixtiyari trayektoriya üzrə A nöqtəsindən B nöqtəsinə gəlmişdir (şəkil 1.1). A başlanğıc və B son nöqtələri birləşdirən düz xəttə **yerdəyişmə** ($\Delta \vec{r}$), bu nöqtələr boyunca hesablanan trayektoriyaya



Şəkil 1.1

(*S*) isə- **yolun uzunluğu** deyilir. Burada, $\Delta\vec{r} = \vec{r}_2 - \vec{r}_1$ radius vektorlarının fərqinə bərabər (*yerdəyişmə*) götürülə bilər. *S*–gedilən yol skalyar kəmiyyətdir. Gedilən yolun uzunluğu yalnız, düzxətli hərəkət bir istiqamətdə baş verdikdə yerdəyişmə vektorunun moduluna bərabərdir.

Fəzada maddi nöqtənin hərəkətinin yeyin və yavaş dəyişməsini xarakterizə etmək üçün vektorial kəmiyyət olan sürət anlayışından istifadə edilir.

Sürət- maddi nöqtənin hərəkəti zamanı yerdəyişmənin zamandan asılı olaraq dəyişməsini və hərəkətin həmin andakı istiqamətini xarakterizə edir.

Əgər t_0 anında radius vektor $\vec{r}_0$, t anında isə $\vec{r}$ -dirsə, onda $t-t_0=\Delta t$ müddətində yerdəyişmə $\vec{r} - \vec{r}_0 = \Delta\vec{r}$ olacaq. $\Delta\vec{r}$ yerdə-yişməsinin bu dəyişməyə sərf olunan zamana (Δt) olan nisbətinə hərəkətin orta sürəti deyilir. Yəni,

$$\vec{v}_{or} = \frac{\vec{r} - \vec{r}_0}{t - t_0} = \frac{\Delta\vec{r}}{\Delta t} \quad (1.1)$$

Orta sürətə belə tərif də vermək olar: ədədi qiymətcə vahid zamandakı yerdəyişmə vektoruna bərabər olan kəmiyyətə **orta sürət** deyilir.

(1.1.) ifadəsində Δt zamanını sıfıra yaxınlaşdırıb limitə keçsək ani sürəti tapa bilərik:

$$\vec{v}_{ani} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta\vec{r}}{\Delta t} \right) = \frac{d\vec{r}}{dt} \quad (1.2)$$

Ani sürət- *hərəkətin verilən andakı və ya trayektoriyanın verilmiş nöqtəsindəki sürətdir*. Əgər yerdəyişmə yola bərabər olarsa, (düzxətli hərəkət) ani sürətin qiyməti aşağıdakı kimi təyin olunur:

$$v = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta S}{\Delta t} \right) = \frac{dS}{dt} \quad (1.3)$$

Deməli, **ani sürət**- *yolun zamana görə birinci tərtib törəməsinə bərabərdir*. (1.1.)-dən istifadə edərək sürətin vahidini təyin etmək

olar. BS-də sürət vahidi $1 \frac{m}{san}$ -dir.

Düzxətli bərabərsürətli hərəkətdə cismin sürəti həm qiymət, həm də istiqamətcə sabit olur. Əgər maddi nöqtə t_0 müddətində S_0 yolunu, t müddətində S yolunu qət edərsə, bu halda hərəkətin sürəti:

$$v = \frac{S - S_0}{t - t_0} = \frac{\Delta S}{\Delta t} \quad (1.4)$$

Deməli, düzxətli bərabərsürətli hərəkətdə **sürət** ədədi qiymətcə vahid zamanda gedilən yola bərabər olan kəmiyyətdir. Xüsusi halda $t_0=0$; $S_0=0$ olarsa,

$$v = \frac{S}{t} \quad (1.5)$$

yazmaq olar.

Burada gedilən yolun uzunluğu üçün belə alınır:

$$S = v \cdot t \quad (1.6)$$

Bərabərsürətli düzxətli hərəkətə nadir hallarda təsadüf olunur. Hərəkətlərin əksəriyyətində sürət vektoru həm qiymət, həm də istiqamətcə dəyişir. Düzxətli bərabərsürətli olmayan hərəkətdə sürətin dəyişməsinə xarakterizə etmək üçün **təcil** anlayışından istifadə edilir.

Əgər başlanğıc sürət $\vec{v}_0$, t saniyədən sonrakı sürət $\vec{v}_t$ olarsa, **orta təcil** aşağıdakı şəkildə yazılır:

$$\vec{a}_{or} = \frac{\vec{v}_t - \vec{v}_0}{t - t_0} = \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t} \quad (1.7)$$

(1.7)-dən görünür ki, **təcil** - sürətin vahid zamanda dəyişməsi ilə ölçülən bir fiziki kəmiyyətdir. Təcil də sürət kimi vektor kəmiyyətdir. Bərabərdəyişən hərəkətdə gedilən yolu təyin etmək üçün

$$v_{or} = \frac{v_t + v_0}{2} \quad \text{və} \quad S = v_{or} \cdot t$$

ifadələrindən istifadə edilir. Bu ifadələrdən yazmaq olar:

$$s = v_{or} \cdot t = \left(\frac{v_t + v_0}{2} \right) \cdot t \quad \text{və} \quad v_t = v_0 + at \quad \text{olduğundan,}$$

$$s = \left(\frac{v_0 + at + v_0}{2} \right) \cdot t = v_0 \cdot t + \frac{at^2}{2} \quad (1.8)$$

olar. Bu isə bərabəryeyinləşən hərəkətdə yolun düsturudur.

Ani təcil - $\Delta t \rightarrow 0$ olanda, $\frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t}$ nisbətinin yaxınlaşdığı limitə deyilir.

$$\vec{a}_{ani} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t} \quad (1.9)$$

və ya

$$\vec{a}_{ani} = \frac{d\vec{v}}{dt} \quad (1.10)$$

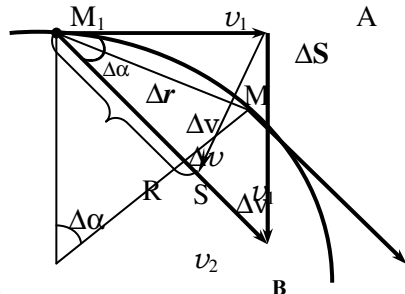
Deməli, təcil sürətin zamana görə birinci tərtib törəməsinə bərabərdir. (1.3) düsturunu (1.10.)-da nəzərə alsaq:

$$|\vec{a}| = \frac{d^2 S}{dt^2} \quad (1.11)$$

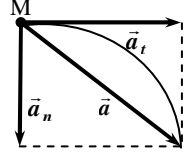
olar. Deməli, təcil yolun zamana görə ikinci tərtib törəməsinə bərabərdir. Təcilin BS-də vahidi $1 \frac{m}{san^2}$ -dir.

§1.2. Əyrixətli hərəkət

Əyrixətli hərəkətdə sürətin həm qiyməti, həm də istiqaməti dəyişir. Ona görə əyrixətli dəyişən hərəkət zamanı iki cür təcil yaranır: sürətin qiymətcə dəyişməsi hesabına yaranan təcil trayektoriyaya toxunan isti-qamətdə yönəlir və buna görə də **tangensial (toxunan) təcil** adlanır. Digər təcil isə sürətin istiqamətcə dəyişməsi hesabına yaranır və ayrılık mərkəzinə doğru yönəlir. Bu təcil **normal təcil və ya mərkəzəqaçma təcili** adlanır.



Fərz edək ki, maddi nöqtə ixtiyari əyrixətli trayektoriya üzrə hərəkət edir və Δt müddətində M_1 nöqtəsindən M_2 nöqtəsinə gəlir. Maddi nöqtənin M_1 -də sürəti $\vec{v}_1$, M_2 -də $\vec{v}_2$ olsun (şəkil 1.2). Δt zamanda maddi nöqtənin sürətinin dəyişməsi $\Delta \vec{v} = \vec{v}_2 - \vec{v}_1$ olar. $\Delta \vec{v}$ -ni tapmaq üçün $\vec{v}_2$ vektorunu M_1 nöqtəsinə qiymət və istiqaməti dəyişməmək şərtilə köçürək. Onda, bu vektorların uclarını birləşdirən istiqamətlənmiş düz xətt vektorların fərqi olar.



Şəkil 1.3

Bilirik ki, təcil $\vec{a} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t}$ şəklində yazılır. $\Delta \vec{v}$ -ni toplananlara ayırmaq üçün $\vec{v}_2$ vektoru üzərində qiymətcə $\vec{v}_1$ -ə bərabər M_1S parçasını ayıraq. $SB = \Delta \vec{v}_\tau$ bu vektorların qiymətcə, $AS = \Delta \vec{v}_n$ istiqamətcə fərqi olar. Onda, $\Delta \vec{v} = \Delta \vec{v}_\tau + \Delta \vec{v}_n$ yazmaq olar. Bu ifadəni təcil düsturunda nəzərə alsaq:

$$\vec{a} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}_\tau + \Delta \vec{v}_n}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}_\tau}{\Delta t} + \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}_n}{\Delta t}$$

olar.

Buradan görünür ki, dəyişən əyrixətli hərəkətdə təcil iki toplanandan ibarətdir (şəkil 1.3). Burada, $\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}_n}{\Delta t}$ ifadəsi sürətin

istiqamətcə, $\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}_\tau}{\Delta t}$ isə sürətin qiymətcə dəyişməsi hesabına yaranır.

Deməli,

$$\vec{a}_n = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}_n}{\Delta t} \quad (1.12)$$

normal təcili,

$$\vec{a}_\tau = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}_\tau}{\Delta t} \quad (1.13)$$

isə tangensial təcili göstərir.

ΔM_1AS -dən $\Delta \vec{v}_n = \vec{v}_1 \cdot \Delta \alpha$ olduğunu yaza bilərik. Digər tərəfdən, $M_1M_2 = \Delta s = R \Delta \alpha$ olar. R -əyrilik radiusudur.

Bu ifadələrdən istifadə edərək yazmaq olar:

$$\Delta \vec{v}_n = \vec{v}_1 \cdot \frac{\Delta S}{R} \quad \text{və} \quad \Delta \alpha = \frac{\Delta S}{R} \quad (1.14)$$

(1.14)-ü (1.12)-də nəzərə alsaq,

$$\vec{a}_n = \frac{\vec{v}_1}{R} \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta S}{\Delta t} = \frac{\vec{v}_1^2}{R}; \quad \vec{a}_\tau = \frac{\vec{v}_1^2}{R} \quad (1.15)$$

Bu ifadə ***mərkəzəqaçma (normal) təcilin*** ifadəsidir. (1.13) ifadəsi sürətin qiymətcə dəyişməsi hesabına yaranır. Ona görə də (1.13) ifadəsini

$$\vec{a}_\tau = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}_\tau}{\Delta t} = \frac{d\vec{v}_\tau}{dt} \quad (1.16)$$

şəklində yazmaq olar. Bu təcil əyriyə toxunan istiqamətdə yönəlidir. Buna görə də $\vec{a}_\tau$ ***tangensial (toxunan) təcil*** adlanır.

İxtiyari əyrixətli hərəkətdə tam təcil

$$\vec{a} = \vec{a}_n + \vec{a}_\tau \quad (1.17)$$

şəklində ifadə olur. Bu təcillər bir-birinə perpendikulyar olduqları üçün tam təcilin qiyməti:

$$|\vec{a}| = \sqrt{|\vec{a}_n|^2 + |\vec{a}_\tau|^2} = \sqrt{\left| \frac{\vec{v}^2}{R} \right|^2 + \left| \frac{d\vec{v}}{dt} \right|^2} \quad (1.18)$$

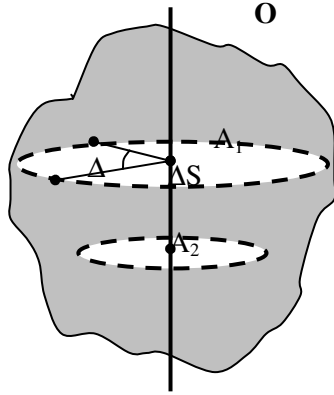
olar. Hərəkət düzxətli dəyişən olduqda $\vec{a}_n = 0$, ($R = \infty$) və $|\vec{a}| = \frac{dv}{dt}$

olar, əyrixətli bərabərsürətli olduqda isə $\vec{a}_\tau = 0$ və $|\vec{a}| = |\vec{a}_n| = \frac{\vec{v}^2}{R}$

olar.

§1.3. Fırlanma hərəkətinin kinematikası

Bərk cismin OO' oxu ətrafında fırlanması zamanı onun bütün nöqtələri mərkəzləri bu ox üzərində olan çevrələr cızarsa, belə hərəkət **fırlanma hərəkəti** adlanır (şəkil 1.4). OO' oxuna **fırlanma oxu** deyilir.



Tutaq ki, cisim Δt zaman fasiləsində OO' oxu ətrafında $\Delta\varphi$ bucağı qədər dönməsi zamanı cisim üzərində hər hansı bir A_1 nöqtəsi bu müddətdə Δs yolunu qət etmiş və A_2 nöqtəsinə çatmışdır ($A_1A_2 = \Delta s$).

Əgər $\Delta\varphi$ bucağı kifayət qədər kiçik və A_1 nöqtəsinin fırlanma oxundan olan məsafəsi r olarsa,

$$\Delta s = r \cdot \Delta\varphi \quad (1.19)$$

yazmaq olar. Hərəkət dəyişən olanda $\frac{\Delta\varphi}{\Delta t}$ müxtəlif zaman fasilələrində müxtəlif qiymət alır və zaman fasiləsi azalaraq, sıfıra yaxınlaşanda bu nisbət hər hansı bir qiymət alır. Bu nisbət fırlanan cismin bucaq sürətini verir:

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\varphi}{\Delta t} = \omega$$

$\Delta\varphi$ –yə **dönmə bucağı** deyilir. Deməli, **bucaq sürəti** maddi nöqtənin vahid zamanda fırlanarkən cızdığı bucağa bərabər olan kəmiyyətə deyilir.

Əgər fırlanma hərəkəti bərabərsürətli olarsa, onda sonlu t zaman müddətində φ bucağı cızılır. Bu halda bucaq sürəti

$$\omega = \frac{\varphi}{t} \quad (1.20)$$

olar. $\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \varphi}{\Delta t}$ ifadəsi $\frac{d\varphi}{dt}$ olduğundan, demək olar ki, **bucaq sürəti**, *dönmə bucağının zamana görə birinci tərtib törəməsinə bərabərdir*:

$$\omega = \frac{d\varphi}{dt} \quad (1.21)$$

Bucaq sürəti $\frac{rad}{san}$ ilə ölçülür.

Fırlanma hərəkəti zamanı maddi nöqtənin tam bir dövr etməsi üçün sərf olunan zamana onun **periodu** (T) deyilir. Aydındır ki, $t = T$ zamanda $\varphi = 2\pi$ bucağı cızılır. Onda

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi n$$

olar. Burada, $n = \frac{1}{T}$ - bir saniyədəki dövrlərin sayı olub, **tezlik** adlanır.

Bucaq sürəti ilə xətti sürət arasında müəyyən bir münasibət vardır. Əgər (1.19) ifadəsinin hər tərəfini Δt -yə bölüb limitə keçsək,

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta S}{\Delta t} = r \cdot \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \varphi}{\Delta t} \quad \text{və ya} \quad v = r \cdot \omega \quad (1.22)$$

olduğunu alarıq.

Tutaq ki, dəyişən hərəkətdə bucaq sürətinin Δt zaman fasiləsində dəyişməsi $\Delta \omega$ olmuşdur. Bu halda, $\frac{\Delta \omega}{\Delta t}$ nisbəti Δt -dən asılı olaraq müxtəlif qiymətlər alacaqdır.

$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \omega}{\Delta t} = \bar{\theta} = \frac{d\omega}{dt}$ kəmiyyəti bucaq təcilinin ani qiymətini verir.

Deməli, **bucaq təcili**, bucaq sürətinin zamana görə birinci tərtib törəməsinə bərabərdir. Bucaq təcilinin vahidi $\frac{rad}{san^2}$ -dir.

$$\bar{\omega} = \frac{d\varphi}{dt} \text{ ifadəsini } \bar{\theta} = \frac{d\omega}{dt} \text{ -də nəzərə alsaq,}$$

$$\bar{\theta} = \frac{d^2 \varphi}{dt^2} \quad (1.23)$$

alınar. Buradan görünür ki, **bucaq təcili** dönmə bucağının zamana görə ikinci tərtib törəməsinə bərabərdir.

Fərz edək ki, Δt zaman fasiləsində bucaq sürətinin dəyişməsi $\Delta \omega$ və ona uyğun olan xətti sürətin dəyişməsi isə Δv olmuşdur. Onda, $\Delta v = r \cdot \Delta \omega$ yazmaq olar. Bu ifadənin hər tərəfini Δt -yə bölüb limitə keçsək, $\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t} = r \cdot \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{\omega}}{\Delta t}$ olduğundan, alırıq:

$$\vec{a}_\tau = \vec{r} \cdot \vec{\theta} \quad (1.24)$$

Bu ifadə xətti və bucaq təcilləri arasındakı əlaqəni göstərir.

Fırlanan nöqtənin normal təcilini belə ifadə etmək olar:

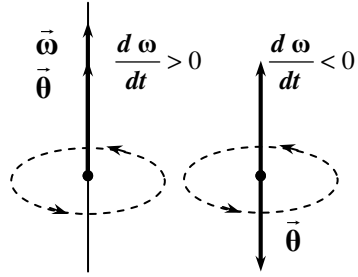
$$\vec{a}_n = \frac{v^2}{r} = \frac{r^2 \omega^2}{r} = \omega^2 \vec{r} \quad (1.25)$$

Bərabərartan fırlanma hərəkəti zamanı bucaq təcili

$$\bar{\theta} = \frac{\omega - \omega_0}{t} \quad (1.26)$$

şəklində yazılır.

Bucaq təcili və bucaq sürəti vektorial kəmiyyətlərdir. Bu vektorların istiqaməti burğu qaydası adlanan qayda ilə təyin olunur. Burğunu elə tutular ki, onun dəstəyinin fırlanma hərəkətinin istiqaməti maddi nöqtənin fırlanma hərəkətinin istiqamətində olsun. Bu zaman burğunun irəliləmə hərəkətinin istiqaməti (şəkil 1.5) bucaq sürətinin istiqamətini göstərir.



Şəkil 1.5

Hərəkət artan olduqda $\vec{\omega}$ və $\vec{\theta}$ vektorları eyni istiqamətdə, hərəkət azalan olduqda isə bir-birinin əksi istiqamətində yönəliirlər.

§1.4. Fiziki kəmiyyətin ölçüsü və vahidi

Fizika qanunları, fiziki kəmiyyətlər arasındakı miqdar nisbətini müəyyən edir. Belə nisbətlərin müəyyən edilməsi üçün müxtəlif fiziki kəmiyyətlərin ölçülməsi lazım gəlir.

Hər hansı fiziki kəmiyyəti ölçmək (məsələn, kütləni və s.) onu eyni növ kəmiyyət üçün vahid qəbul edilmiş kəmiyyətlə müqayisə etmək deməkdir.

Fiziki kəmiyyətin ölçü vahidlərini tamamilə sərbəst seçmək olar. Lakin fiziki kəmiyyətlərin özləri bir-birindən asılı olduqlarından, onların ölçü vahidləri arasında uyğun asılılığı müəyyən etmək olar. Buna görə bir neçə müxtəlif və bir-birindən asılı olmayan sərbəst ölçü vahidləri seçilir və onlar ***əsas vahidlər*** qəbul edilir. Qalan kəmiyyətlərin ölçü vahidləri isə ***törəmə vahidlər*** adlanır və bu kəmiyyətləri, əsas qəbul edilmiş kəmiyyətlərlə əlaqələndirən düsturun köməyi ilə alınır. Ölçü vahidləri ümumilikdə müəyyən sistem yaradır.

Əsas kəmiyyətlərin uzunluq, kütlə və zaman olan sistemə, mütləq sistem deyilir.

BS (Beynəlxalq vahidlər sistemi) mütləq sistemə aiddir. Bu sistemin əsas vahidləri: uzunluq vahidi – metr (m), kütlə vahidi – kiloqram (kg) və zaman vahidi – saniyədir (san). Göstərilən üç vahiddən başqa, cərəyan şiddətinin vahidi – amper (A), mütləq temperatur vahidi – Kelvin (K), işıq şiddəti vahidi – Kandela (Kd) və maddə miqdarı vahidi – mol (mol) BS-də əsas vahid qəbul edilir.

Fizikada həmçinin, SQS-sistemi adlanan, ***mütləq vahidlər sistemi*** də tətbiq edilir. Bu sistemdə əsas vahidlər: santimetr (sm), qram (q) və saniyədir (san).

Bəzən mütləq vahidlər sistemindən başqa ***texniki vahidlər sistemindən*** də istifadə edirlər. Bu sistemin əsas vahidləri: uzunluq vahidi – metr (m), qüvvə vahidi – kiloqüvvə (kQ) və zaman vahidi – saniyədir (s).

II Fəsil

Dinamika

§ 2.1. Nyuton qanunları. Ətalət hesablama sistemləri.

Dinamika mexanikanın, hərəkəti onu doğuran səbəblə birlikdə öyrənən hissəsidir. Dinamikanın əsas məsələsi bu və ya digər hesablama sistemində cisimlərin hərəkətini və bu hərəkətin baş vermə səbəblərini öyrənməkdir. Cisimlərin mexaniki hərəkət növləri müxtəlif olduğundan onların hansı şəraitdə düzxətli yaxud əyrixətli trayektoriya boyunca hərəkət etməsini müəyyən etmək lazımdır. Hər bir mexaniki hərəkət nisbi xarakter daşdığı üçün bu hərəkətin xarakteri hesablama sisteminin seçilməsindən asılıdır. Ona görə də elə hesablama sistemi seçmək lazımdır ki, o sistemdə hərəkəti öyrənilən cisim, mexaniki hərəkətin ən sadə növü olan düzxətli bərabərsürətli hərəkətdə iştirak etmiş olsun. Təcrübələr göstərir ki, heç bir cismin sürəti öz – özünə dəyişmir, yalnız qarşılıqlı təsirdə olan cisimlərin sürəti dəyişir. Cismin hərəkət sürətinin dəyişməsi üçün (qiymət və istiqamətə) hökmən ona başqa cisimlər təsir etməlidir. Məsələn, Yerə nəzərən sükunətdə olan cisim heç vaxt özünün sürətini dəyişə bilməz, onun hərəkət etməsi üçün ona başqa cisimlər təsir etməlidir.

1632 – ci ildə İtalyan fiziki Qaliley təcrübi olaraq göstərdi ki, *cismə xarici təsir olmadıqda o, nəinki nisbi sükunətini, hətta düzxətli bərabərsürətli hərəkət halını saxlaya bilər. Buna Qalileyin ətalət qanunu deyilir.*

Cismin öz əvvəlki sükunət və yaxud düzxətli bərabərsürətli halını saxlamasına ətalət deyilir.

İngilis alimi İsaak Nyuton Qalileydən 50 il sonra dinamikanın üç qanununu kəşf etdi. Bu qanunlar klassik mexanikanın əsasını təşkil edir. Nyuton bu qanunları “Natural fəlsəfənin riyazi prinsipləri” əsərində 1687 – ci ildə vermişdir. Nyuton Qalileyin təcrübi nəticələrini ümumiləşdirərək dinamikanın birinci qanununu belə ifadə etmişdir:

İstənilən cismə başqa cisimlər təsir etmədikdə o, əvvəlki sükunət və ya düzxətli bərabərsürətli hərəkət qanununu saxlayır. Bu qanuna ətalət qanunu deyilir.

Nyutonun birinci qanununu təcrübədə yoxlamaq olmur. Təbiətdə olan bütün cisimlər bir – biri ilə qarşılıqlı təsirdə olduğundan, elə ideal şərait yaratmaq olmaz ki, baxılan cismə başqa cisimlər təsir etməsin. Buradan belə nəticə çıxarmaq olar ki, əgər cisim sükunət halındadırsa, deməli başqa cisimlərin ona təsiri bir – birini tarazlaşdırır. Cismə başqa cisimlər təsir etmirsə, belə cisimlər izolə edilmiş cisimlər adlanır. Onda belə nəticə çıxarmaq olar ki, ancaq izolə edilmiş cisimlər öz əvvəlki hərəkət hallarını saxlaya bilər. Ona görə də Nyutonun birinci qanunu istənilən hesablama sistemində ödənilə bilməz.

Nyutonun birinci qanunu ödənilən hesablama sistemində ətalət hesablama sistemi deyildir. Belə hesablama sisteminə nəzərən düzxətli bərabərsürətli hərəkət edən ixtiyari hesablama sistemi də ətalət hesablama sistemi adlanır. Ona görə də Nyutonun birinci qanununu aşağıdakı kimi ifadə etmək daha əlverişlidir:

Elə hesablama sistemləri vardırki, cismə digər cisimlər təsir etmədikdə və ya onların təsirləri bir – birini kompensə etdikdə həmin sistemlərdə cisimlər öz əvvəlki sükunət və ya düzxətli bərabərsürətli hərəkət halını saxlayır.

Yer şəraitində Nyutonun birinci qanunu təqribi ödənilir.

Nyutonun ikinci qanunu üç fiziki kəmiyyət arasında əlaqə yaradır; təsir edən qüvvə - $\vec{F}$, cismin kütləsi- m və təcili- $\vec{a}$. Bu qanun təcrübi faktların ümumiləşməsi kimi müəyyən olunmuşdur.

Cismin aldığı təcil təsir edən qüvvə ilə düz, onun kütləsi ilə tərs mütənasib olub, həmin qüvvənin təsiri istiqamətində yönəlir.

$$\vec{a} = \frac{\vec{F}}{m} \quad (2.1)$$

Bu Nyutonun ikinci qanunudur.

(2.1) ifadəsini aşağıdakı kimi də yazmaq olar:

$$\vec{F} = m\vec{a} = m \frac{d\vec{v}}{dt} \quad (2.2)$$

Bu ifadədən istifadə edərək ikinci qanuna tərif vermək olar: cismə təsir edən qüvvə cismin kütləsi ilə təcilinə vurma hasilinə bərabərdir.

Klassik mexanikada kütlə sabit kəmiyyət olduğundan (2.2) – ni

$$\vec{F} = m \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{d}{dt}(m\vec{v}) \quad (2.3)$$

şəklində yazmaq olar.

Maddi nöqtənin kütləsinin onun sürətinə olan hasilini $(\vec{P} = m\vec{v})$ **impuls** və ya **hərəkət miqdarı** adlanır. Onda yazmaq olar:

$$\vec{F} = \frac{d\vec{P}}{dt} \quad (2.4)$$

Hərəkət miqdarı (impuls) sürət vektoru istiqamətində yönəlmişdir. (2.4) ifadəsinə görə ikinci qanunu belə ifadə etmək olar:

İmpulsun zamana görə dəyişməsi təsir edən qüvvəyə bərabər olur. (2.4) – dən yazmaq olar:

$$\vec{F}dt = d\vec{P} = d(m\vec{v})$$

Burada, $\vec{F}dt$ hasilini **qüvvə impulsu** adlanır. Əgər qüvvənin təsirindən cisim öz sürətini v_1 - dən v_2 - yə qədər dəyişmiş olarsa, onda

$$\int_0^t \vec{F}dt = \int_{v_1}^{v_2} d(m\vec{v}) = m \int_{v_1}^{v_2} d\vec{v}$$

və buradan

$$\vec{F} \cdot t = m\vec{v}_2 - m\vec{v}_1 \quad (2.5)$$

olar. Bu ifadədən görünür ki, *cismin hərəkət miqdarının dəyişməsi qüvvə impulsuna bərabərdir.* (2.2) ifadəsindən istifadə edərək qüvvənin vahidlərini təyin etmək olar.

Əgər $m=1q$ və $a=1\frac{sm}{san^2}$ olarsa, onda $F=1q \cdot \frac{sm}{san^2}=1dn$ olar.

Əgər $m=1kq$; $a=1\frac{m}{san^2}$ olarsa, $\vec{F}=1N$ olar. BS – də qüvvə vahidi **1 Nyuton** qəbul edilmişdir. Kütləsi $1kq$ olan cismə $1m$ yolda $1m/san^2$ təcil verən qüvvə 1 Nyuton adlanır. $1N=10^5dn$

Texniki vahidlər sistemində qüvvə vahidi $1kQ$ – dır.

$1kQ=9,81N=9,81 \cdot 10^5$ dina . $1N=0,102kQ$ olar.

Qeyd etmək lazımdır ki, dinamikanın birinci və ikinci qanunları bir – birini tamamlayır. Belə ki, 1 – ci qanun 2 –ci qanunun xüsusi halı kimi özünü biruzə vüeir. Həqiqətən də əgər ikinci qanunda $\vec{F}=0$ olarsa, onda (2.2) – dən

$$m\vec{a}=0 \quad (2.6)$$

olar. Digər tərəfdən kütlənin sıfırdan fərqli olmasını nəzərə alsaq,

$$\vec{a} = \frac{0}{m} = 0 \text{ və ya } \vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt} = 0 \quad (2.7)$$

Burada təcilin sıfıra bərabər olması cismin sükunət və ya düz-xətli bərabərsürətli hərəkət halında olduğunu göstərir.

Yuxarıda qeyd etdiklərimizdən belə nəticə çıxır ki, cismə kənar cisimlər müəyyən qüvvə ilə təsir etdikdə cismin hərəkət halını dəyişə bilər, təsir edən qüvvələrin əvəzləyicisi $\vec{F} = 0$ olanda cisim sükunətdə qalar və ya bərabərsürətli düzxətli hərəkət edir.



Şəkil 2.1

Cisimlərin bir - birinə hər hansı təsiri qarşılıqlı xarakter daşı-yır.

Əgər M_1 cismi M_2 cisminə hər hansı bir $\vec{F}_{2,1}$ qüvvəsilə təsir göstərsə, onda M_2 cismi də öz növbəsində M_1 cisminə $\vec{F}_{1,2}$ qüvvəsilə təsir göstərəcəkdir (şəkil 2.1).

Bu fakt dinamikanın 3- cü qanununda öz ifadəsini tapmışdır: ***İki cismin qarşılıqlı təsiri həmişə qiymətcə bərabər və istiqamətcə əksdir.*** Başqa sözlə, təsir əks təsire qiymətcə bərabərdir, yəni

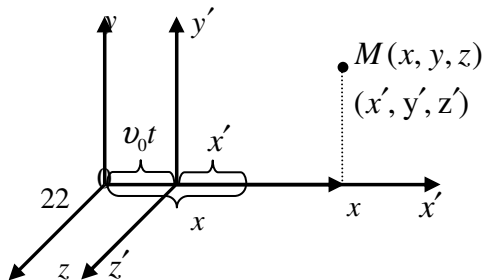
$$\vec{F}_{1,2} = -\vec{F}_{2,1} \quad (2.8)$$

Bu Nyutonun üçüncü qanunudur.

Təsir və əks təsir qüvvələri iki müxtəlif cismə tətbiq olduğundan bu qüvvələr bir – birini tarazlaşdırmır və cisimləri birləşdirən düzxətt boyunca yönəliirlər.

§2.2. Qalileyin nispiilik prinsipi və Qaliley çevrilmələri.

Bildiyimiz kimi Nyutonun birinci qanunu yalnız inersial hesablama sistemlərində ödənilir. Təcrübə göstərmişdir ki, cismin ətalət qanununa riayət etmə dərəcəsi koordinat sisteminin seçilməsindən asılıdır. İnersial koordinat sistemi anlayışı mücərrəd anlayışdır. Belə sistemlər təcrübədə təqribi götürülür. Doğrudan da təbiətdəki cisimlərin hamısı bir – biri ilə qarşılıqlı təsirdədirlər və bu təsirləri tamamilə aradan



Şəkil 2.2

qaldırmaq mümkün deyildir. Ona görə də ideal inersial koordinat sistemi tapmaq mümkün deyildir. Lakin Yer şəraitində müəyyən məsələlərin tələbini ödəyən inersial sistem tapmaq olar. Məsələn, bütün maşın və mexanizmlərin, nəqliyyatın hərəkətinə, kimyəvi istilik və nüvə reaksiyalarının gedishinə Yerin fırlanma hərəkətinin təsiri olmur. Ona görə də bu cür məsələlərin həllində Yerlə bağlı sistemlərdən istifadə etmək olar. Göy cisimlərin hərəkətinə Yerlə bağlı sistemlərdə öyrənmək olmaz. Günəşə bağlanmış və oxları ulduz-lara doğru yönəldilmiş koordinat sistemi inersial hesab edilə bilər. Əgər müəyyən nöqtənin koordinatları bir inersial koordinat sistemində məlum olarsa, bu nöqtənin koordinatlarını bu sistemə nəzərən düzxətli bərabərsürətli hərəkət edən ikinci koordinat sistemində də müəyyən etmək olar. Klassik mexanikada bu düsturları Qaliley vermişdir. Bunu bir misalla aydınlaşdıraraq.

Fərz edək ki, bir – birinə nəzərən $\vec{v}_0$ sürəti ilə hərəkət edən iki koordinat sistemi verilmişdir. Bu sistemlərdən biri (X, Y, Z) Yerlə, ikinci (X', Y', Z') isə Yerə nəzərən düzxətli bərabərsürətli hərəkət edən vaqonla bağlı sistemdir (şəkil 2.2). Hesablama sistemlərini elə seçək ki, X və X' oxları üst – üstə düşsün, Y və Y', Z və Z' oxları isə paralel olsunlar. Hər hansı M(X, Y, Z) nöqtəsinin vəziyyətini ixtiyari t zamanında hər iki sistemdə öyrənək. Koordinat başlanğıcları üst – üstə düşdüyü an üçün, şəkildən gördüyü kimi, t zamanından sonra M nöqtəsinin koordinatları

$$\left. \begin{aligned} X &= X' + vt \\ Y &= Y' \\ Z &= Z' \\ t &= t' \end{aligned} \right\} \quad (2.9)$$

olur. Hərəkətdə olan koordinat sistemində isə

$$\left. \begin{aligned} Y &= Y' \\ Z &= Z' \\ X &= X' - vt \\ t &= t' \end{aligned} \right\} \quad (2.10)$$

olar. **Bu düsturlar Qaliley çevirmələri adlanır.** İndi bu sistemlərdə nöqtənin yerdəyişməsini öyrənək. Fərz edək ki, X, Y, Z sistemində t_1 anında nöqtənin koordinatı x_1 , t_2 anında x_2 - dir. (şəkil 2.3) Yerlə bağlı sistemə nəzərən nöqtənin yerdəyişməsi

$$\Delta x = x_2 - x_1 \quad (2.11)$$

olar. Vaqonla bağlı sistemə görə nöqtənin yerdəyişməsi $\Delta x' = x'_2 - x'_1 = (x_2 - vt_2) - (x_1 - vt_1) = (x_2 - x_1) - v(t_2 - t_1) = \Delta x - v\Delta t$ Deməli,

$$\Delta x' = \Delta x - v\Delta t \quad (2.12)$$

Buradan görünür ki, nöqtənin yerdəyişməsi müxtəlif sistemlərdə müxtəlif olur. İndi isə bu sistemlərdə xətt parçasının uzunluğuna baxaq. Aydındır ki, X, Y, Z sistemində xətt parçasının uzunluğu $\ell = \Delta x = x_2 - x_1$, X', Y', Z' sistemində isə $\ell' = \Delta x' = x'_2 - x'_1$ olar. (2.12) düsturuna əsasən

$$\Delta x = \Delta x' + v\Delta t \quad (2.13)$$

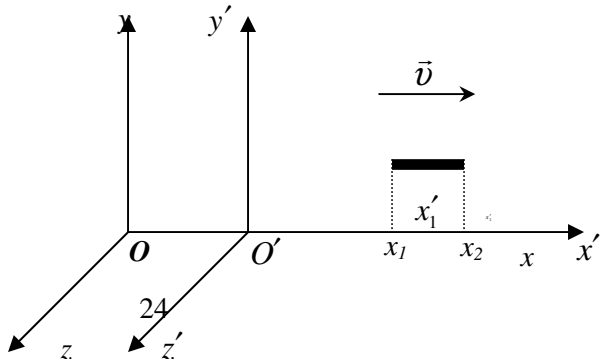
Olar. Qalileyə görə (klassik mexanikada) $\Delta t = t_2 - t_1 = 0$ yəni, $t_1 = t_2$ eynivaxtlılıq qəbul edilir, bütün sistemlərdə. Onda, $\Delta x = \Delta x'$ və ya $\ell = \ell'$ olacaqdır. Deməli, xətt parçasının uzunluğu hər iki sistemdə eyni olur. (2.13) – ün hər tərəfini Δt - yə bölsək, $\frac{\Delta x}{\Delta t} = \frac{\Delta x'}{\Delta t}$ alarıq. Burada,

$\frac{\Delta x}{\Delta t} = u$ - yerlə bağlı sistemə nəzərən, $\frac{\Delta x'}{\Delta t} = u'$ vaqonla bağlı sistemə nəzərən cismin sürətidir. Deməli,

$$u = u' + v \text{ və ya } u' = u - v \quad (2.14)$$

Bu düsturlar sürətlərin toplanmasının klassik qaydası adlanır.

Bir – birinə nəzərən düzxətli bərabərsürətli hərəkət edən bütün hesablama sistemlərində baxılan cismin təcili bərabərdir. Ona görə də bu sistemlərdən biri ətalət sistemidirsə, qalan sistemlər də ətalət sistemi olacaqdır. Ətalət sistemləri bir – birinə nəzərən heç bir üstünlüyə malik deyildir. İnersial (əta-



Şəkil 2.3

lət) kordinat siste-minə Qaliley siste-mi də deyilir. Deməli, inersial koordinat sistemi elə sistemdir ki, o sistemdə cisimə qüvvə təsir etməzsə və ya təsir edən qüvvələr bir – birini tarazlaşdırarsa, cisimin təcili sıfıra bərabər olar. ***İnersial koordinat sistemi daxilində aparılan heç bir mexaniki təcrübələrin köməyi ilə həmin sistemin sükunət və ya düzxətli bərabərsürətli hərəkətdə olub – olmadığını müəyyən etmək olmaz. Bu, Qalileyin nisbilik prinsipinin mahiyyətini təşkil edir.***

Onu da qeyd etmək lazımdır ki, sürətlərin toplanmasının klassik qaydası $v \ll c$ olduqda doğrudur.

§ 2.3. Eynşteynin xüsusi nisbilik nəzəriyyəsi. Lorens çevrilmələri.

İşıq sürətinin ölçülməsi göstərdi ki, işığın boşluqdakı sürəti bütün hesablama sistemlərində eyni olub $c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/san}$ -yə bərabərdir. Bu nəticə sürətlərin toplanmasının klassik qaydasına uyğun gəlmir. Ona görə də Qaliley çevrilmələrini yenidən araşdırmaq zərurəti meydana gəldi. Bu məsələni 1905 – ci ildə Eynşteyn həll etdi. O, göstərdi ki, Qaliley öz çevrilmələrini çıxararkən iki fakta əsalanmışdır:

1. Eynivaxtlılıq prinsipi. Bu prinsipə görə vaxt bütün sistemlərdə eyni cür keçir.
2. Fərz edilir ki, xətt parçasının uzunluğu bütün sistemlərdə eynidir.

Həqiqətdə isə bu faktlar ilk yaxınlaşmada Nyuton mexanikasında doğrudur. Bu məsələləri nəzərə alaraq, Eynşteyn özünün xüsusi nisbilik nəzəriyyəsini verdi.

Eynşteynin xüsusi nisbilik prinsipi iki postulat üzərində qurulmuşdur:

1. İnersial sistemdə aparılan heç bir təcrübə ilə sistemin sükunətdə və ya bərabərsürətli düzxətli hərəkətdə olmasını aşkara çıxartmaq mümkün deyil.
2. Boşluqda istənilən inersial sistemdə təyin edilən işıq sürəti eynidir və $c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/san}$ -yə bərabərdir. Təbiətdə işıq sürətindən böyük sürət yoxdur.

Eynşteynin nisbilik nəzəriyyəsində eynivaxtlılıq və xətt parçasının uzunluğu nisbi xarakter daşıyır. Hesablama sistemi göstərilmədən xətt parçasının uzunluğundan danışmaq olmaz. Bu nəzəriyyəyə görə müxtəlif inersial sistemlərə bağlanmış saatlar müxtəlif

vaxtları göstərilər. Qaliley çevirmələrinin işıq sürətinin bütün inersial sistemlərdə eyni olması faktına uyğun gəlməməsi bir koordinat sistemindən başqasına keçmək üçün yeni çevirmə düsturlarını tapmağı tələb etdi.

Tutaq ki, iki inersial, X, Y, Z və X', Y', Z' koordinat sistemləri verilmişdir. Əgər X', Y', Z' koordinat sistemi X, Y, Z koordinat sisteminə nisbətən X oxu üzrə v sürətilə hərəkət edərsə, Lorensə görə X, Y, Z koordinat sisteminin koordinatlarını və oradakı zaman fasiləsini, X', Y', Z' koordinat sistemindəki koordinatlarla və buradakı zaman fasiləsilə aşağıdakı kimi ifadə etmək olar:

$$\left. \begin{aligned} X &= \frac{X' + vt'}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \\ Y &= Y' \\ Z &= Z' \\ t &= \frac{t' + \frac{X'v}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \end{aligned} \right\} \quad (2.15)$$

Buna uyğun olaraq,

$$\left. \begin{aligned} X' &= \frac{X - vt}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \\ Y' &= Y \\ Z' &= Z \\ t' &= \frac{t - \frac{Xv}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \end{aligned} \right\} \quad (2.16)$$

yazmaq olar.

Bu ifadələr Lorensin çevirmə düsturları adlanır. Əgər $v \ll c$ olarsa,

$$\frac{v^2}{c^2} \rightarrow 0; \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} = 1$$

olar. Ona görə də $X = X' + vt$, $Y = Y'$, $Z = Z'$ və $t = t'$ olacaqdır. Bu da bildiyimiz kimi Qaliley çevrilmələridir. Deməli, sürətlərin toplanmasının relyativistik qanunu daha ümumi qanundur. Işıq sürətinə yaxın sürətlərlə hərəkət edən cisimlərin mexanikası **relyativistik mexanika** adlanır. Klassik mexanikada fəza və zaman bir – birindən asılı olmayan anlayışlar kimi nəzərdə tutulur. Lorens çevrilmələrindən aydın görünür ki, zaman və fəza bir – biri ilə sıx əlaqədardırlar. Fəza koordinatları zamandan asılı olduğu kimi, zaman da fəza koordinatlarından asılıdır.

§ 2.4. Nyutonun qanunlarından çıxan nəticələr.

Tutaq ki, kütləsi m olan cisim düzxətli bərabərsürətli hərəkət edir və bu cisimə $\vec{f}_1, \vec{f}_2, \vec{f}_3, \dots, \vec{f}_n$ qüvvələri təsir edir. Onda, bu qüvvələrin təsiri nəticəsində həmin cisim $\vec{a}_1, \vec{a}_2, \vec{a}_3, \dots, \vec{a}_n$ təcillərini alar. Nyutonun 2 – ci qanununa əsasən yazmaq olar:

$$\vec{f}_1 = m\vec{a}_1, \vec{f}_2 = m\vec{a}_2, \vec{f}_3 = m\vec{a}_3, \dots, \vec{f}_n = m\vec{a}_n$$

Bu qüvvələri toplasaq:

$$\vec{f}_1 + \vec{f}_2 + \vec{f}_3 + \dots + \vec{f}_n = m(\vec{a}_1 + \vec{a}_2 + \vec{a}_3 + \dots + \vec{a}_n)$$

alarıq. Uyğun olaraq bu qüvvələrin və təcillərin əvəzləyicisi üçün $\vec{F} = \vec{f}_1 + \vec{f}_2 + \vec{f}_3 + \dots + \vec{f}_n$ və $\vec{a} = \vec{a}_1 + \vec{a}_2 + \vec{a}_3 + \dots + \vec{a}_n$ olduğunu nəzərə alsaq:

$$\vec{F} = m \cdot \vec{a} \quad (2.17)$$

alarıq. Burada, $\vec{F} = 0$ olarsa, $\vec{a} = 0$ olar. Deməli, cismin düzxətli bərabərsürətli hərəkət də olması üçün ona təsir edən qüvvələr bir – birini tarazlaşdırmalıdır. Belə hərəkətə çox vaxt tarazlaşmış qüvvələrin təsiri altında olan hərəkət deyirlər.

§ 2.5. İmpulsun (hərəkət miqdarının) saxlanma qanunu

Cismi kütləsi ilə sürətini hasili bu cismin hərəkət miqdarı və ya impulsu adlanır: $\vec{P} = m \cdot \vec{v}$.

Nyutonun 2 – ci və 3 – cü qanunlarından istifadə edərək qapalı sistemin hərəkət miqdarının (impulsun) saxlanma qanununu almaq olar. *Bir və ya bir – biri ilə qarşılıqlı təsirdə olan cisimlər qrupu sistem adlanır. Sistemi təşkil edən cisimlərin bir – biri ilə qarşılıqlı təsir qüvvələri daxili qüvvələr, sistemdən kənar cisimlərlə qarşılıqlı təsir qüvvələri isə xarici qüvvələr adlanır. Sistemə təsir edən xarici qüvvələr yoxdursa və ya bu qüvvələr bir – birini tarazlaşdırırsa, belə sistem qapalı sistem adlanır.*

Fərz edək ki, n cisimdən ibarət qapalı sistem verilmişdir. Bu cisimlərin kütlələri $m_1, m_2, m_3, \dots, m_n$ və sürətləri $\vec{v}_1, \vec{v}_2, \vec{v}_3, \dots, \vec{v}_n$ olsun.

Nyutonun 2 – ci qanununa əsasən sistemə daxil olan bütün cisimlərin hərəkət tənliklərini yazaq:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d}{dt}(m_1\vec{v}_1) &= \vec{f}_{l_2} + \vec{f}_{l_3} + ... + \vec{f}_{l_n} + \vec{F}_1 \\ \frac{d}{dt}(m_2\vec{v}_2) &= \vec{f}_{2_1} + \vec{f}_{2_3} + ... + \vec{f}_{2_n} + \vec{F}_2 \\ \\ \frac{d}{dt}(m_n\vec{v}_n) &= \vec{f}_{n_1} + \vec{f}_{n_2} + ... + \vec{f}_{n_{(n-1)}} + \vec{F}_n \end{aligned} \right\} \quad (2.18)$$

Burada, $\vec{f}_{i_k}$ - daxili; $\vec{F}_i$ - xarici qüvvələrdir. Bu tənliklərə tərəf – tərəfə toplayaq:

$$\sum_{i=1}^n \frac{d}{dt}(m_i \vec{v}_i) = (\vec{f}_{1_2} + \vec{f}_{2_1}) + (\vec{f}_{1_3} + \vec{f}_{3_1}) + \dots + (\vec{f}_{(n-1)_n} + \vec{f}_{n_{(n-1)}}) + (\vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \dots + \vec{F}_n) \quad (2.19)$$

Nyutonun 3 – cü qanununa görə daxili qüvvələrin cəmi sıfıra bərabərdir. Buna nəzər salsaq, (2.19) düsturu

$$\sum_{i=1}^n \frac{d}{dt}(m_i \vec{v}_i) = \sum_{i=1}^n \vec{F}_i \quad (2.20)$$

şəklini alar. Sistem qapalı olduğu üçün $\sum_{i=1}^n \vec{F}_i = 0$ olmalıdır. Nəticə-də

(2.20) düsturunu

$$\sum_{i=1}^n \frac{d}{dt}(m_i \vec{v}_i) = 0 \quad \text{və ya} \quad \frac{d}{dt} \sum_{i=1}^n (m_i \vec{v}_i) = 0$$

şəklində yazmaq olar. Burada, $\sum_{i=1}^n (m_i \vec{v}_i) = \vec{P}$ bütün sistemin hərəkət

miqdarının (impulsun) cəmidir. Beləliklə,

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = \frac{d}{dt} \sum_{i=1}^n (m_i \vec{v}_i) = 0 \quad \text{və ya} \quad \vec{P} = \sum_{i=1}^n (m_i \vec{v}_i) = \text{const} \quad (2.21)$$

olar. Deməli, ***qapalı sistemi təşkil edən cisimlərin hərəkət miqdarlarının (impulsun) cəmi sabit qalır. Bu hərəkət miqdarının (impulsun) saxlanması qanunu adlanır.*** Bu qanunun praktik tətbiqlərindən biri reaktiv hərəkətdir. Cismin hər hansı hissəsi ondan ayrılıb müəyyən sürətlə hərəkət etdiyi zaman cismin özünün hərəkətə gəlməsi reaktiv hərəkət adlanır.

Raket – yanacaq sisteminə yanacaq yandıqda əmələ gələn yüksək təzyiqli və temperaturlu qaz sürətlə xaricə çıxır. Bu zaman raket əks tərəfə hər hansı sürətlə hərəkət edir. Bu hərəkət başlayana qədər raket və qazın impulslarının cəmi, hərəkət başlayandan sonrakı impulsların cəminə bərabər olur. Hərəkət başlayana qədər sistemin impulslarının cəmi sıfıra bərabər olduğu üçün $m \vec{v}_1 + M \vec{v}_2 = 0$ olar. Burada, m raketdən çıxan qazın kütləsi, $\vec{v}_1$ isə onun sürətidir. M – qalan yanacağın raketlə birlikdə kütləsi, $\vec{v}_2$ isə raket – yanacaq sisteminin sürətidir. Yuxarıda yazdığımız ifadədən $\vec{v}_2$ sürətini təyin etsək,

$$\vec{v}_2 = -\frac{m}{M} \cdot \vec{v}_1 \quad (2.22)$$

alırıq. Deməli, raketdən çıxan qazın kütləsini sistemin kütləsinə olan nisbəti böyüdükcə, raketin sürəti də bir o qədər böyük olur.

III Fəsil

Ümumdünya cazibəsi

§3.1. Ümumdünya cazibə qanunu

Ümumdünya cazibə qanununun müəyyən edilməsində planetlərin hərəkəti haqqında Keplerin kəşf etdiyi üç qanunun böyük rolu olmuşdur:

1. Bütün planetlər Günəş ətrafında müstəvi əyri olan ellips üzrə hərəkət edirlər. Günəş isə bu ellipsin fokuslarından birində yerləşir.

2. Günəşin mərkəzindən verilmiş planetə çəkilmiş radius vektor bərabər zaman fasilələrində bərabər sahələr cızır.

3. Planetlərin Günəş ətrafında fırlanma periodlarının kvadratları nisbəti, onların orbitlərinin böyük yarımoxlarının kubları nisbəti kimidir:

$$\left| \frac{T_1}{T_2} \right|^2 = \left| \frac{a_1}{a_2} \right|^3 \quad (3.1)$$

Kepler qanunlarının kəşfi, planetlərin hansı qüvvənin təsiri nəticəsində fırlanmasını aydınlaşdırmaq məsələsini qarşıya qoydu.

Bu qanunları ümumiləşdirərək Nyuton belə bir nəticəyə gəlmişdir ki, təbiətdə olan bütün cisimlər bir – birini qarşılıqlı olaraq cəzb edirlər. Bu cəzb olunmanın tabe olduğu qanun birinci dəfə olaraq Nyuton tərəfindən 1667-ci ildə kəşf edilmişdir.

Bu qanuna əsasən, *ölçüləri onlar arasındakı məsafəyə nəzərən çox kiçik olan istənilən iki cismin arasındakı qarşılıq cazibə qüvvəsi o cisimlərin kütlələri hasilə ilə düz, aralarındakı məsafənin kvadratı ilə tərs mütənasibdir:*

$$F = \gamma \frac{m_1 \cdot m_2}{r^2} \quad (3.2)$$

Burada, F-cazibə qüvvəsi, r – cisimlər arasındakı məsafə, m_1 və m_2 cisimlərin kütlələri (cazibə və ya gravitasiya kütlələri), γ – cazibə sabitidir.

Cisimləri maddi nöqtə kimi qəbul etmək mümkün olmadıqda, onların hər birini maddi nöqtə kimi qəbul etmək mümkün olan Δm elementar kütlələrə ayıraraq, (3.2) düsturuna əsasən belə elementar

kütlələr arasındakı cazibə qüvvəsini təyin edirlər.

$$F_{ij} = \gamma \frac{\Delta m_i \Delta m_j}{r_{ij}^2} \quad (3.3)$$

Onda, bu iki cisim arasındakı yekun cazibə qüvvəsi

$$F = \sum_{i=1}^{N_1} \sum_{j=1}^{N_2} F_{ij} = \sum_{i=1}^{N_1} \sum_{j=1}^{N_2} \gamma \frac{\Delta m_i \Delta m_j}{r_{ij}^2} \quad (3.4)$$

şəklində ifadə olunur.

Yer səthində olan hər bir m kütləli cisim yer tərəfindən, onun mərkəzinə doğru yönəlmiş və

$$F = \gamma \frac{mM}{R^2} \quad (3.5)$$

düsturu ilə ifadə olunan qüvvənin təsiri altında cəzb olunur. Burada, M – yerin kütləsi, R -cisimdən yerin mərkəzinə qədər olan məsafədir (bu məsafə yer səthi yaxınlığında təqribi olaraq yerin radiusuna bərabərdir, yəni $R \approx R_y$).

İstənilən mühitdə müşahidə olunan və cazibə sahəsinin (qravitasiya sahəsinin) hesabına yaranan, bütün maddi cisimlərin qarşılıqlı cəzb olunmasına qravitasiya cəzb olunması deyilir. Bu sahə başqa fiziki sahələrlə və maddələrlə yanaşı materiyanın formalarından biridir.

İlk dəfə cazibə sabitini təcrübədə burulma tərəzisi vasitəsilə təyin edən Kevendiş olmuşdur. Hər birinin kütləsi təqribən 730 q olan iki qurğuşun kürə metal çubuğun uclarına bərkidilmiş və çubuq ortasından elastik sapla (kvars sap) asılmışdır (şəkil 3.1). Bu sistem kütlələri $M=158$ kq olan, simmetrik qoyulmuş başqa kütlələrin yaxınlığında yerləşdirilmişdir. Xüsusi qurğu vasitəsilə böyük kürələr kiçik kürələrə yaxınlaşdırılır. Cazibə qüvvəsi nəticəsində elastik sap burulur. Sapın burulma bucağını və elastikliyi bilərək, böyük və kiçik kürələr arasındakı cazibə qüvvəsi tapılır. $|\vec{F}|$ - i bilərək, M , m və r məlumatlarına əsasən (3.2) düsturundan γ hesablanır:

$$\gamma = 6,67 \cdot 10^{-11} \frac{N \cdot m^2}{kg^2}$$

Deməli, hər birinin kütləsi 1 kq, mərkəzləri arasındakı məsafə 1 m olan iki kürə bir – birini $6,67 \cdot 10^{-11}$ N qüvvə ilə cəzb edir.

Ümumdünya cazibə qanunundakı kütlə cazibə və ya gravi-tasiya

kütləsi adlanır. $\vec{F} = m\vec{a}$ düsturundakı kütlə isə ətalət kütləsidir. Təcrübələr göstərir ki, ətalət kütləsi ilə cazibə kütləsi arasında çox cüzi fərq vardır. Cismin çəkisi (P), cisimlə Yer kürəsi arasındakı cazibə qüvvəsidir, yəni

$$F = P = \gamma \frac{m \cdot M}{R^2} \quad (3.3)$$

Burada, m – cismin, M -Yer kürəsinin kütləsi, R isə -cism Yer səthində olan hallarda Yer kürəsinin radiusudur. $P = m \cdot g$ olduğunu nəzərə alsaq, o zaman yazı bilərik:

$$mg = \gamma \frac{m \cdot M}{R^2} \text{ və } g = \gamma \frac{M}{R^2} \quad (3.4)$$

Yer kürəsi qütblərdən basıq olduğu üçün cazibə təcili Yer kürəsinin müxtəlif nöqtələrində müxtəlif olur. Cazibə qütblərdən ekvatora getdikcə azalır. (3.4) – dən istifadə edərək Yer kürəsinin kütləsini

hesablamaq olar: $M = \frac{gR^2}{\gamma} = 5,98 \cdot 10^{24} \text{ kq.}$

Kütləni bilərək, yerin orta sıxlığını təyin etmək olur. Yer düzgün kürə kimi qəbul edilərsə, onun sıxlığı

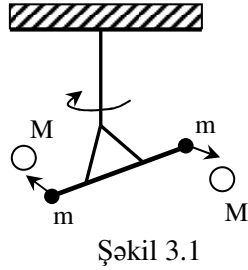
$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{3g}{4\pi\gamma R} = 5500 \frac{\text{kq}}{\text{m}^3} \quad (3.5)$$

olar.

Yer kürəsinin müxtəlif təbəqələrindəki sıxlığı müxtəlif olur. Yer kürəsi Aya $0,27 \text{ sm/s}^2$ təcil verir. Əgər Ayın xətti sürəti v , Yer ətrafındakı periodu T , orbitin radiusu R_1 olarsa, onda Yer ətrafında fırlanarkən Ayın mərkəzdənqaçma təcili

$$a = \frac{v^2}{R_1} = \frac{4\pi^2 R_1}{T^2} \quad (3.6)$$

olar. Məlumdur ki, Ayın Yer ətrafında hərəkət dövrü (periodu) $T=27 \text{ gün } 7 \text{ saat } 43 \text{ dəqiqə}$ dir (2360580 saniyə). $R_1 = 60 \cdot R$ və $R = 6,4 \cdot 10^8 \text{ sm}$ olduğundan, $a=0,27 \text{ sm/s}^2$ alınır.



§ 3.2. Ağırılıq qüvvəsi və cisimlərin çəkisi.

Cisimlərin Yer tərəfindən cəzb olunma qüvvəsi ağırılıq qüvvəsi

adlanır. Bu qüvvə bildiyimiz kimi $|\vec{F}| = \gamma \frac{M_y \cdot m}{R_y^2}$ təyin olunur. Bu qüvvə istiqamətcə yerin mərkəzinə doğru yönəlmişdir. Nəzərə alsaq ki, $\gamma \frac{M_y}{R_y^2}$ - onda, ağırılıq qüvvəsi üçün:

$$|\vec{F}| = m|\vec{g}| \quad (3.7)$$

alırıq. Deməli, *ağırılıq qüvvəsi, cismin kütləsinə sərbəstdüşmə təcilinin hasilinə bərabərdir.* Yer kürəsi qütblərdən basıq olduğu üçün g sərbəstdüşmə təcili müxtəlif coğrafi en dairələrində müxtəlif olacaqdır. Cismin çəkisinin dəyişməsinə daha bir səbəb Yerin öz oxu ətrafında fırlanmasıdır.

Fərz edək ki, m kütləli cisim Yer səthində α meyl bucağı ilə xarakterizə olunan tərpənməyən dayaq üzərində yerləşdirilmişdir (şəkil 3.2). Yer öz oxu ətrafında fırlandığı üçün cismin trayektoriyası mərkəzi O olan R radiuslu çevrə olacaqdır. Bu halda cismə N – dayağın reaksiya qüvvəsi və F_c - cazibə qüvvəsi təsir edəcəkdir. Bunların əvəzləyicisi mərkəzə doğru yönələn mərkəzəqaçma qüvvəsi olacaqdır:

$$\vec{F}_m = \vec{F}_c + \vec{N} \quad (3.8)$$

Nyutonun 3 – cü qanununa görə N - ə qiymətcə bərabər, istiqamətcə əks olan qüvvə, cismin çəkisinə bərabər olur. Deməli, *cismin çəkisi Yerin cazibəsi nəticəsində tərpənməz asqıya və ya dayığa göstərilən təsir qüvvəsinə deyilir.* Onda (3.8) – dən alırıq:

$$\vec{F}_m = \vec{F}_c - \vec{P} \quad (3.9)$$

və ya

$$\vec{P} = \vec{F}_c - \vec{F}_m \quad (3.10)$$

Nyutonun 2 – ci qanununa görə

$$|\vec{F}_m| = \frac{mv^2}{R_\alpha} = m\omega^2 R_\alpha$$

olar. Şəkil 3.2 – yə görə $R_\alpha = R \cdot \cos \alpha$ - ya bərabərdir. Bunu nəzərə

alsaq:

$$\left| \vec{F}_m \right| = m \omega^2 R \cdot \cos \alpha \quad (3.11)$$

(3.11) – i (3.10) – da nəzərə alsaq:

$$|\vec{P}| = |\vec{F}_c| = m\omega^2 R \cdot \cos \alpha \quad (3.12)$$

olar. Bu ifadədən görünür ki, cismin çəkisi Yer in coğrafi enliyin-dən (α) asılıdır. Ekvatorda $\alpha = 0$ olduğundan

$$|P_{ekv}| = |F_c| - m\omega^2 R_{ekv}$$

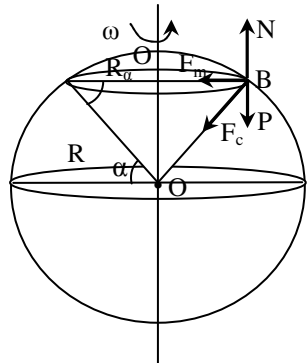
qütbdə isə, $\alpha = 90^0$ olduğundan

$$|\vec{P}_q| = |\vec{F}_c| = \gamma \frac{mM_y}{R_q^2}$$

olar.

Ekvatora hesablanan çəkinin qiyməti, qütbə olan çəkinin qiymətindən çox az fərqlənir. Ona görə də cismin çəkisinin cazibə qüvvəsinə təqribən bərabər olduğu qəbul edilir.

Əgər dayaq yerə nisbətən hər hansı bir $\vec{a}$ təcili ilə hərəkət edirsə, onda $\vec{P} \neq \vec{N}$ olar. Bu halda,



Şəkil 3.2

$$\vec{N} = \vec{P} \pm m\vec{a} = m(\vec{g} \pm \vec{a}) \quad (3.13)$$

olar. Deməli, cismin dayağa göstərdiyi təsir qüvvəsi onun çəkisinə yalnız o vaxt bərabər olur ki, cisim və asqı Yerə nəzərən düzxətli bərabərsürətli hərəkətdə və ya sükunətdə olsun. *Çəki cismə deyil, dayaq və ya asqıya tətbiq olunmuş qüvvədir. Çəki və ağırlıq qüvvələri müxtəlif cismə tətbiq olunur. Çəki dayağa (asqıya), ağırlıq qüvvəsi isə cismə tətbiq olunur.* Elə hal ola bilər ki, məsələn, yay asqı ilə birlikdə sərbəst düşsün. *Bu halda $N=0$ olar, yəni cismin dayağa təsiri olmur və bu cisim yalnız ağırlıq qüvvəsinin təsiri altında hərəkət edəcəkdir. Bu isə çəkisizlik adlanır.*

§ 3.3. Kosmik sürətlər

Dairəvi orbit üzrə hərəkət edən peykin çəkisi mərkəz-dənqaçma qüvvəsinə bərabər olur. Burada cisimə ancaq yerin cazibə qüvvəsi təsir edir.

$$mg = \frac{mv_1^2}{R} = G \frac{Mm}{R^2} \quad (3.14)$$

Burada, m - peykin kütləsi, v_1 - onun orbit üzrə sürəti, R isə -orbitin radiusudur. R radiusu Yerin radiusundan az fərqlənir və ona görə də onun ədədi qiyməti R_y - ə bərabər götürə bilərik, (3.14)- dən

$$v_1 = \sqrt{gR_y} \quad (3.15)$$

yazmaq olar. Beləliklə, hər hansı cismin süni peykə çevrilməsi üçün ona v_1 sürətini vermək lazımdır. R_y və g - nin qiymətlərini yerinə yazsaq, (3.15) –dən $v_1 = 8 \text{ km/san}$ qiyməti alınır. Bu **birinci kosmik sürət** adlanır. Bu sürəti cismi yerin cazibə sahəsindən çıxarmağa kifayət etmir.

Cismi yer səthindən sonsuzluğa qədər uzaqlaşdırmaq üçün yerin cazibə qüvvəsinə qarşı görülən işi hesablamaqla, 2 – ci kosmik sürəti təyin etmək olar. Cisim Yer cazibəsindən uzaqlaşdıqca Yer in cazibə qüvvəsi onun üzərində aşağıdakı işi görür:

$$A' = U_{baş} - U_{son} \quad (3.16)$$

Burada, $U_{baş}$ və U_{son} uyğun hallar üçün potensial enerjiləri göstərir:

$$U_{baş} = -\gamma \frac{M_y \cdot m}{R_y} \quad \text{və} \quad U_{son} = 0 \quad \text{olduğundan,}$$

$$A' = -\gamma \frac{M_y \cdot m}{R_y} \quad . \quad (3.17)$$

Yerin cazibəsinə qarşı görülən A işi, əks işarə ilə A' işinə bərabər olur. Yəni,

$$A = \gamma \frac{M_y \cdot m}{R_y} \quad (2.18)$$

Ağırlıq qüvvəsi ilə cazibə qüvvəsi arasındakı fərqi nəzərə almasaq:

$$mg = \gamma \frac{M_y \cdot m}{R_y^2} \quad \text{və} \quad \gamma \frac{M_y \cdot m}{R_y} = mgR_y$$

yazmaq olar. Onda (3.18) düsturunu aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$A = mgR_y \quad (3.19)$$

Bu iş cismin kinetik enerjisi hesabına görülür. Əgər cismin uçuş sürəti v_2 olarsa,

$$\frac{mv_2^2}{2} = mgR_y \quad (3.20)$$

olar. Burada $v_2 = \sqrt{2gR_y} = 11 \text{ km/san.}$ alınır. Bu isə *ikinci kosmik sürət* adlanır. Deməli, Yerin üzərində 11 km/san. sürətlə tullanmış hər hansı bir cisim Yer cazibə sahəsindən çıxmış olar.

Cismin günəş sistemini tərk etməsi üçün Yerə nisbətən ona verilmiş sürətə *üçüncü kosmik sürət* deyilir.

Peykin Yer ətrafında hərəkəti ancaq bir qüvvənin – Cazibə qüvvəsinin təsiri altında olduğundan, bu qüvvə peyk və onun içərisindəki cisimlərə eyni təcil verir. Bu halda çəki anlayışı öz mənasını itirir və bu zaman peykin içərisindəki bütün cisimlər çəkisizlik şəraitində olurlar.

IV Fəsil

Qüvvələr

§4.1. Qüvvələrin təbiəti haqqında

Müasir fizikada dörd növ fundamental qarşılıqlı təsir qüvvəsi məlumdur:

1. Ümumdünya cazibə–gravitasiya qüvvələri.
2. Elektromaqnit təsir qüvvələri–maqnit və elektrik sahələri vasitəsilə meydana gələn qüvvələr.
3. Güclü və ya nüvə qüvvələri–atom nüvəsilə hissəciklər arasındakı əlaqə qüvvələri.
4. Zəif qüvvələr–elementar hissəciklərin küllü miqdarda bölünməsinə təminat verən qüvvələr.

Klassik mexanika çərçivəsində əsasən cazibə və elektromaqnit qüvvələri, həmçinin elastiki və sürtünmə qüvvələri öyrənilir. Cazibə və elektromaqnit qüvvələrini adi qüvvələrlə eyniləşdirmək olmaz, onlar fundamental qüvvələrdir. Elastiki qüvvələr, sürtünmə qüvvələri və s. adi qüvvələr isə fundamental qüvvələr deyildirlər.

Fundamental qüvvələrin tabe olduğu qanunlar çox sadədir.

Məsələn, cazibə qüvvəsinin qiyməti $F = \gamma \frac{m_1 \cdot m_2}{r^2}$ düsturu ilə, iki

nöqtəvi yük arasındakı qarşılıqlı təsir isə $F = k \frac{q_1 \cdot q_2}{r^2}$ düsturu ilə

təyin edilir. Nöqtəvi yükə təsir edən maqnit qüvvəsi $\vec{F} = kq \cdot [\vec{v} \cdot \vec{B}]$ düsturu ilə müəyyən edilə bilər. Bu düsturlar dəqiq düsturlardır. Elastiki və sürtünmə qüvvələrini təyin etmək üçün isə ancaq təxmini empirik düsturlarlardan istifadə edilir.

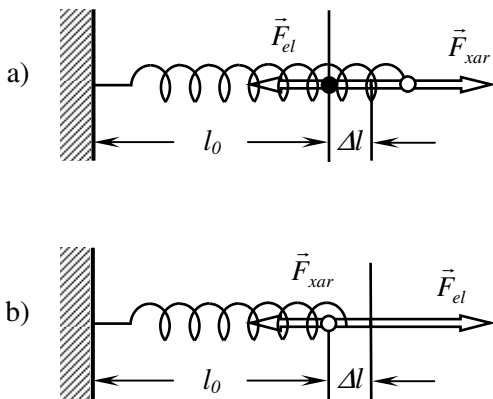
§4.2. Elastiki qüvvələr

Xarici qüvvələrin təsiri ilə cisim deformasiyaya uğrayır, yəni onun ölçüləri və forması dəyişir. Deformasiyaetdirici qüvvənin təsiri kəsildikdən sonra cisim öz əvvəlki ölçülərini və formasını alırsa, bu cür deformasiya **elastiki deformasiya** adlanır. Cisimi öz əvvəlki vəziyyətinə qaytaran qüvvələrə **elastiki qüvvələr** deyilir. Cisim öz əvvəlki vəziyyətinə qayıtmadıqda isə **plastik deformasiya** adlanır.

Elastiki qüvvələr istiqamətcə deformasiyanın əksinə yönəliirlər.

Öz mənşəyinə görə elastiki qüvvələr elektromaqnit təbiətlidirlər. Bilirik ki, bütün maddələr müsbət və mənfi yükləri olan atom və molekulardan təşkil olunmuşdur. Tarazlıq halında elektromaqnit cəzəbmə və itələmə qüvvələri modulca bərabər, istiqamətcə əks olurlar. Deformasiya

zamanı molekular arasındakı məsafə dəyişir və bu qüvvələr bir-birini tarazlaşdırmır, cəzəbmə və itələmə qüvvələri elastiki qüvvələr kimi təsir göstərilir. Bərk cisimlərdə elastiki deformasiyanın 4 sadə növü var: **gərilmə (sıxılma və dartılma)**, **sürüşmə**, **əyilmə**, **burulma** deformasiyaları. Bu deformasiyalardan ən sadəsi gərilmə deformasiyasıdır və belə deformasiyaya bərk cisimlərlə yanaşı maye və qazlar da məruz qala bilər. Lakin qazlarda dartılma deformasiyası elastiki xarakter daşıyır, yalnız sıxılma deformasiyasında xarici təsir götürüldükdə qaz əvvəlki həcmi bərpa edə bilər.

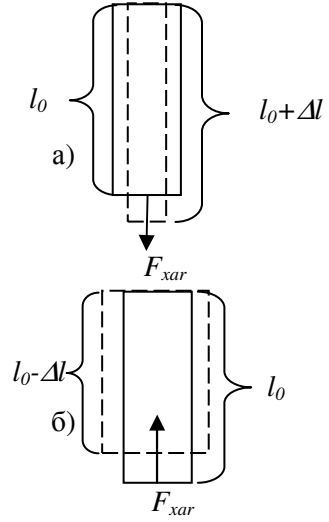


Şəkil 4.1

a) Gərilmə (sıxılma və dartılma) deformasiyası. Yayın və metal çubuğun dartılması və sıxılması zamanı yaranan elastiki qüvvənin təbiətinə baxaq.

Deformasiyaya qədər uzunluğu l_0 olan yayın bir ucunun tərpənməz dayığa bərkidilib, digər ucuna isə $\vec{F}_{xar}$ qüvvəsinin tətbiq edildiyini fərz edək (şəkil.4.1). Bu qüvvənin təsiri altında yay Δl qədər uzanaraq (və ya sıxılaraq) tarazlıq halına çatır. Bu zaman deyormasiyaetdirici $\vec{F}_{xar}$ xarici qüvvəsi, yayda deformasiya hesabına yaranan elastiki qüvvəsi ilə tarazlaşar. Kiçik deformasiyalar zamanı Δl deformasiyaetdirici qüvvə ilə mütənəsib olduğundan, elastiki qüvvə də yayın uzanması ilə mütənəsib olar:

$$F_{el} = k\Delta l \quad (4.1)$$



Şəkil 4.2

Burada, k –mütənəsiblik əmsalı olub, yayın **sərtlilik əmsalı** adlanır. Elastiki deformasiya üçün bu qanunu ingilis alimi Robert Huk vermişdir. (4.1) düsturu **Huk qanununun riyazi ifadəsi** adlanır. Bircinsli metal çubuq da dartılma və yaxud sıxılma zamanı özünü elastiki yay kimi aparır. Uzunluğu l_0 , en kəsiyinin sahəsi S_0 olan çubuğun F_{xar} qüvvəsinin təsiri ilə gərilmə deformasiyasına məruz qalmasına baxaq (Şəkil 4.2). Deformasiyadan sonra çubuğun vəziyyətləri qırıq xətlərlə göstərilmişdir. Deformasiya zamanı çubuğun uzunluğunun dəyişməsi

$$\Delta l = l - l_0 \quad (4.2)$$

mütləq deformasiya adlanır. Burada l_0 deformasiyadan əvvəlki, l isə deformasiya etmiş çubuğun uzunluğudur. Dartılma deformasiyasında (şəkil 4.2, a) mütləq deformasiya müsbət ($\Delta l > 0$), sıxılma deformasiyasında (şəkil 4.2, b) isə mənfi ($\Delta l < 0$) olur. Eyni qüvvənin təsiri altında çubuğun uzunluğu artdıqca $|\Delta l|$ -mütləq deformasiyanın modulu da artır. Eyni uzunluğa malik və eyni materialdan hazırlanmış çubuqlara tətbiq olunan qüvvə

artdıqca Δl - mütləq deformasiyası artır. Eyni qüvvənin təsiri ilə eyni materialdan hazırlanmış və eyni uzunluğa malik çubuqların en kəsiyinin sahəsi artdıqda isə, Δl - mütləq deformasiyası azalır. Ona görə də deformasiyanın qiymətini nümunənin vahid en kəsiyə tətbiq olunan deformasiyaetdirici qüvvənin qiymətilə ifadə etmək

əlverişlidir: $\frac{F}{S} = \sigma$ *mexaniki gərginlik* adlanır. *Vahid uzunluğun*

deformasiyasını xarakterizə edən adsız ε kəmiyyəti isə nisbi deformasiya adlanır. Uzununa dartılma deformasiyası zamanı nisbi deformasiyanın qiyməti

$$\varepsilon = \frac{|l - l_0|}{l_0} = \frac{|\Delta l|}{l_0} \quad (4.3)$$

şəklində ifadə edilir. Qeyd edək ki, nisbi deformasiya çubuğun uzunluğundan asılı deyildir. Huk təcrübi olaraq müəyyən etmişdir ki, *elastiklik həddüdə daxilində nisbi deformasiyanın qiyməti və mexaniki gərginlik bir-biri ilə düz mütənasibdir.*

$$\sigma = E \cdot \varepsilon \quad (4.4)$$

Burada, E - Yünq modlu adlanır. Əgər $\varepsilon = 1$ olarsa, $E = \sigma$ olar. Yəni, *Yünq modlu nümunənin uzunluğunu iki dəfə artırmaq üçün lazım olan mexaniki gərginlikdir.* Mexaniki gərginliyin vahidi BS-də N/m^2 , SQS-də dn/sm^2 götürülür

Yünq modulu bəzi elastiki materiallar istisna olmaqla çox böyük qiymətə malik olur ($\sim 10^{10} \text{ Pa}$) və materiallar bu mexaniki gərginlikdən xeyli kiçik gərginliklərdə dağılırlar. Yünq modulu materialın növündən, təmizliyindən asılıdır və müxtəlif materiallar üçün cədvəllər vasitəsilə verilir

Çubuqların gərilmə deformasiyasında en kəsiyinin ölçüləri də dəyişir. Dartılma zamanı en kəsiyin ölçüləri kiçilir, sıxılma deformasiyasında isə artır. Çubuğun eninin d ölçüsünün nisbi dəyişməsi mexaniki gərginlik ilə mütənasibdir.

$$\frac{\Delta d}{d} = \beta \cdot \sigma \quad (4.5)$$

Mütənasiblik əmsalı olan β - *uzununa dartılmada eninə sıxılma əmsalı*

adlanır. Onun ölçü vahidi elastiklik əmsalı ilə eyni olub, $\left[\frac{1}{Pa} \right]$ -a uyğun gəlir. β əmsalı ilə (2.18) ifadəsində təyin olunan elastiklik əmsalı nisbəti adsız **Puasson əmsalı** (γ) adlanır.

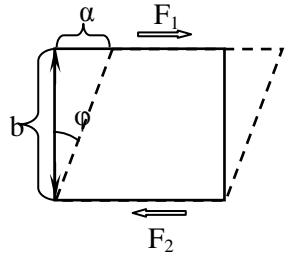
$$\gamma = \frac{\beta}{\alpha} \quad (4.6)$$

Puasson əmsalı materialın bircinsliliyindən və anizotropluğundan asılıdır. Kifayət qədər bircins və izotrop materiallar üçün Puasson əmsalı $\frac{1}{4}$ qiymətinə yaxın olur.

b) Sürüşmə deformasiyası. Kubik formaya malik olan, bircinsli cisim götürək və onun qarşı tərəfindən ixtiyari birinə paralel olan $\vec{F}_1$ və $\vec{F}_2$ ($\vec{F}_1 = \vec{F}_2 = \vec{F}$) qüvvələrini tətbiq edək (şəkil 4.3). Bu qüvvələrin təsiri kubun uyğun tərəfinin bütün sahəsi üzrə bərabər paylandığında, bu tərəfə paralel olan tərəfin istənilən en kəsiyinin sahəsində **tangensial gərginlik** yaranır

$$\sigma_t = \frac{F}{S} \quad (4.7)$$

Burada, S —səthin sahəsidir. Mexaniki gərginliyin təsiri altında cismin deformasiyası zamanı, onun səthinin bir-birinə nisbətən müəyyən a məsafəsi qədər sürüşür. Əgər cismi fikrən baxılan tərəfə paralel olan, elementar laylara ayırsaq, onda hər bir lay ona qonşu olan laylara nisbətən sürüşmüş olar.



Şəkil 4.3

Bu səbəbə görə, belə deformasiya növü *sürüşmə deformasiyası* adlanır.

Sürüşmə deformasiyası zamanı istənilən düz xətt əvvəlcə laylara perpendikulyar olan, müəyyən φ bucağı qədər dönür. Sürüşmə deformasiyası, *nisbi deformasiya* adlanan kəmiyyətlə xarakterizə edilir:

$$\gamma = \frac{a}{b} = \operatorname{tg} \varphi \quad (4.8)$$

Elastiki deformasiya zamanı φ bucağı çox kiçik olduğundan, γ nisbi sürüşmə φ sürüşmə bucağına bərabər olur.

Nisbi sürüşmə tangensial gərginliyə mütənasib olduğundan alırıq:

$$\gamma = \frac{1}{G^*} \sigma_t \quad (4.9)$$

burada, σ_t - tangensial gərginlik, G^* isə- yalnız materialın növündən asılı olan *sürüşmə modulu* adlanan əmsəldir. G^* - paskalla (Pa) ölçülür.

Deformasiyanın mürəkkəb növlərindən burulma və əyilmə deformasiyaları uyğun olaraq bir-birinin əksinə yönəlmiş cüt qüvvələrlə və əyilmə dərəcəsilə xarakterizə olunur.

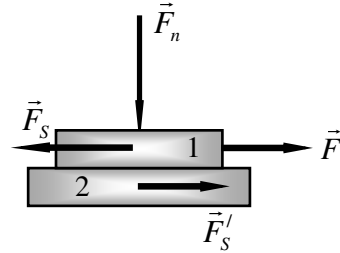
§4.3. Sürtünmə qüvvəsi

Hər hansı bir cisim nisbi sükunətdə olan başqa bir cismin səthi üzrə hərəkət etdikdə, hərəkətə mane olan və hərəkətin əksinə yönəlmiş qüvvə meydana gəlir. Bu qüvvə *sürtünmə qüvvəsi* adlanır.

Sürtünmənin üç növü vardır: 1) *sükunət sürtünməsi*; 2) *sürüşmə sürtünməsi* və 3) *diyirlənmə sürtünməsi*.

İki bərk cisimdən birinin digəri üzərində hərəkəti zamanı meydana çıxan qüvvə *xarici sürtünmə qüvvəsi*, bütöv bir cismin ayrı-ayrı hissələri arasında meydana çıxan qüvvə isə *daxili sürtünmə qüvvəsi* adlanır.

İki bərk cism arasındakı qarşılıqlı sürtünməyə *quru sürtünmə*, maye - bərk cism və ya maye - qaz mühiti arasındakı sürtünməyə isə *özlü sürtünmə*, yaxud *yaş sürtünmə* deyilir.



Şəkil 4.4

Bir cismi digər cism üzərində nisbi sükunətdə saxlayan və təsir edən qüvvənin əksinə yönələn qüvvəyə *sükunət sürtünmə qüvvəsi* deyilir. Sükunət sürtünmə qüvvəsi həmişə mütləq qiymətcə cismə təsir edən qüvvəyə bərabər olub, onun əksinə yönəldiyindən:

$$\left| \vec{F}_s \right| = - \left| \vec{F} \right| \quad (4.10)$$

olar. Burada, F_s və F uyğun olaraq sükunət sürtünmə qüvvəsi və cismə təsir edən qüvvələrdir (şəkil 4.4). Təsir edən qüvvəni artırısaq, sürtünmə qüvvəsi də artacaq. Lakin üfüqi müstəvi səth üzrə bu qüvvəni artırısaq, sürtünmə qüvvəsi müəyyən qiymətə qədər artacaq və müəyyən bir qiymətə çatdıqdan sonra cism sürüşməyə başlayacaqdır.

Təcrübələr vasitəsilə Nyuton müəyyən etmişdir ki, sükunət sürtünmə qüvvəsinin maksimum qiyməti, cismi səthə sıxan normal təzyiq qüvvəsilə mütənasibdir:

$$\left| \vec{F}_{s, \max} \right| = \mu_0 \left| \vec{F}_n \right| \quad (4.11)$$

Burada, μ_0 - *sükunət sürtünmə əmsalıdır*.

Səthləri bir-birinə toxunan iki cisimdən birinin digəri üzərində nisbi sürüşməsi zamanı meydana çıxan və hərəkətin əksinə yönələn

qüvvəyə sürüşmə sürtünmə qüvvəsi deyilir.

Sürüşmə sürtünmə qüvvəsi də sükunət sürtünmə qüvvəsi kimi cismin dayaq göstərdiyi normal təzyiq qüvvəsi ilə düz mütənəsibdir.

$$|\vec{F}_s| = \mu |\vec{F}_n| \quad (4.12)$$

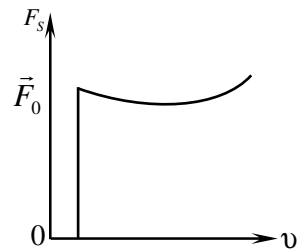
Buradan,

$$\mu = \frac{|\vec{F}_s|}{|\vec{F}_n|} \quad (4.13)$$

Sürtünmə əmsalı sürtünən cisimlərin hazırlandığı maddənin növündən, səthlərin vəziyyətindən və təmizliyindən asılıdır. Sürtünmə qüvvəsi isə öz növbəsində toxunan səthlərin kələ-kötürlüyündən və hərəkətin nisbi sürətindən asılıdır. Şəkil 4.5 - də sürtünmə qüvvəsinin sürətdən asılılıq qrafiki göstərilmişdir. Şəkildən göründüyü kimi sürüşmə sürtünmə qüvvəsi sürətin artması ilə sürət əvvəlcə bir az azalır, sonra isə artmağa başlayır. Toxunan səthlərin xüsusi olaraq işlənilməsi zamanı sürüşmə sürtünmə qüvvəsi praktiki olaraq sürətdən asılı olmaya bilər.

İki toxunan cisimdən birinin digəri üzərində nisbi diyirlənməsi zamanı meydana çıxan və hərəkətin əksinə yönələn qüvvə **diyirlənmə sürtünmə qüvvəsi** adlanır. Diyirlənmə sürtünmə qüvvəsinin qiyməti sürüşmə sürtünmə qüvvəsinin qiymətlərindən onlarca dəfə kiçikdir.

Diyirlənmə sürtünmə qüvvəsi cismi müstəvi səthə sıxan normal təzyiq



Şəkil 4.5

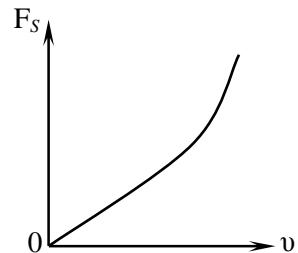
qüvvəsilə düz, diyircəyin radiusu ilə tərs mütənəsbidir.

$$\left| \vec{F}_d \right| = \mu_d \frac{\left| \vec{F}_n \right|}{r} \quad (4.14)$$

Sürtünmə qüvvəsi həmişə xeyirli olmur. Sürtünmənin texnikada həm xeyirli və həm də zərərli cəhətləri vardır. Bizim gündəlik fəaliyyətimizdə sürtünmə qüvvəsi bir halda kömək edirsə, digər halda ciddi olaraq mane olur. Buna misal olaraq, qış aylarında insanların və nəqliyyatın buz bağlamış yollarda hərəkəti zamanı, uyğun olaraq ayaqqabı altları və nəqliyyat çarxları arasındakı sürtünmə qüvvəsinin az olması hesabına hərəkətin çətinləşməsini (sürtünmə qüvvəsinin xeyirli cəhətini), eləcə də müxtəlif mexanizm və nəqliyyat hissələrinin fırlanma oxları ətrafındakı hərəkəti zamanı sürtünmə qüvvəsinin onların hərəkət sürətinə göstərdiyi mənfi təsiri (sürtünmə qüvvəsinin zərərli cəhətini) göstərmək olar. Buna görə də birinci halda sürtünmə qüvvəsini artırmağa, ikinci halda isə azaltmağa çalışırlar.

Quru sürtünmədən fərqli olaraq

özlü sürtünmə bərk cisimin mayədə və ya qazda, yaxud maye təbəqələrinin biri birinə nəzərən hərəkəti zamanı meydana gəlir. Özlü



Şəkil 4.6

sürtünmə qüvvəsi cismin sürətindən asılı olub sürət vektorunun əksinə yönəlik. Maye layları arasındakı sürtünmə qüvvəsinin tabe olduğu qanunlar mayelərin mexanikasına həsr olunmuş fəsildə baxılacaq.

Bu paragrafda isə yalnız bərk cisimlə özlü (maye yaxud qaz) mühit arasındakı sürtünmə qüvvəsinə baxılması nəzərdə

tutulur. Nəzərə almaq lazımdır ki, cismin maye və ya qaz mühitdə hərəkəti zamanı, xüsusi sürtünmə qüvvəsindən başqa, sürtünmə qüvvəsindən daha çox ola bilən və ***mühitin müqavimət qüvvəsi*** adlanan qüvvə yaranır. Bu qüvvənin sürətdən asılılıq qrafiki şəkil 4.6-da göstərilmişdir.

Sürətin orta qiymətlərində qüvvə, sürətdən asılı olaraq xətti artır:

$$\vec{F}_s = -k_1 \vec{v} \quad (4.15)$$

olar. Burada, mənfi işarəsi qüvvə ilə sürətin əks istiqamətli olduğunu göstərir. k_1 əmsalının qiyməti cismin formasından və ölçüsündən, onun səthinin vəziyyətindən və mühitin xassəsindən asılı olur. Qeyd edək ki, yüksək sürətlərdə xətti asılılıq kvadratik asılılığa keçir; yəni qüvvə sürətin kvadratına mütənasib olaraq artır:

$$F_s = -k_2 v^2 \quad (4.16)$$

V Fəsil

İş, güc. Enerji

§5.1. Mexaniki iş və güc

Fərz edək ki, cisim hər hansı F qüvvəsinin təsiri nəticəsində S yolunu qət etmişdir. Bu zaman cismə tətbiq olunan həmin F qüvvəsi ya həmin cismin sürətini dəyişdirər, ya da həmin cismə təsir edən başqa qüvvələri kompensə edəcəkdir.

S yolunda F qüvvəsinin təsirini xarakterizə etmək üçün iş anlayışından istifadə olunur.

Mexaniki iş – qüvvə ilə yerdəyişmənin skalyar hasilinə bərabər olan fiziki kəmiyyətdir.

Cismə təsir edən qüvvə yerdəyişmə ilə α bucağı əmələ gətirərsə, görülən iş belə təyin olunur:

$$A = F_s \cdot S \quad (5.1)$$

Burada, F_s – cismə təsir edən sabit qüvvənin yerdəyişmə istiqamətindəki proyeksiyasıdır (şəkil 5.1.). Şəkildən görünür ki, $F_s = F \cdot \cos \alpha$ kimi təyin olunur. Onda,

$$A = |\vec{F}| \cdot |\vec{S}| \cdot \cos \alpha \quad (5.2)$$

ifadəsini alırıq. Bu da bildiyimiz kimi, $\vec{F}$ qüvvəsilə $\vec{S}$ yerdəyişmə vektorlarının skalyar hasilidir. Bu işə işin skalyar olduğunu göstərir.

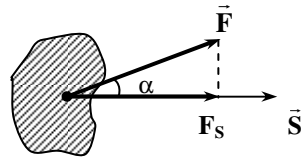
Bir neçə xüsusi hala baxaq:

1. Əgər $\alpha = 0$ olarsa, onda $\cos \alpha = 1$, görülən iş isə (5.2)–yə görə $A = |\vec{F}| \cdot |\vec{S}|$

olar.

2. $\alpha = 90^\circ$ olduqda, $\cos 90^\circ = 0$ və $A = 0$ olar. Deməli, yerdəyişməyə perpendikulyar olan qüvvənin təsiri ilə mexaniki iş görülməz.

3. $\alpha = 180^\circ$ olarsa (qüvvə yerdəyişmənin əksinə yönəlib), bu halda



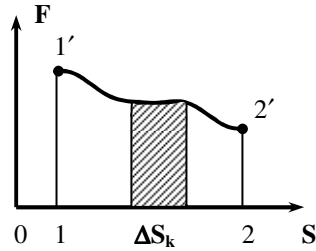
Şəkil 5.1

$\cos 180^\circ = -1$ olur. Görülən iş $A = -|\vec{F}| \cdot |\vec{S}|$ olur.

İndi isə fərz edək ki, cismə dəyişən qüvvə təsir edir. Tutaq ki, qüvvə hərəkət istiqamətində $1'2'$ trayektoriyası istiqamətində dəyişir (şəkil 5.2). Cismin hərəkəti zamanı qüvvənin yerdəyişmə istiqamətində proyeksiyası sabit qalmırsa, bu halda işi hesablamaq üçün S yolunu elementar ΔS hissələrinə bölürük. Bu hissələr o qədər kiçikdir ki, hər bir hissədə F_k qüvvəsi sabit hesab edilə bilsin. Onda, ΔS_k hissəsində görülən elementar iş:

$$\Delta A_k = F_k \cdot \Delta S_k$$

Bu elementar iş ədədi qiymətcə qrafikdə ştrixlənmiş fiqurun sahəsinə bərabərdir. Ümumi S yolunda görülən işi tapmaq üçün isə (5.2.) ifadəsini elementar hissələr üzrə cəmləmək lazımdır. Onda:



Şəkil 5.2

$$A = \sum_{k=1}^n \Delta A_k = \sum_{k=1}^n F_k \cdot \Delta S_k \quad \text{və ya} \quad A = \int_1^2 F \cdot dS \quad (5.3)$$

olar. Qrafikdən görünür ki, dəyişən qüvvənin gördüyü ümumi iş ədədi qiymətcə $1'22'$ fiqurunun sahəsinə bərabər olur. Əgər cismə eyni zamanda bir neçə qüvvə təsir edirsə, bu zaman görülən iş toplanan qüvvələrin gördükləri işlərin cəminə bərabərdir.

BS-də 1N qüvvənin 1m yola gördüyü iş 1C adlanır.

$$1C = 1N \cdot m$$

SQS-də $1 \text{ erq} = 1 \text{ dn} \cdot \text{sm}$.

Texniki vahidlər sistemində iş vahidi olaraq 1kQ qüvvənin 1m yola gördüyü iş (1kQ·m) götürülür. Coul, kQm və erq arasında asanlıqla əlaqə yarada bilirik.

$$1C = 1N \cdot m = 10^5 \text{ dn} \cdot 10^2 \text{ sm} = 10^7 \text{ erq}$$

$$1kQm = 9,8N \cdot m = 9,8C = 9,8 \cdot 10^7 \text{ erq}$$

olar.

Çox vaxt fizikada işin görülmə yeyinliyini xarakterizə etmək üçün

güc anlayışından istifadə edilir. **Güc- vahid zamanda görülən işə bərabər olan kəmiyyətə deyilir.**

$$P = \frac{dA}{dt} \quad (5.4)$$

Sabit qüvvənin təsiri altında görülən iş $dA = F \cdot v dt$ olduğundan, onda

$$P = F \cdot v \quad (5.5)$$

olar. Deməli, qüvvənin sabit qiymətində sürəti artırmaq üçün mühərrikin gücünü artırmaq lazımdır.

BS-də güc vahidi 1 Vt götürülür. 1 Vt=1C/1san.

SQS-də 1 erq/san güc vahidindən istifadə edilir.

Texniki vahidlər sistemində güc vahidi 1 at qüvvəsi qəbul edilmişdir. 1at qüv.=75 kQm/san≈736 Vt.

§5.2 Enerji

Enerji cismin və ya cisimlər sisteminin işgörmə qabiliyyətini xarakterizə edir.

Mexanikada enerjini iki növə bölürlər: kinetik və potensial enerji.

Kinetik enerji - cisim və ya cisimlər sisteminin öz hərəkəti nəticəsində malik olduğu enerjiyə deyilir.

Potensial enerji – cismin ayrı –ayrı hissələri arasındakı qarşılıqlı təsiri və ya müxtəlif cisimlərin bir-biri ilə qarşılıqlı təsiri nəticəsində malik olduğu enerjiyə deyilir.

Bu enerjiləri ayrı-ayrılıqda öyrənək.

1.Kinetik enerji. Fərz edək ki, kütləsi m olan cisim sabit $\vec{F}$ qüvvəsinin təsirindən öz sürətini $\vec{v}_1$ -dən $\vec{v}_2$ -yə qədər dəyişdirir. Bu zaman kiçik dS yolunda dt zamanında $\vec{F}$ qüvvəsinin gördüyü elementar iş

$$dA = F dS \quad (5.6)$$

şəklində yazılır.

$$F = m \frac{dv}{dt} \quad (5.7)$$

və

$$dS = v dt \quad (5.8)$$

olduğunu nəzərə alsaq,

$$dA = m v dv \quad (5.9)$$

olar. Cisim sürətini $\bar{v}_1$ -dən $\bar{v}_2$ -yə qədər dəyişdirdikdə görülən iş

$$A = \int_{v_1}^{v_2} m v dv = \frac{m v_2^2}{2} - \frac{m v_1^2}{2} \quad (5.10)$$

$$A = \frac{m v_2^2}{2} - \frac{m v_1^2}{2} \quad (5.11)$$

olar. Buradan görünür ki, cisimin öz sürətini $\bar{v}_1$ -dən $\bar{v}_2$ -yə qədər dəyişdirdikdə sabit $\vec{F}$ qüvvəsinin gördüyü iş $\frac{m v^2}{2}$ kəmiyyətinin

artmasına bərabərdir. $\frac{m v^2}{2}$ kəmiyyəti cismin kinetik enerjisi adlanır. Kinetik enerjini E_k -ilə işarə etsək, onda

$$E_k = \frac{m v^2}{2} \quad (5.12)$$

olar. (5.11) bərabərliyini

$$A = E_{k_2} - E_{k_1} \quad (5.13)$$

kimə də yazmaq olar. Buradan görünür ki, hərəkət edən cismin gördüyü iş onun kinetik enerjisinin dəyişməsinə bərabər olur.

Sistemin kinetik enerjisi sistemi təşkil edən nöqtələrin (cisimlərin) kinetik enerjiləri cəminə bərabər olar, yəni

$$E_k = \sum_{i=1}^n \frac{m v_i^2}{2} \quad (5.14)$$

2. Potensial enerji. Sistemin potensial enerjisi onu təşkil edən cisimlərin qarışıqlıq vəziyyətindən asılı olub, sistem bir haldan başqa hala keçdikdə görülən işlə ölçülür. Kütləsi m olan cismin ağırlıq qüvvəsinin təsirindən hərəkəti zamanı görülən işi hesablayaq. Fərz edək ki, cisim ağırlıq qüvvəsinin təsirindən BD əyrisi üzrə düşür (şəkil 5.3). Bu yolda görülən işi hesablamaq üçün, BD əyrisini elə kiçik ΔS_i hissələrinə bölək ki, hər bir hissəyə düz

xətt parçası kimi baxmaq mümkün olsun. Aydındır ki, ΔS_i elementar yolunda görülən iş

$$A_i = p \cdot \Delta S_i \cdot \cos \alpha_i \quad (5.15)$$

olar.

Şəkildən görünür ki, $\Delta S_i \cdot \cos \alpha_i = \Delta h_i$ olduğundan (5.15)- i aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$A_i = p \cdot \Delta h_i \quad (5.16)$$

BD yolunda görülən bütün iş ΔS_i yollarında görülən işlərin cəminə bərabər olar:

$$A = \sum_{i=1}^m \Delta A_i = \sum_{i=1}^m p \cdot \Delta h_i = p \sum_{i=1}^m \Delta h_i = ph \quad (5.17)$$

Əgər cisim BC yolu ilə getmiş olsaydı, yenə də iş ph hasilinə bərabər olardı. Yəni, ***ağırlıq qüvvəsinin gördüyü iş, yolun formasından asılı olmayıb, yalnız cismin başlanğıc vəziyyətinin onun son vəziyyətindən hansı hündürlükdə yerləşməsindən asılıdır. Gördüyü iş yolun formasından asılı olmayan qüvvələr potensial qüvvələr və ya konservativ qüvvələr adlanır. Potensial qüvvələrin qapalı yolda gördüyü iş sıfıra bərabərdir.***

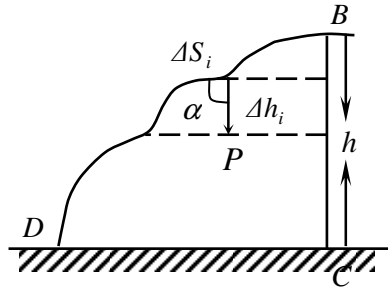
Potensial qüvvələrin gördüyü işi xarakterizə etmək üçün potensial enerji anlayışından istifadə edilir.

Cisim h_1 hündürlükdən h_2 hündürlüyə düşürsə, bu zaman görülən iş $A = p (h_1 - h_2) = ph_1 - ph_2$ olar. $p = mg$ olduğunu nəzərə alsaq,

$$A = mgh_1 - mgh_2 \quad (5.18)$$

alırıq. Deməli, cisim h_1 -dən h_2 hündürlüyünə düşərkən görülən iş mgh kəmiyyətinin artımına bərabər olur. ***Həmin bu - mgh kəmiyyəti potensial enerji adlanır.*** Yəni,

$$E_p = mgh \quad (5.19)$$



Şəkil 5.3

Bunu nəzərə alsaq, (5.16) ifadəsini

$$A = E_{p_1} - E_{p_2} = -(E_{p_2} - E_{p_1}) \quad (5.20)$$

şəklində yazmaq olar.

Deməli, ağırlıq qüvvəsinin təsirindən görülən iş cismin potensial enerjisinin dəyişməsinə bərabərdir:

$$A = -\Delta E_p \quad (5.21)$$

İndi isə deformasiya olunmuş yayın gördüyü işə baxaq. Bildiyimiz kimi, kiçik deformasiyalarda Hük qanununa əsasən əmələ gələn elastiki qüvvə mütləq deformasiya ilə düz mütənəsibdir (şəkil 5.4).

$$F_{el} = -kx$$

Yay dx qədər deformasiya edildikdə, görülən iş şəkil 3.7-yə görə

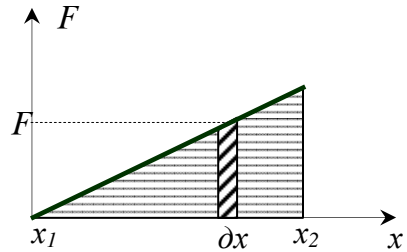
$$dA = Fdx = -kxdx \quad (5.22)$$

kimi təyin olunur. Yay x_1 vəziyyətindən x_2 vəziyyətinə keçdiyindən, integrallama vasitəsilə ştrixlənmiş fiqurun sahəsi olaraq görülən işi təyin etmək olar:

$$A = -\int_{x_1}^{x_2} kxdx = \frac{kx_1^2}{2} - \frac{kx_2^2}{2} \quad (5.23)$$

(5.23) ifadəsindən aydın olur ki, sıxılmış yayın gördüyü iş $U = kx^2 / 2$ kimi təyin olunan kəmiyyətin əks işarə ilə dəyişməsinə bərabərdir. Burada da görülən iş yolun formasından asılı olmayıb yalnız başlanğıc (x_1) və son (x_2) vəziyyətləri ilə təyin olunduğundan, potensial enerji ilə xarakterizə oluna bilər. Beləliklə, ***elastiki qüvvənin sahəsi də potensialdır və sıxılmış yay potensial enerjiyə malik olmaqla işgörmə qabiliyyətinə malikdir.***

Enerjinin vahidləri iş vahidləri ilə eynidir.



Şəkil 5.4

§5.3. Enerjinin saxlanması qanunu

Mexanikada enerjinin saxlanma və çevrilmə qanunu əsas qanunlardan biri olub, ixtiyari mexaniki sistemlər üçün doğrudur. İndi də bu qanunu aydınlaşdıraq. Fərz edək ki, N sayda cisimdən ibarət olan qapalı sistem verilmişdir və sistemdəki cisimlər arasında yalnız konservativ qüvvələr təsir edir. Belə bir sistemi hər hansı 1 halından 2 halına keçirək. Bu halda, sistemə təsir edən qüvvələr müəyyən iş görəcəkdir. Xarici qüvvələrin işi 0-a bərabər olduğu üçün (sistem qapalıdır) bu iş yalnız potensial və kinetik enerjilərin dəyişməsi hesabına görülə bilər:

$$\left. \begin{aligned} A_{12} &= E_{p1} - E_{p2} \\ A_{12} &= E_{k1} - E_{k2} \end{aligned} \right\} \quad (5.24)$$

Buradan da alırıq ki,

$$E_{k2} - E_{k1} = E_{p1} - E_{p2}$$

və ya

$$E_{k1} + E_{p1} = E_{k2} + E_{p2} \quad (5.25)$$

Sistemin potensial və kinetik enerjilərinin cəmi bu sistemin tam enerjisi adlanır:

$$E_T = E_k + E_p \quad (5.26)$$

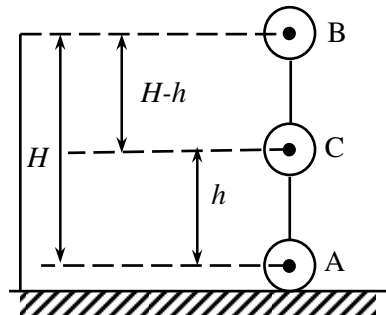
Bunu nəzərə alsaq, (5.25) ifadəsini aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$E_{T1} = E_{T2} \quad (5.27)$$

Deməli, sistemin 1-ci haldakı tam enerjisi 2-ci haldakı tam enerjisinə bərabərdir. Başqa sözlə, ***sistemin tam enerjisi sabit qalır.***

$$E_T = \text{const} \quad (5.28)$$

Bu enerjinin saxlanması qanunu adlanır. Yəni, konservativ qüvvələrin sahəsində qapalı sistem bir haldan başqa hala keçdikdə onun tam enerjisi dəyişmir. Bu zaman qarışıqlıq enerji çevrilməsi baş verir: kinetik enerji potensial enerjiyə və əksinə potensial enerji kinetik enerjiyə çevrilir, lakin onların cəmi sabit qalır. Ağırlıq qüvvəsi sahəsində cisim ən yüksək



Şəkil 5.4

nöqtədə (B) olarkən onun tam enerjisi $E_T = mgh$ olur. Bu cisim həmin nöqtədən sərbəst düşməyə başlayanda C nöqtəsində onun kinetik enerjisi $E_k = \frac{mv^2}{2}$, potensial enerjisi $E_p = mgh$, tam enerjisi isə

$$E_T = mgh + \frac{mv^2}{2}$$

(5.29)

olur (şəkil 5.4). Burada, h -sərbəst düşən cismin yer səviyyəsindən C nöqtəsinə qədər olan hündürlüyü, v -isə həmin nöqtədəki ani sürətidir. Cisim yer səthinə çatdıqda (A nöqtəsində), onun sürəti maksimal olur, başqa sözlə desək cisim ən aşağı nöqtədə (A)

olarkən onun tam enerjisi $E_T = \frac{mv_{max}^2}{2}$ olur, yəni ağırlıq qüvvəsi

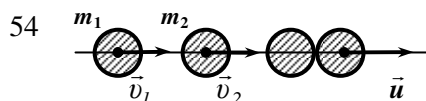
sahəsində cisim sərbəst düşdükdə tam enerji dəyişmir, yolun bütün nöqtələrində sabit olub həmişə bərabərdir; ***mexaniki enerji nə itmir, nə də yaranmır, yalnız bir şəkildən başqa şəkilə keçir.***

§5.4. Kürələrin zərbəsi

Mexanikada saxlanma qanunlarına (enerjinin və impulsun) ən gözəl nümunələrdən biri də müxtəlif kütləli iki kürənin toqquşmasıdır. Zərbədən əvvəl kürələrin mərkəzləri bir düz xətt üzrə hərəkət edərsə, belə zərbə ***mərkəzi zərbə*** adlanır. Bu hadisə mürəkkəb xarakter daşıyır. Ona görə də ideallaşmış hala; ideal elastiki olmayan və ideal elastiki olan kürələrin düz mərkəzi zərbəsinə baxacağıq.

Hər bir zərbə zamanı toqquşan cisimlər deformasiyaya uğrayırlar. ***Əgər toqquşmadan sonra kürələrdə baş verən deformasiya aradan çıxmırsa, belə kürələr ideal elastiki olmayan, baş verən deformasiya tamamilə aradan çıxmırsa, belə kürələr ideal elastiki kürələr adlanırlar.***

Elastiki olmayan zərbə nəticəsində müxtəlif sürətlərlə hərəkət edən kürələr zərbədən sonra birlikdə eyni bir sürətlə hərəkət edirlər (şəkil



Şəkil 5.5

5.5). Tutaq ki, kürələrin kütlələri m_1, m_2 ; zərbədən əvvəlki sürətləri v_1, v_2 ; zərbədən sonrakı sürətləri isə u – dur. Burada $v_1 > v_2$ nəzərdə tutulur.

Qeyri-elastiki toqquşma zamanı kürələrin kinetik enerjisinin bir hissəsi başqa növ enerjiyə (istilik enerjisinə) çevrilir. Belə toqquşmada hərəkət miqdarının saxlanması qanunu ödənilir. Bu qanuna görə

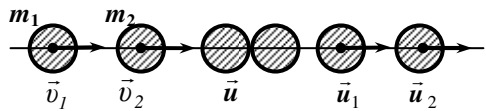
$$m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2 = (m_1 + m_2) \cdot \vec{u} \quad (5.30)$$

və

$$\vec{u} = \frac{m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2}{m_1 + m_2} \quad (5.31)$$

İndi də ideal elastiki kürələrin zərbəsinə baxaq. Belə toqquşmada kürələrin kinetik enerjisi ya tamamilə, ya da müəyyən hissəsi elastiki deformasiyanın potensial enerjisinə çevrilir. Deformasiyadan sonra kürələr əvvəlki vəziyyətlərini alırlar və bu zaman elastiki deformasiyanın potensial enerjisi onların kinetik enerjisinə çevirilir. Nəticədə kürələr bir-birindən ayrılaraq müxtəlif sürətlərlə hərəkət edirlər.

Elastiki zərbə zamanı $\vec{v}_1$ və $\vec{v}_2$ sürətlərlə hərəkət edən kürələr toqquşduqda, çox qısa müddətdə birlikdə hərəkət edirlər. Sonra



Şəkil 5.6

onların deformasiyası zamanı meydana çıxan elastiki qüvvələrinin təsirindən bir-birindən ayrılaraq, müxtəlif $\vec{u}_1$ və $\vec{u}_2$ sürətlərlə hərəkət edirlər (şəkil 5.6). Elastiki toqquşmada həm enerjinin saxlanması qanunu, həm də impulsun saxlanması qanunu ödənilir:

$$m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2 = m_1 \vec{u}_1 + m_2 \vec{u}_2 \quad (5.32)$$

və

$$\frac{m_1 v_1^2}{2} + \frac{m_2 v_2^2}{2} = \frac{m_1 u_1^2}{2} + \frac{m_2 u_2^2}{2} \quad (5.33)$$

Bu ifadələri

$$m_1(\vec{v}_1 - \vec{u}_1) = m_2(\vec{u}_2 - \vec{v}_2) \quad (5.34)$$

və

$$m_1(v_1^2 - u_1^2) = m_2(u_2^2 - v_2^2) \quad (5.35)$$

şəklində yazmaq olar. (5.32) və (5.33) ifadələrini tərəf-tərəfə bölsək:

$$\vec{v}_1 + \vec{u}_1 = \vec{u}_2 + \vec{v}_2 \quad (5.36)$$

alırıq. Buradan da

$$\vec{u}_2 = \vec{v}_1 + \vec{u}_1 - \vec{v}_2 \quad (5.37)$$

olar. (5.37) ifadəsini (5.34) və (5.35) ifadələrində nəzərə alsaq, nəticədə:

$$\vec{u}_1 = \frac{(m_1 - m_2)\vec{v}_1 + 2m_2\vec{v}_2}{m_1 + m_2} \quad (5.38)$$

və

$$\vec{u}_2 = \frac{(m_2 - m_1)\vec{v}_2 + 2m_1\vec{v}_1}{m_1 + m_2} \quad (5.39)$$

ifadələrini alırıq. Bu ifadələr zərbədən sonrakı sürətləri göstərir.

§5.5. Klassik mexanikanın tətbiq olunma həddləri

Klassik mexanikada kiçik sürətlə hərəkət edən böyük kütləyə malik cisimlərin hərəkəti öyrənilir. Burada kiçik sürət dedikdə, işıq sürətindən çox-çox kiçik sürətlər nəzərdə tutulur.

XIX əsrin axıralarında, elektronlarla aparılan təcrübələrdən məlum olmuşdur ki, elektronların kütləsi sürətdən asılıdır:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (5.40)$$

Burada, m_0 -elektronun sükunət, m -hərəkətdə olarkən kütləsini, v —onun sürətini, c -isə işıq sürətini göstərir.

Sonradan məlum olmuşdur ki, bu qanun böyük sürətlə hərəkət edən bütün cisimlərə aiddir. Kütlənin sürətdən asılı olaraq dəyişməsinə səbəb, sürəti artan cismin əlavə kinetik enerji qazanmasıdır.

Doğrudanda da (5.40) tənliyini sıraya ayırsaq,

$$m = m_0 \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right)^{-\frac{1}{2}} = m_0 \left[1 - \frac{1}{2} \left(-\frac{v^2}{c^2} \right) + \dots \right] = m_0 + \frac{m_0 v^2}{2c^2} + \dots =$$

$$= m_0 + \frac{E_k}{c^2}$$
(5.41)

Burada, v/c -nin yüksək dərəcələri çox kiçik olduğu üçün nəzərə alınmır. (5.41)-dən yazmaq olar:

$$m - m_0 = \Delta m = E_k / c^2 \quad \text{və ya} \quad E_k = c^2 \cdot \Delta m \quad (5.42)$$

Buradan görünür ki, kütlənin artımı kinetik enerji ilə mütənasibdir, yəni kütlə sürətdən asılı olaraq dəyişir.

Deməli, Nyuton qanunları işıq sürətinə nisbətən çox kiçik sürətlə hərəkət edən cisimlər üçün yararlıdır. ***İşıq sürətinə yaxın sürətlərlə hərəkət edən cisimlərin mexanikasına relyativistik mexanika deyilir.*** Bu mexanikanı A. Eynşteyn inkişaf etdirmişdir və Lorens çevirmələrinə uyğun gələn tənlikləri vermişdir.

(5.40) düsturu ilə klassik mexanikanın tətbiq olunma sərhədini müəyyən etmək olar. Klassik mexanikada sərhəd olaraq, kinetik enerjinin (E_k) sükunət enerjisinə ($m_0 c^2$) nisbəti götürülür.

$$\frac{E_k}{m_0 c^2} < 1 \text{ olanda Nyutonun klassik mexanikasından, } \frac{E_k}{m_0 c^2} \geq 1$$

olanda isə Eynşteynin relyativistik mexanikasından istifadə olunur. İndi də relyativistik mexanikada cismin enerjisini hesablayaq.

Əgər cismin sürətini sıfırdan v -yə qədər artırıbsaq, kinetik enerji cisim üzərində görülmə işə bərabər olur. Yəni

$$E_k = \int_0^r f dr \quad (5.43)$$

Nəzərə alsaq ki,

$$\bar{f} = \frac{dp}{dt} = \frac{d}{dt}(mv) = \frac{d}{dt} \left[\frac{m_0 v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \right] \text{ və (5.43)-də } f \text{ - in qiymətini yazıb}$$

inteqrallasaq,

$$E_k = \int_0^r \frac{m_0}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{3/2}} \cdot \frac{dv}{dt} dr \quad (5.44)$$

alırıq. Burada, $\frac{dr}{dt} = v$ olduğunu nəzərə alsaq,

$$E_k = \int_0^r \frac{m_0}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{3/2}} v dv \quad (5.45)$$

İnteqrallama əməliyyatını yerinə yetirsək:

$$E_k = \frac{m_0 \cdot c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - m_0 c^2 \quad (5.46)$$

olar. Burada, $m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$ olduğunu nəzərə alsaq,

$$E_k = mc^2 - m_0 c^2 = (m - m_0) c^2 \quad (5.47)$$

alırıq. Bu ifadədən görünür ki,

$$E = E_0 + E_k \quad (5.48)$$

Deməli, cismin tam enerjisi onun sükunət enerjisi ilə kinetik enerjisinin cəmindən ibarətdir:

$$E_k = (m - m_0) c^2 = mc^2 - m_0 c^2, \quad E = E_0 + mc^2 - m_0 c^2 \quad \text{və} \quad m_0 c^2 = E_0$$

olduğunu nəzərə alsaq, nəticədə $E = E_0 + mc^2 - E_0 = mc^2$ alınar.

Yəni, tam enerji

$$E = mc^2 \quad (5.49)$$

olur. Bu ifadə xüsusi nisbilik nəzəriyyəsindən çıxan əsas nəticələrdən biridir. Bu düstur kütlə ilə enerji arasında qarşılıqlı əlaqənin olmasını göstərir. Relyativistik mexanikada sükunətdə olan cisimlər də enerjiyə malik olur. Belə iki hissəcik (foton və neytron) üçün $E = pc$ və ya $p = \frac{E}{c}$ müəyyən edilmişdir. Bu ifadələr cismin impulsu ilə tam enerjisi arasındakı əlaqəni göstərir.

VI Fəsil

Bərk cisimin mexanikası

§6.1. Bərk cisimin kütlə mərkəzinin hərəkəti

Bərk cismin istənilən hərəkətini onun irəliləmə və fırlanma hərəkətlərinin cəmi kimi təsəvvür etmək olar.

İrəliləmə hərəkəti zamanı cismin təşkil edən bütün hissəciklər, yaxud maddi nöqtələr eyni zaman müddətində qiymət və istiqamətcə bərabər yedəyişmələr icra etdiklərindən, hər bir nöqtənin sürət və təcili istənilən zaman anında eyni olur. Ona görə də cismin bütövlükdə tam olaraq hərəkətini xarakterizə etmək üçün, cismin nöqtələrindən birinin (məsələn, onun kütlə mərkəzinin) hərəkətini təyin etmək kifayətdir.

Əgər verilmiş bərk cismi xəyalən kütləsi Δm_i olan N sayda kiçik elementar kütlələrə (maddi nöqtələrə) ayırsaq, Nyutonun II qanununa görə hər bir elementar hissənin hərəkət tənliyi

$$\Delta m_i \vec{a}_i = \vec{f}_i + \vec{F}_i \quad (6.1)$$

olar. Burada, $\vec{f}_i$ – verilmiş elementar kütləyə təsir edən daxili qüvvə, $\vec{F}_i$ isə xarici qüvvədir. (6.1) tənliyini bütün elementar kütlələr üçün yazıb, sonra tərəf-tərəfə toplasaq və Nyutonun III qanununa görə sistemə təsir edən bütün daxili qüvvələrin cəminin sıfıra bərabər olduğunu nəzərə alsaq, alırıq:

$$\sum_{i=1}^N \Delta m_i \vec{a}_i = \sum_{i=1}^N \vec{F}_i \quad (6.2)$$

Burada, $\sum \vec{F}_i = \vec{F}_{xar}$ -xarici qüvvələrin əvəzləyicisidir. Yuxarıda

qeyd etdiyimiz kimi, cismin təşkil olunduğu bütün elementar hissələrinin (maddi nöqtələrin) təcili eyni olduğundan ($a_i = \text{const} = a$), yaza bilərik:

$$\vec{F}_{\text{xar}} = \vec{a} \cdot \sum_{i=1}^N \Delta m_i = \vec{a} \cdot M \quad (6.3)$$

Deməli, *bərk cisimin irəliləmə hərəkətinə kütləsi cismin kütləsinə bərabər bir maddi nöqtəyə xarici qüvvələrin əvəzləyicisinə bərabər qüvvənin tətbiq olunması kimi baxmaq olar.*

Əgər cismin hərəkəti tam irəliləmə deyilsə, onun ayrı-ayrı hissələrinin sürəti və təcili fərqləndiyindən (6.2) ifadəsində cəmi hesablamaq mümkün olmur. Bu halda, cismin hərəkətini xarakterizə etmək üçün onun kütlə mərkəzinin koordinatları təyin olunmalıdır. Cismə irəliləmə hərəkəti verən qüvvələrinin təsir xəttlərinin kəsişmə nöqtəsi *kütlə mərkəzi* adlanır. Təsir xətti kütlə mərkəzindən keçməyən qüvvə bərk cismi fırlanma hərəkətinə məcbur edir. Kütlə mərkəzinin x_c , y_c , z_c koordinatları aşağıdakı kimi təyin olunur:

$$x_c = \frac{\sum_i \Delta m_i x_i}{M}; \quad y_c = \frac{\sum_i \Delta m_i y_i}{M}; \quad z_c = \frac{\sum_i \Delta m_i z_i}{M} \quad (6.4)$$

(6.4) ifadəsində törəmələr alaraq koordinatın ikinci tərtib törəməsinin təcil olması nəzərə alınarsa, kütlə mərkəzinin təcili

$$a_{xc} = \frac{\sum_i \Delta m_i a_{xi}}{M}; a_{yc} = \frac{\sum_i \Delta m_i a_{yi}}{M}; a_{zc} = \frac{\sum_i \Delta m_i a_{zi}}{M} \quad (6.5)$$

olar. Onda, cismin kütlə mərkəzinin təcilini təyin edən $\vec{a}_c$ vektoru

$$\vec{a}_c = \frac{\sum_i \Delta m_i \vec{a}_i}{M} \quad (6.6)$$

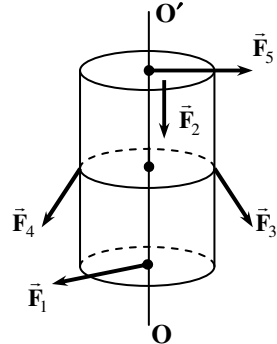
kimi təyin olunur. (6.6) ifadəsini (6.3) ilə müqayisə edək:

$$\sum \Delta m_i \vec{a}_i = \vec{F}_{xar} = \vec{a}_c \cdot M \quad (6.7)$$

Deməli, *irəliləmə hərəkətindən fərqli hərəkət icra edən bərk cismin kütlə mərkəzi elə hərəkət edir ki, sanki kütləsi cismin kütləsinə bərabər maddi nöqtə xarici qüvvələrin əvəzləyicisi olan yekun qüvvənin təsiri altındadır.*

§6.2. Bərk cismin tərpənməz ox ətrafında fırlanma hərəkəti

Mütləq bərk cismi təşkil edən ayrı-ayrı elementar hissəciklər yaxud maddi nöqtələr arasındakı məsafə dəyişmədiyindən, fırlanma hərəkəti zamanı bərk cismin bütün nöqtələri, mərkəzləri fırlanma oxu üzərində olan müxtəlif radiuslu çevrələr cızılırlar. Bu çevrələrin mərkəzləri bir ox üzərində yerləşir və bu

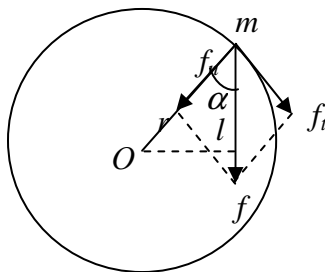


Şəkil 6.1

oxa **fırlanma oxu** deyilir. Fırlanma oxu olan cismi fırlatmaq üçün, ona tətbiq olunan qüvvə fırlanma oxundan müəyyən məsafədə şəkil müstəvisinə perpendikulyar istiqamətdə təsir etməlidir. Şəkil 6.1-də göstərilən F_3 və F_4 qüvvələri cismi OO' oxu ətrafında fırlada bilər. Fırlanma oxundan müxtəlif məsafədə yerləşən cismin hissəciklərinin xətti sürət və təcilləri müxtəlif olur, lakin bucaq sürətləri isə eyni olur.

Fırlanma hərəkətini xarakterizə edən əsas kəmiyyətlər: **qüvvə momenti, ətalət momenti, impuls momenti və qüvvə momenti impulsdur.**

Bərk cismin tərpənməz ox ətrafında fırlanması, cismə təsir edən qüvvənin qiymət və istiqamətindən başqa, həmçinin bu qüvvənin tətbiq nöqtəsinin fırlanma oxundan olan məsafəsindən, yəni **qüvvə qolundan** da asılıdır. Bu məsafə nə qədər



Şəkil 6.2

böyük olarsa, cismi fırlanma oxu ətrafında fırlatmaq bir qədər asan olar. Bərk cismin tərpənməz ox ətrafında fırlatmaq üçün cismə təsir edən qüvvə ilə qüvvə qolunun hasilinə **qüvvə momenti** deyilir.

Tutaq ki, kütləsi m olan maddi nöqtə O nöqtəsindən keçən ox ətrafında f qüvvəsinin təsiri ilə fırlanır (şəkil 6.2). f qüvvəsini f_n və f_t kimi normal və tangensial toplananlara ayırıq. Cismi yalnız f_t qüvvəsi fırladır, f_n isə cismi fırlanma oxuna sıxır. Qüvvə ilə radius arasında bucaq - α , fırlanmanın bucaq təcili - β olarsa,

$$f_t = f \cdot \sin \alpha \quad (6.8)$$

$$f_t = ma_t = m\beta r \quad (6.9)$$

onda, f qüvvəsinin fırladıcı momenti üçün uyğun olaraq aşağıdakı düsturları yaza bilərik:

$$M = f \cdot d = f \cdot r \cdot \sin \alpha = f_t \cdot r \quad (6.10)$$

$$M = \beta \cdot m \cdot r^2 = \beta \cdot J \quad (6.11)$$

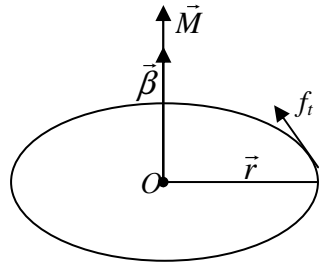
Qüvvə momenti vektor kəmiyyətdir, ona görə də sonuncu ifadələr vektor şəklində aşağıdakı kimi yazıla bilər:

$$\vec{M} = [\vec{f} \cdot \vec{r}] \quad (6.12)$$

$$\vec{M} = \vec{\beta} \cdot J \quad (6.13)$$

Qüvvə momentinin istiqaməti β bucaq təcilinin istiqaməti ilə üst-üstə düşərək fırlanma oxu boyunca yönəlir (şəkil 6. 3).

(6.13) düsturu fırlanma hərəkəti üçün Nyutonun II qanununun riyazi ifadəsidir.



Şəkil 6. 3

Əgər cismə bir neçə qüvvə təsir edərsə və bu qüvvələrin momentlərinin cəbri cəmi fırlanma oxuna

nəzərən sıfıra bərabərdirsə, onda cisim tarazlıqda olar. Buna görə də, cismin fırlanma hərəkəti zamanı yalnız təsir edən qüvvəni deyil, həmçinin onların fırlanma oxuna nəzərən vəziyyətini də nəzərə almaq lazımdır.

BS-də qüvvə momentinin vahidi $N \cdot m$ –lə ölçülür.

(6.11) və (6.13) ifadələrində

$$J = mr^2 \quad (6.14)$$

kimi təyin olunan kəmiyyət *ətalət momenti* adlanır. Ətalət momenti bərk cismin fırlanmasının ətalətliliyini xarakterizə edir: ***Kütləsi m olan maddi nöqtənin oxa nəzərən ətalət momenti, həmin maddi nöqtənin kütləsi ilə fırlanma oxundan olan məsafənin kvadratı hasilinə deyilir.***

Cismin ətalət momenti onu təşkil edən bütün maddi nöqtələrin ətalət momentləri cəminə bərabərdir.

$$J = \Delta m_1 \cdot r_1^2 + \Delta m_2 \cdot r_2^2 + \dots + \Delta m_n \cdot r_n^2$$

$$J = \sum_{i=1}^n \Delta m_i r_i^2 \quad (6.15)$$

Cismin kütləsi kəsilməz paylanarsa ətalət momentini hesablamaq üçün integraldan istifadə olunur.

$$J = \int r^2 dm \quad (6.16)$$

Misal üçün R –radiuslu bütöv silindrin oxa nəzərən ətalət momenti:

$$J = \int dJ = \int r^2 dm = \int_0^R 2\pi \rho h r^3 dr = 2\pi h \rho \frac{R^4}{4} \quad \text{və} \quad m = \pi R^2 h \rho \quad \text{olduğunu}$$

nəzərə alsaq:

$$J = \frac{1}{2} m R^2 \quad (6.17)$$

olar.

Bəzi cisimlərin ətalət momentləri aşağıdakı düsturlarla təyin edilir:

$$1) \text{ Konusun ətalət momenti: } J = \frac{3}{10} mR^2 \quad (6.18)$$

$$2) \text{ Kürənin ətalət momenti: } J = \frac{2}{5} mR^2 \quad (6.19)$$

$$3) \text{ Nazik lövhənin ətalət momenti: } J = \frac{1}{4} mR^2 \quad (6.20)$$

Şteyner teoremindən istifadə edərək istənilən cismin ətalət mərkəzindən keçən oxla nəzərən ətalət momenti məlumdursa, bu oxla paralel olan oxla nəzərən ətalət momentini hesablamaq olar. Həmin teoremə görə $J = J_o + mL^2$ olur. Burada, m - cismin kütləsi, L - oxlar arasındakı məsafədir.

Əgər cisim tərpənməz ox ətrafında sabit ω bucaq sürəti ilə fırlanırsa, onun kinetik enerjisi

$$E_k = \sum_{i=1}^n \Delta E_{ki} = \sum_{i=1}^n \frac{\Delta m_i v_i^2}{2} = \sum_{i=1}^n \frac{\Delta m_i (\omega^2 \cdot r_i^2)}{2} \quad (6.21)$$

olar. Burada $\sum \Delta m_i r_i^2 = J$ ətalət momentini verir. Bunu nəzərə alsaq,

$$E_k = \frac{J\omega^2}{2} \quad (6.22)$$

olar. Əgər cisim eyni zamanda həm irəliləmə hərəkətində, həm də fırlanma hərəkətində iştirak etsə, bu cisimin kinetik enerjisi

$$E_k = \frac{mv^2}{2} + \frac{J\omega^2}{2} \quad (6.23)$$

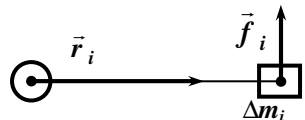
olar.

Fırlanma hərəkətində kütlə rolunu ətalət momenti oynayır.

§6.3. İmpuls momenti və onun saxlanma qanunu

Bərk cisimin tərpənməz ox ətrafında fırlanmasına nəzər yetirək. Fırlanma oxu həm cisimin kənarından,

67



Şəkil 6.4

həm də cisimin daxilindən keçə bilər. Tutaq ki, bərk cismin Δm_i kütlə hissəsi fırlanma oxundan $\vec{r}_i$ məsafədədir (şəkil 6.4). Bu Δm_i – yə təsir edən daxili və xarici qüvvələrin əvəzləyicisini $\vec{f}_i$ ilə göstərək. Onda Nyutonun 2-ci qanununa əsasən yazı bilərik:

$$\Delta m_i \frac{d\vec{v}_i}{dt} = \vec{f}_i \quad (6.24)$$

Bu tənliyin hər tərəfini vektorial olaraq r_i radius vektoruna vuraq:

$$\left[\vec{r}_i \cdot \Delta m_i \cdot \frac{d\vec{v}_i}{dt} \right] = \left[\vec{r}_i \cdot \vec{f}_i \right] \quad (6.25)$$

(6.25) düsturunun sağ tərəfi verilmiş cisim elementinə təsir edən **qüvvə momentini** verir. Yəni

$$\Delta \vec{M}_i = \left[\vec{r}_i \cdot \vec{f}_i \right] \quad (6.26)$$

(6.25)- i aşağıdakı kimi də yazmaq olar:

$$\left[\vec{r}_i \cdot \Delta m_i \cdot \frac{d\vec{v}_i}{dt} \right] = \frac{d}{dt} \left[\vec{r}_i (\Delta m_i \vec{v}_i) \right] = \left[\frac{d\vec{r}_i}{dt} \Delta m_i \vec{v}_i \right] + \left[\vec{r}_i \cdot \Delta m_i \cdot \frac{d\vec{v}_i}{dt} \right] = \Delta \vec{M}_i$$

Bu düsturda sağ tərəfdəki axırındakı iki ifadənin (toplananın) birincisi iki kolleniar vektorların vektorial hasili olduğundan, 0-a bərabərdir. Yəni,

$$\left[\frac{d\vec{r}_i}{dt} \Delta m_i \vec{v}_i \right] = \left[\vec{v}_i \cdot \Delta m_i \vec{v}_i \right] = 0$$

Onda,

$$\frac{d}{dt} \left[\vec{r}_i (\Delta m_i \vec{v}_i) \right] = \Delta \vec{M}_i \quad (6.27)$$

alırıq. Burada. $\left[\vec{r}_i (\Delta m_i \vec{v}_i) \right]$ hasili **impuls momenti** adlanır və $\Delta \vec{Z}_i$ ilə işarə olunur. Onda belə yazı bilərik:

$$\Delta \vec{Z}_i = \left[\vec{r}_i (\Delta m_i \vec{v}_i) \right] \quad (6.28)$$

Bu ifadədən görünür ki, **cisim elementinin impulsunun həmin elementin radius vektoruna hasili impuls momenti verir**. Bunu nəzər alsaq, (6.27)-ni aşağıdakı kimi yazı bilərik:

$$\frac{d}{dt}(\Delta \vec{Z}_i) = \Delta \vec{M}_i \quad (6.29)$$

Deməli, *cisim elementinə təsir edən qüvvə momenti həmin elementin impuls momentinin zamana görə birinci tərtib törəməsinə bərabərdir.*

(6.29) ifadəsini cəmləmədən istifadə etməklə bütün bərk cisim üçün yazsaq:

$$\frac{d}{dt} \sum_{i=1}^n \Delta \vec{Z}_i = \sum_{i=1}^n \Delta \vec{M}_i \quad \text{və} \quad \sum_{i=1}^n \Delta \vec{Z}_i = \vec{Z}; \quad \sum_{i=1}^n \Delta \vec{M}_i = \vec{M}$$

olduğunu nəzərə alsaq;

$$\frac{d\vec{Z}}{dt} = \vec{M} \quad (6.30)$$

alınar. *Bu fırlanma hərəkəti dinamikasının əsas tənliyi adlanır.*

Əgər xarici qüvvələrin momenti sıfıra bərabərdirsə, yəni sistem qapalıdırsa,

$$\frac{d\vec{Z}}{dt} = 0, \quad \text{yaxud} \quad \vec{Z} = \text{const} \quad (6.31)$$

olar. (6.31) düsturu qapalı sistem üçün impuls momentinin saxlanma qanununu ifadə edir. *Qapalı sistem təşkil edən cisimlərin impuls momentləri cəmi sabit qalır.*

VII Fəsil

Qeyri ətalət hesablaması sistemi

§7.1. Ətalət qüvvəsi

Maddi nöqtənin dinamikası bölməsində göstərilirdi ki, Nyuton qanunları yalnız ətalət hesablaması sistemləri üçün doğrudur. Lakin elə hallar olur ki, cismin hərəkətini və ya hərəkət qanunauyğunluqlarını ətalət hesablaması sistemində nəzərən təcillə hərəkət edən hesablaması sistemində öyrənmək zərurəti meydana çıxır. Ona görə də, əvvəlcə **qeyri-ətalət (təcilli) hesablaması sistemi** anlayışını daxil edək. **Verilmiş ətalət ətalət hesablaması sistemində nəzərən təcillə hərəkət edən hesablaması sistemi qeyri-ətalət (təcilli) hesablaması sistemi adlanır.** Tutaq ki, ətalət sistemlərinə nəzərən verilmiş cisim eyni $\vec{a}_1$ təcili ilə hərəkət edir, lakin qeyri-ətalət hesablaması sistemi ətalət hesablaması sistemində nəzərən müəyyən təcillə hərəkət etdiyindən, cismin qeyri-ətalət sistemindəki $\vec{a}_2$ təcili $\vec{a}_1$ təcilindən fərqlənir. Bu fərqi $\vec{a}$ ilə işarə etsək alarıq:

$$\vec{a}_1 - \vec{a}_2 = \vec{a} \quad (7.1)$$

Qeyri-ətalət hesablaması sistemi verilmiş ətalət hesablaması sistemində nəzərən həm irəliləmə, həm də fırlanma hərəkətində ola bilər. Ümumiyyətlə, bərk cismin istənilən hərəkətini bu iki hərəkətin cəmi kimi ifadə etmək olar. Qeyd etmək lazımdır ki, irəliləmə hərəkətində olan qeyri-ətalət sistemi üçün $\vec{a}$ fəzanın bütün nöqtələri üçün eyni olub ($\vec{a} = \text{const}$), qeyri-ətalət hesablaması sisteminin təcilini ifadə edir. Fırlanma hərəkətində olan qeyri-ətalət sistemi üçün isə $\vec{a}$ fəzanın müxtəlif nöqtələrində müxtəlif olur, belə ki, $a_1 = a_1(\vec{r})$, burada, $\vec{r}$ -nöqtənin qeyri-ətalət hesablaması sistemində nəzərən vəziyyətini təyin edən radius-vektordur. Ona görə də bu hallara ayrılıqda baxaq.

Əvvəlcə verilmiş ətalət hesablaması sistemində nəzərən irəliləmə hərəkətində olan qeyri-ətalət hesablaması sistemində nəzərən salaş. Verilmiş ətalət hesablaması sistemində cismə başqa cismlər tərəfindən göstərilən təsir hesabına yaranan bütün qüvvələrin əvəzləyicisinin $\vec{F}$ -ə bərabər olduğunu fərz edək. Bu halda, ətalət hesablaması sistemində nəzərən cismin

təcili $\vec{a}_1 = \frac{\vec{F}}{m}$ olar. Cismin qeyri-ətalət sisteminə nəzərən təcili isə (7.1)-əsasən

$$\vec{a}_2 = \vec{a}_1 - \vec{a} = \frac{\vec{F}}{m} - \vec{a} \quad (7.2)$$

formasında yazıla bilər. (7.2) ifadəsində həttə, $\vec{F} = 0$ olduqda belə,

$$\vec{a}_2 = -\vec{a} \quad (7.3)$$

olar. Başqa sözlə desək, qeyri-ətalət hesablama sistemində bu sisteminin təcilli hərəkəti səbəbindən həmin təcilin əksinə yönəlmiş bir qüvvə yaranır. Bu qüvvə **ətalət qüvvəsi** adlanır və aşağıdakı kimi ifadə olunur:

$$\vec{F}_\circ = -m\vec{a} \quad (7.4)$$

Burada, m - cismin kütləsi, $\vec{a}$ - isə qeyri-ətalət hesablama sisteminin təcillidir.

Qeyd etmək lazımdır ki, bu qüvvənin varlığını ancaq qeyri-ətalət hesablama sistemindəki müşahidəçi hiss edə bilər. Ətalət qüvvəsini yaradan real səbəb olmadığından onu bəzən **fiktiv qüvvə** də adlandırırlar. Bu mənbəyi məlum olmayan qüvvə olsa da, o cismə təcil vermək xüsusiyyətinə malikdir.

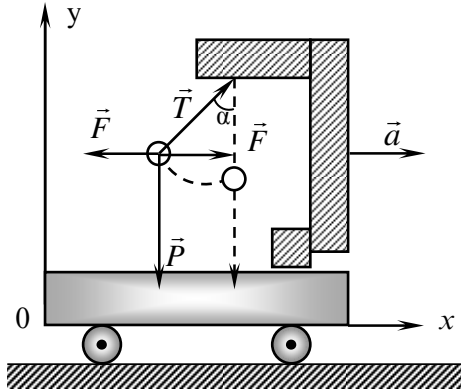
Beləliklə, deyilənlərdən məlum olur ki, qeyri-ətalət hesablama sistemlərində hərəkəti təsvir edərkən cisimlərin bir-birinə təsiri ilə əlaqədar olan qüvvələrlə yanaşı, $\vec{F}_\circ$ ətalət qüvvəsini də nəzərə alınsa, Nyuton tənliklərindən istifadə etmək olar:

$$\vec{F}_\circ = -m(\vec{a} - \vec{a}') = -m\vec{a} \quad (7.5)$$

Uyğun olaraq, qeyri-ətalət hesablama sistemləri üçün Nyutonun ikinci qanununun tənliyini aşağıdakı formada yazmaq olar:

$$m\vec{a}_2 = \vec{F} + \vec{F}_\circ \quad (7.6)$$

Aldığımız nəticəni aydınlaşdırmaq məqsədi ilə riyazi rəqqas bərkibilmiş araba-cığa baxaq (şəkil 7.1). Arabacıq sükunətdə və ya bərabərsürətli düzxətli hərəkət halında olduqda, $\vec{P}$ ağırlıq qüvvəsi m kütləli kürə asılmış sapın $\vec{T}$ gərilmə qüvvəsi ilə tarazlaşır. Sükunətdə olan arabacığı $\vec{a}$ təcili ilə hərəkətə gətirək. Bu zaman rəqqas tarazlıq vəziyyətindən α bucağı qədər meyl edir. Rəqqasın meyl etməsi real qüvvələr olan $\vec{P}$ və $\vec{T}$ qüvvələrinin əvəzləyicisi olan $\vec{F}$ qüvvəsinin $\vec{F}_0$ ətalət



Şəkil 7.1

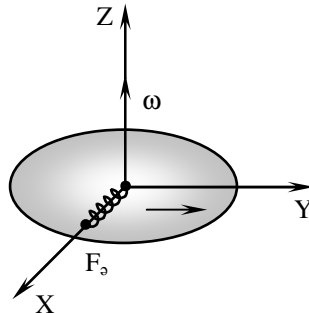
qüvvəsinə bərabər olanadək davam edir. $\vec{F} = -\vec{F}_0$. Mənfi işarəsi bu qüvvələrin bir-birinin əksinə yönəldiyini göstərir. Şəkildən görüldüyü kimi, kürə asılmış sapın meyletmə bucağını da tapmaq olar:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\vec{F}}{\vec{P}} = \frac{ma}{mg} = \frac{a}{g} \quad \text{və ya} \quad \alpha = \operatorname{arctg} \frac{a}{g}$$

Beləliklə, **qeyri-ətalət hesablama sistemində zamanın hər bir anında cisimə təsir edən qüvvə ətalət qüvvəsi ilə tarazlaşır**. Bu **Dalamber prinsipi** adlanır. Ətalət qüvvəsi anlayışının daxil edilməsi cismin hərəkətini istənilən hesablama sistemində eyni hərəkət tənliyi əsasında təsvir etməyə imkan verir. Qeyd edək ki, ətalət qüvvələri, mexaniki hadisələrin baxıldığı hesablama sistemlərinin xüsusiyyətlərilə əlaqədardır.

§7.2. Mərkəzdənqaçma ətalət qüvvəsi

Verilmiş ətalət hesablama sistemində fırlanma hərəkətində olan qeyri-ətalət hesablama sistemində



Şəkil 7.2

nəzər salaq. Şaquli Z oxu ətrafında ω bucaq sürəti ilə fırlanan dairəvi lövhəyə baxaq (şəkil 7.2). Dairəvi lövhə ilə birlikdə, yay vasitəsi ilə onun mərkəzinə bərkidilmiş və milə keçirilmiş kürə də fırlanacaq. Bu zaman kürənin mərkəzdən uzaqlaşaraq dairəvi lövhənin mərkəzindən müəyyən R məsafədə dayandığını müşahidə edərik. Başqa sözlə desək, bu uzanma prosesi o vaxta qədər davam edir ki, kürəyə təsir edən real yayın gərilmə qüvvəsi (mərkəzəqaçma qüvvəsi) $\vec{F}_{yay}$ dairəvi lövhənin mərkəzindən radius boyunca yönəlmiş fiktiv ətalət qüvvəsi $\vec{F}_{mq}$ ilə tarazlaşsın. Kürəyə təsir edən və mərkəzəqaçma qüvvəsi rolunu oynayan yayın elastiki qüvvəsi

$$\vec{F}_{yay} = -m\omega^2 \vec{R} \quad (7.7)$$

şəklində ifadə olunur. Yuxarıda deyilənləri nəzərə alsaq,

$$\vec{F}_{yay} = -\vec{F}_{mq} \quad (7.8)$$

$$\vec{F}_{mq} = m\omega^2 \vec{R} \quad (7.9)$$

Fırlanma hərəkətində olan hesablama sistemində yaranan ətalət qüvvəsinə, mərkəzdənqaçma ətalət qüvvəsi deyilir.

Qeyd etmək lazımdır ki, fiktiv ***mərkəzdənqaçma ətalət qüvvəsi*** real mərkəzəqaçma qüvvəsindən fərqli olaraq fırlanan hesablama sistemindəki cismə (bu sistemdə cismin sükunətdə, yaxud bu sistemə nəzərən müəyyən $\vec{v}$ sürəti ilə hərəkətdə olamasından asılı olmayaraq) təsir edir.

Yer səthinə nəzərən cisimlərin hərəkəti ilə bağlı məsələlərin dəqiq həlli zamanı, $m\omega^2 R$ -ə bərabər olan, mərkəzdənqaçma ətalət qüvvəsini nəzərə almaq lazımdır (burada m —cismin kütləsi, ω —bucaq sürəti, R —cismin yerin fırlanma oxundan olan məsafəsidir). Cismin yer səthindən olan hündürlüyü böyük olmayan hallarda, $R=R_y \cos \varphi$ (bax §3.2) olduğunu hesab etmək olar (R_y -yerin radiusu, φ -yerin coğrafi en dairəsidir). Bu halda (7.9) ifadəsi aşağıdakı formada yazıla bilər:

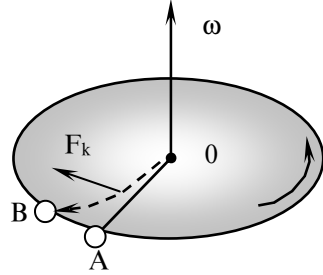
$$F_{mq} = m\omega^2 R_y \cos \varphi \quad (7.10)$$

§7.3. Koriolis qüvvəsi

Cismin fırlanma hərəkətində olan hesablama sisteminə nəzərən hərəkəti zamanı mərkəzdənqaçma ətalət qüvvə-sindən başqa, ***Koriolis qüvvəsi*** yaxud ***Koriolis ətalət qüvvəsi*** adlanan, əlavə bir qüvvə də

meydana çıxır.

Koriolis qüvvəsinin yaranmasını aydınlaşdırmaq məqsədi ilə şaquli ox ətrafında fırlana bilən və üfiqi vəziyyətdə yerləşmiş dairəvi lövhə götürək (şəkil 7.3). Dairəvi lövhə üzərində OA radial düz xəttini çəkək və kürəni dairəvi lövhənin hərəkətsiz halında lövhənin O nöqtəsindən A nöqtəsi istiqamətində $\vec{v}'$ sürəti ilə diyirlədək. Əgər lövhəni şaquli ox ətrafında sabit ω bucaq sürəti ilə şəkildə göstərilmiş istiqamətdə fırlanma hərəkətinə

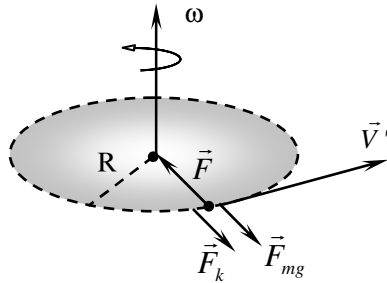


Şəkil 7.3

gətirsək, bu halda kürə qırıq xətlərlə göstərilmiş OB əyrisi üzrə diyirlənər, yəni onun lövhəyə nəzərən $\vec{v}'$ sürəti öz istiqamətini dəyişər. Deməli, fırlanma hərəkətində olan hesablama sisteminə nəzərən kürənin OB əyrisi üzrə hərəkəti $\vec{v}'$ sürətinə perpendikulyar olan, $\vec{F}_k$ qüvvəsinin təsiri ilə əlaqədardır. $\vec{F}_k$ ətalət qüvvəsi **Koriolis ətalət qüvvəsi** adlanır.

İndi isə xüsusi hal olaraq, fırlanma hərəkətində olan hesablama sisteminə (şaquli ox ətrafında ω bucaq sürəti ilə fırlanan dairəvi lövhəyə) nəzərən, fırlanma oxuna perpendikulyar olan müstəvidə yerləşmiş çevrə üzrə bərabərsürətli hərəkət edən m kütləli kürəciyə təsir edən Koriolis qüvvəsini tapaq (şək.7.4). Fırlanma hərəkətində olan sistemə nəzərən kürəciyin sürətini $\vec{v}'$ ilə işarə edək. Kürəciyin tərpənməz (ətalət) hesablama sisteminə nəzərən sürəti ədədi qiymətcə $\vec{v} = \vec{v}' + \omega R$ (kürəcik çevrə üzrə əks istiqamətdə hərəkət etdikdə isə $\vec{v} = \vec{v}' - \omega R$) olar. Burada, ω - fırlanan sistemin bucaq sürəti, R -dairənin radiusudur.

Kürəciyin tərpənməz hesablama sisteminə nəzərən çevrə boyunca $\vec{v}' + \omega R$ sürəti ilə hərəkət etməsi üçün, ona çevrənin



Şəkil 7.4

mərkəzinə doğru yönəlmiş $\vec{F}$ qüvvəsi təsir etməlidir, məsələn, şəkildə kürəciyin dairənin mərkəzinə bağlandığı ipin gəlmə qüvvəsi. Bu qüvvənin qiyməti

$$F = ma_n = \frac{mv^2}{R} = \frac{mv'^2}{R} + 2v'\omega m + m\omega^2 R \quad (7.11)$$

olar. Fırlanma sisteminə nəzərən isə kürəcik $a'_n = v'^2 / R$ təcili ilə hərəkət etdiyindən, bu halda ona

$$F = ma'_n = \frac{mv'^2}{R} - 2mv'\omega - m\omega^2 R \quad (7.12)$$

qüvvəsi təsir etmiş olardı. Beləliklə, fırlanan sistemdə kürəciyə dairənin mərkəzinə doğru yönəlmiş $\vec{F}$ qüvvəsindən başqa, əlavə olaraq mərkəzdən istiqamətlənən iki qüvvə də təsir edir: $F_{mq} = m\omega^2 R$ - **mərkəzdənqaçma ətalət qüvvəsi** və ədədi qiyməti $F_k = 2mv'\omega$ - **Koriolis ətalət qüvvəsi** (şəkil 7.4).

$\vec{F}_k$ qüvvəsinin vektorial şəkildə riyazi ifadəsini aşağıdakı kimi yazmaq olar.

$$\vec{F}_k = 2m[\vec{v}'\vec{\omega}] \quad (7.14)$$

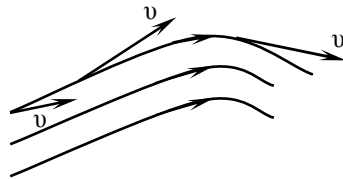
Qeyd etmək lazımdır ki, $\vec{v}'$ qüvvəsi sıfıra bərabər olduqda, Koriolis qüvvəsi mövcud olmur. Bunun əksinə olaraq $\vec{F}_{mq}$ qüvvəsi $\vec{v}'$ -dən asılı deyil, o sükunətdə olan cismə təsir etdiyi kimi, hərəkətdə olan cismə də təsir edir.

Hidro – və aerodinamika

§7.1. Mayelərin hərəkəti. Bernulli tənliyi

Hidrodinamika-sıxılmayan mayelərin hərəkətini və bu mayelərin bərk cisimlərlə qarşılıqlı təsirini öyrənən elmdir. Maye hərəkətini təsvir etmək üçün, mayenin hər bir hissəciyinin vəziyyətini zamanın funksiyası kimi vermək olar, başqa sözlə desək mayenin hərəkət halını fəzanın hər bir nöqtəsi üçün sürət vektorunu zamanın funksiyası kimi göstərməklə təyin etmək olar. Fəzanın bütün nöqtələri üçün təyin olunmuş $\vec{v}$ sürət vektorları çoxluğu **mayenin axın sahəsi** adlanır. **Cərəyan xətləri** mayenin axını istiqamətində bir-biri ilə kəsişməyən elə istiqamətlənmiş xətlərdir ki, istənilən nöqtədə çəkilən toxunan mayenin axın sürətinin istiqamətini, cərəyan xətlərinin sıxlığı isə ədədi qiymətini təyin edir. Hərəkətdə olan mayedə cərəyan xətlərini elə çəkək ki, hər bir nöqtədə onlara çəkilən toxunan $\vec{v}$ vektoru ilə üst-üstə düşsün.

Cərəyan xətləri ilə hüdudlanmış fəza **axın və ya cərəyan borusu** adlanır (şəkil 8.1). Axın borusunda hərəkət edən maye borunu tərk etmir, boruya başqa maye hissəciyi daxil olmur. $\vec{v}$ vektorunun qiyməti və istiqaməti hər bir nöqtədə zamandan asılı olaraq dəyişə bildiyindən, axın xətlərinin mənzərəsi də fasiləsiz olaraq dəyişir.



Şəkil 8.1

Mayelərin hərəkətini öyrənərkən əsas üç şərt qəbul edilir:
1) maye sıxılmayandır; 2) maye ideal mayedir; 3) mayenin hərəkəti qərarlaşmış hərəkətdir.

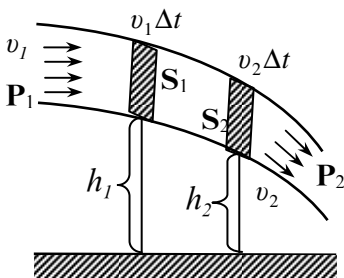
Sıxılmayan maye dedikdə, hərəkət zamanı sıxlığın bütün axın borusunda sabit qalması ($\rho = const$) başa düşülür. Həqiqi mayələr üçün bu şərt kifayət qədər dəqiqliklə ödənilir, çünki mayələr sıxılmaya qarşı güclü müqavimət göstərirlər. Əgər mayenin hərəkəti zamanı hərəkət sürəti səs sürətindən çox-çox kiçikdirsə, belə maye və qaz praktik olaraq sıxılmayan maye və qaz kimi qəbul edilir. Yəni, $v_{maye} \ll v_{ses}$.

Maye o vaxt **ideal maye** kimi hesab edilə bilər ki, onun ayrı-ayrı təbəqələri bir-birinə nisbətən hərəkət etdikdə yaranan daxili sürtünmə nəzərə alınmır.

Qərarlaşmış hərəkətdə, mayenin hərəkət etməsinə səbəb olan xarici qüvvələr zamandan asılı olmur və bu zaman maye hissəciklərinin sürəti fəzanın hər bir verilmiş nöqtəsi üçün sabit olacaqdır.

1738 – ci il Bernulli, ideal
və sıxılmayan mayələrin

77



Şəkil 8.2

qərarlaşmış hərəkəti üçün çox vacib olan bir tənlik çıxarmışdır.

Bu tənliyi çıxarmaq üçün en kəsiyi müxtəlif olan borudan axan mayenin hərəkətinə baxaq. Bu borunun ucları Yer səthindən h_1 və h_2 hündürlükdədir (şəkil 8.2). Mayenin boruya daxil olduğu hissədə sürəti v_1 , borunun en kəsiyi S_1 , mayenin borudan çıxdığı hissədə sürəti v_2 , en kəsiyi S_2 -yə bərabərdir. Borunun giriş hissəsində təzyiq P_1 , çıxış hissəsində P_2 –dir. Mayenin hərəkət sürəti en kəsiyə perpendikulyar olur.

Mayeyə təsir edən xarici qüvvələrin fərqli olması və ya Yer səthindən boru uclarının müxtəlif səviyyədə olması hesabına maye borudan axır.

Çox kiçik Δt zaman intervalında S_1 –kəsiyindən Δm qədər maye kütləsi axır və hündürlüyü $v_1 \cdot \Delta t$ olan silindrik səthi doldurur. Elə həmin vaxt intervalında S_2 –kəsiyindən bir o qədər maye kütləsi (Δm) axır. Δm – kütləsinin qiymətini, hər bir elementar maye həcmnin qiymətini onun sıxlığına vurmaqla təyin etmək olar. Onda, yaza bilərik:

$$\Delta m = \rho S_1 v_1 \Delta t = \rho S_2 v_2 \Delta t \quad (8.1)$$

Bu ifadəni $\rho \Delta t$ –yə ixtisar etsək,

$$S_1 v_1 = S_2 v_2$$

və ya

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{S_2}{S_1} \quad (8.2)$$

alırıq. Bu düstur sıxılmayan ideal mayələr üçün ***kəsilməzlik tənliyi*** adlanır. Deməli, ***vahid zamanda daxil olan və çıxan mayenin həcmələri eyni olur.*** Bu qanuna əsasən borudan axan mayenin sıxlığının sabit qiymətində en kəsiyinin sahəsi ilə axın sürəti arasında əlaqəni təyin edərik. Maye borusunda en kəsiyi böyüdükcə, mayenin həmin kəsikdə axın sürəti kiçilir.

Δm kütləli mayenin boru boyunca yerdəyişməsi zamanı xarici təzyiq qüvvələri müəyyən iş görür: S_1 kəsiyində maye yerini dəyişdikdə $A_1 = P_1 S_1 v_1 \Delta t$ işini, S_2 kəsiyindən çıxarkən maye xarici təzyiq qüvvəsinə qarşı $A_2 = -P_2 S_2 v_2 \Delta t$ işini görür. Tam işin $A = A_1 + A_2$ olduğunu nəzərə alsaq, onda

$$A = P_1 S_1 v_1 \Delta t - P_2 S_2 v_2 \Delta t \quad (8.3)$$

olar. Bu iş kinetik və potensial enerjilərin dəyişməsinə sərf olunur. Bunu nəzərə alsaq:

$$P_1 S_1 v_1 \Delta t - P_2 S_2 v_2 \Delta t = \frac{\Delta m v_2^2}{2} - \frac{\Delta m v_1^2}{2} + \Delta m g h_2 - \Delta m g h_1$$

yaza bilərik. Bu ifadənin hər tərəfini $\Delta V = S_1 v_1 \Delta t$ -yə bölək.

Onda,

$$\frac{P_1 S_1 v_1 \Delta t}{S_1 v_1 \Delta t} - \frac{P_2 S_2 v_2 \Delta t}{S_1 v_1 \Delta t} = \frac{\Delta m v_2^2}{2 S_1 v_1 \Delta t} - \frac{\Delta m v_1^2}{2 S_1 v_1 \Delta t} + \frac{\Delta m g h_2}{S_1 v_1 \Delta t} - \frac{\Delta m g h_1}{S_1 v_1 \Delta t}$$

alırıq. Nəzərə alsaq ki, $\rho = \frac{\Delta m}{\Delta V} = \frac{\Delta m}{S_1 v_1 \Delta t}$ və $\frac{S_2 v_2 \Delta t}{S_1 v_1 \Delta t} = 1$ -dir,

onda:

$$P_1 - P_2 = \frac{\rho v_2^2}{2} - \frac{\rho v_1^2}{2} + \rho g h_2 - \rho g h_1 \quad (8.4)$$

olar. Bunu aşağıdakı kimi də yaza bilərik:

$$P_1 + \frac{\rho v_1^2}{2} + \rho g h_1 = P_2 + \frac{\rho v_2^2}{2} + \rho g h_2 \quad (8.5)$$

S_1 və S_2 kəsikləri ixtiyari seçilə bilər və ona görə də $P + \frac{\rho v^2}{2} + \rho g h$ kəmiyyəti istənilən boru kəsiyi üçün sabit olur. Yəni,

$$P + \frac{\rho v^2}{2} + \rho g h = \text{const} \quad (8.6)$$

Bu tənlik **Bernulli tənliyi** adlanır. (8.6) – da P – *statistik təzyiq*, $\rho g h$ – *hidravlik təzyiq*, $\frac{\rho v^2}{2}$ – isə *dinamik təzyiq* adlanır.

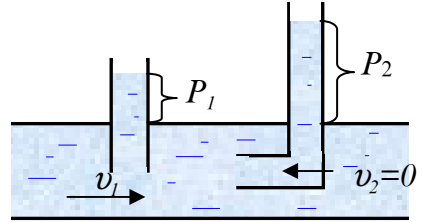
Buradan görünür ki, ***tam təzyiq*** (maye hərəkət edərkən) sabit qalır.
Bernulli tənliyindən çıxan nəticə kimi iki hala baxaq.

1. **Mayelərin üfüqi axını.** Mayelərin üfüqi axını zamanı axın xətləri üçün $h=\text{const}$ olduğundan, (8.6) tənliyi, aşağıdakı formada olar:

$$\frac{\rho v_1^2}{2} + p_1 = \frac{\rho v_2^2}{2} + p_2 \quad (8.7)$$

yəni, ***ideal mayenin üfüqi axını zamanı dinamik və statistik təzyiqlərin cəmi dəyişmir.***

Başqa sözlə, axın sürəti çox olan nöqtələrdə statik təzyiq az olur. Belə ki, borunun dar yerində mayenin sürəti artır və ona görə də dinamik təzyiq



Şəkil 8.3

böyük olur. Buna uyğun olaraq borunun geniş yerində sürət az olar və dinamik təzyiq kiçik olar. Su nasosları bu prinsip əsasında işləyirlər.

Axan maye daxilindəki təzyiq məlum olarsa, ***Pito borusu*** vasitəsilə mayenin axma sürətini təyin etmək olar (şəkil 8.3). Üfqı maye borusuna ($h_1 = h_2$) iki boru elə birləşdirilir ki, ikinci boruda maye hərəkətsiz qalır ($v_2 = 0$). Bu hala uyğun Bernulli tənliyi

$$P_1 + \frac{\rho v_1^2}{2} = P_2 \quad (8.8)$$

olur və mayenin axın sürəti isə

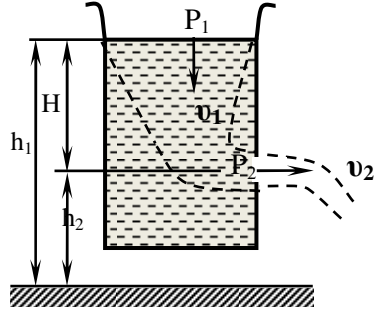
$$v_1 = \sqrt{\frac{2(P_2 - P_1)}{\rho}} \quad (8.9)$$

düsturu vasitəsilə P_1 və P_2 -nin təcrübi qiymətlərinə əsasən təyin

olunur.

2. Mayenin deşikdən

axını. Fərz edək ki, mayenin qabın divarından açılmış deşikdən axını zamanı xarici atmosfer təzyiqi sabit qalır və maye çıxan deşiyin ölçüsü qabdakı maye səthinin həcminə nisbətən çox-çox kiçikdir (şəkil



Şəkil 8.4

8.4). Həm çənin üzərində, həm də deşikdən çıxan maye şırnağında statik təzyiq atmosfer təzyiqinə bərabərdir, başqa sözlə ($P_1 = P_2 = P_{atm}$). Bu halda Bernulli tənliyini, biri maye səthində o biri isə qabın divarında açılmış, müxtəlif en kəsikli istənilən axın borusu üçün aşağıdakı formada yazmaq olar:

$$\frac{\rho v_2^2}{2} + \rho g h_2 + p_{atm} = \frac{\rho v_1^2}{2} + \rho g h_1 + p_{atm}$$

və ya

$$\frac{\rho(v_2^2 - v_1^2)}{2} = \rho g(h_1 - h_2) \quad (8.10)$$

$S_1 \gg S_2$ olduğundan, axının kəsilməzlik tənliyinin (8.2) ifadəsinə görə $v_2 \gg v_1$ olur və $v_1 = 0$ götürülə bilər. Digər tərəfdən, $h_1 - h_2 = H$ olduğundan (8.10) ifadəsi aşağıdakı kimi olar:

$$v_2^2 = 2gH \quad (8.11)$$

Buradan isə

$$v_2 = \sqrt{2gH} \quad (8.12)$$

olar. (8.12) düsturuna **Toriçelli düsturu** deyilir.

Beləliklə, qabın divarında H dərinlikdə açılmış deşikdən mayenin axın sürəti (şək.54.2), istənilən cismin H hündürlükdən düşərkən malik olduğu sürətlə eyni olar. Bu düstur həm qabın divarından, həm də dibindən açılmış deşikdən axan maye üçün doğrudur və deşiyin çıxışının meyl bucağından asılı deyildir.

§ 7. 2. Mayelərdə daxili sürtünmə

İdeal maye anlayışı, yəni daxili sürtünməsi olmayan maye, mücərrəd məvhumdur. Bütün real mayelərdə və qazlarda az və ya çox dərəcədə daxili sürtünmə və ya özlülük mövcuddur. Belə ki, mayeyə salınmış iki lövhənin bir-birinə nisbətən hərəkəti zamanı onlar arasındakı sürtünmə qüvvəsi meydana çıxır. Daxili sürtünmə qüvvəsinin tabe

olduğu

qanunauyğunluqları

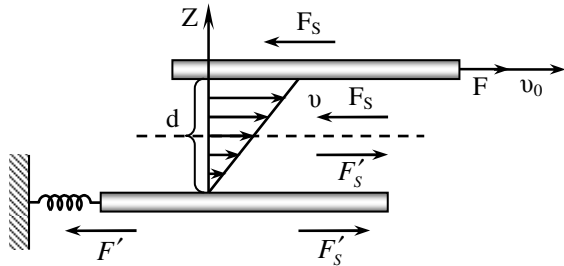
izah etmək üçün aşağıdakı

təcrübəyə

nəzər salaq. Fərz edək

ki, mayeyə, aralarında

müəyyən məsafə (d) olan və bir-birinə pa-rələl, iki lövhə ba-



Şəkil 8.5

tırılmışdır (şəkil 8.5). Tərpənməz alt lövhə-yə nəzərən, üst lövhə müəyyən v_0 sürəti ilə hərəkətə gətirilir. Təcrübə göstərir ki, üst lövhənin sabit v_0 sürəti ilə hərəkət etməsi üçün ona qiymətə sabit $\vec{F}$ qüvvəsi təsir etməlidir. Əgər lövhə təcil almırsa, deməli, bu qüvvənin təsiri ona qiymətə bərabər və istiqamətə əks olan qüvvə tərəfindən tarazlaşır. Məlumdur ki, bu qüvvə, lövhənin mayedə hərəkəti zamanı lövhəyə təsir edən *daxili sürtünmə qüvvəsidir*. Onu $\vec{F}_s$ ilə işarə edək. Təcrübələr göstərir ki, *lövhlər arasındakı daxili sürtünmə qüvvəsi lövhənin hərəkət sürəti v , lövhənin səthinin sahəsi S ilə düz, lövhələr arasında d məsafəsindən tərs mütənasib asılı olmaqla mayenin növündən asılıdır*.

$$F_s = \eta \frac{v_0}{d} \cdot S \quad (8.13)$$

Burada, η - *özlülük və ya daxili sürtünmə əmsalı*, v_0 – lövhənin sürəti, d – onlar arasındakı məsafəni göstərir. Burada lövhələrdən biri sükunətdə (o birinə nəzərən) hesab edilir.

Maye hissəciyinin v sürəti, Z oxu istiqamətində dəyişir və lövhələrə perpendikulyar olur: $v(Z) = \frac{v_0}{d} \cdot Z$.

Buradan yazmaq olar:

$$\frac{dv}{dZ} = \frac{v_0}{d} \quad (8.14)$$

(8.13)-ü (8.14) -lə müqayisə etsək alırıq:

$$F_s = \eta \left| \frac{dv}{dZ} \right| S \quad (8.15)$$

Beynəlxalq vahidlər sistemində $v=1\text{m/san}$, $Z=1\text{m}$ və $S=1\text{m}^2$ olarsa, özlülük vahidi $IPa\cdot san$ olur.

Özlülük əmsalı temperaturdan asılıdır. Bu asılılıq maye və qazlar üçün müxtəlif olur. Mayelərdə temperatur artdıqca, özlülük azalır. Qazlarda isə əksinə temperatur artdıqca özlülük də artır.

Əgər iki maye təbəqəsi üst-üstə hərəkət edərkən bir-birinin üstündən sürüşüb keçdikdə qarışmırsa, belə axın ***laminar axın*** adlanır. Yox əgər onlar, hərəkət zamanı bir-birinə qarışıb axırlarsa belə axın ***turbulent axın*** adlanır. Laminar axın stasionar axın, turbulent axın isə qeyri-stasionar axındır.

Maye dairəvi borudan axırsa, borunun divarında maye hissəciyinin sürəti azalır, boru oxunda isə bu sürət maksimum olur.

Maye axını dairəvi boruda laminar qəbul edilsə, maye seli üçün:

$$Q = \frac{(P_1 - P_2) \pi R^4}{8 \eta l} \quad (8.16)$$

yazmaq olar. Bu *Puazeyl düsturudur*. Bundan istifadə edərək, η -ni təyin etmək olar.

Axın sürətinin artması ilə qərarlaşmış axın burulğanı axına keçir. Təcrübi olaraq müəyyən edilmişdir ki, mayenin axını

$$R = \frac{\rho \bar{v} l}{\eta} \quad (8.17)$$

şəklində ifadə olunan və *Reynolds ədədi* adlanan (R) adsız kəmiyyətlə xarakterizə olunur. Burada, ρ -mayenin, yaxud qazın sıxlığı, $\bar{v}$ -axının orta sürəti, l -maye axan borunun en kəsiyi üçün xarakterik olan xətti ölçü, η -mayenin dinamik özlülük əmsalıdır.

Reynolds ədədinin kiçik qiymətlərində qərarlaşmış, böyük qiymətlərində isə turbulent və ya burulğanlı axın müşahidə olunur. Göründüyü kimi, (8.17) ifadəsində kəsrin surəti axan mayenin *kinetik enerjisini*, məxrəci isə *sürtünmə qüvvəsinin işini* xarakterizə edir. Reynolds ədədinin kiçik qiymətlərində sürtünmə qüvvəsi aparıcı rol oynayır və axın laminar xarakter daşıyır. Sürətin artması ilə R -in qiyməti artır və Reynolds ədədinin böyük qiymətində aparıcı rol kinetik enerjiyə, axın isə trublent xarakterə keçir. Bu qiymət Reynolds ədədinin böhran qiyməti adlanır. Burada axan su üçün $R_b = 1000$ qiymətinə malikdir.

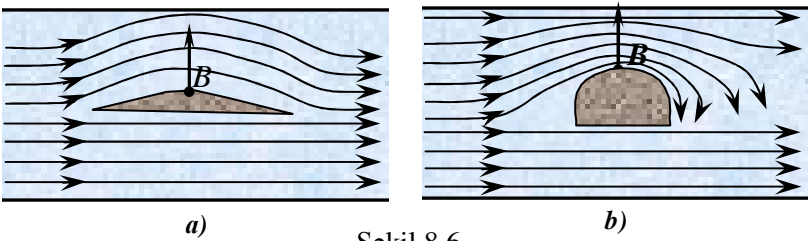
Maye daxilində hərəkət edən kürəciyin sürəti çox kiçik olan

hal üçün *Stoks* müəyyən etmişdir ki, hərəkət zamanı meydana çıxan müqavimət qüvvəsi

$$F = 6\pi\eta vr \quad (8.18)$$

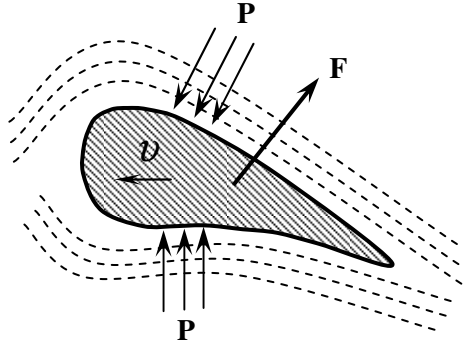
düsturu ilə təyin edilir. Burada, v - kürəciyin sürəti, η - özlülük əmsalıdır.

Cisimlərin özlü mayədə hərəkəti zamanı da daxili sürtünmə qüvvəsini mütləq nəzərə almaq lazımdır. Özlülüğü olmayan ideal mayədə hərəkət zamanı cismin hərəkətinə maye tərəfindən heç bir müqavimət göstərilir. Özlü maye halında maye hissələri cismə yapışır və bu hissəciklərin sürəti cismin sürətinə bərabər olur. Bu halda yaranan müqavimət qüvvəsi cismin və ya mayenin sürətindən, eləcə də cismin formasının axın xətləri ilə qarşılıqlı münasibətindən asılıdır. Laminar axın zamanı yaranan müqavimət qüvvəsi daxili sürtünmə qüvvəsi olduğundan, cisimdən uzaqlaşdıqca sürətin qiymətinin dəyişməsi ilə nəticələnir. Trublent axın zamanı isə burulğanlar yaranmasına səbəb olur. Burulğanlar böyük müqavimət qüvvəsinin yaranmasına səbəb olduğundan, avtomobillərə, təyyarələrə, gəmilərə elə forma verirlər ki, havanın müqaviməti mümkün qədər az olsun. Şəkil 8.6-da cismin formasından asılı olaraq belə axınlar təsvir olunmuşdur. Hər iki halda B nöqtəsində sürət artdığından yuxarıya doğru qaldırıcı F qüvvəsi təsir edir, lakin şəkil 8.6, b-də burulğan əmələ gəldiyindən müqavimət qüvvəsi xeyli böyük olur.



Şəkil 8.6

XIX əsrin axırlarında və XX əsrin əvvəllərində hidrodinamikanın bir çox tətbiq sahələri N.E.Jukovski və Çaplıkinin işlərində öz nəticəsini verir. Bu alimlərin ciddi axtarışları sayəsində yeni elm–aerodinamika elmi inkişaf etdirildi. Aerodinamika uçuş nəzəriyyəsi və qazların hərəkət qanunları haqqında olan bir təlimdir – elmdir. Hərəkət zamanı təyyarə qanadına təsir edən qaldırıcı qüvvənin mexanizmini ilk dəfə Jukovski aydınlaşdırmışdır (şəkil 8.7).



Şəkil 8.7

Kəsik xətlərlə havanın uçuşa əks olan istiqaməti göstərilmişdir. Şəkildən görüldüyü kimi qanadın üst tərəfində hava cərəyanı xətləri bir-birinə çox yaxın olur, yəni daralır, qanadın alt hissəsində isə əksinə olur. Ona görə də qanadın üst tərəfində sürət çox olur. Bernulli tənliyinə uyğun olaraq, qanadın üstündə təzyiq az, alt hissəsində isə böyük olur və bu təzyiqlər fərqi hesabına qaldırıcı qüvvə meydana çıxır.

IX Fəsil

Rəqslər və dalğalar

§9.1. Harmonik rəqsi hərəkət

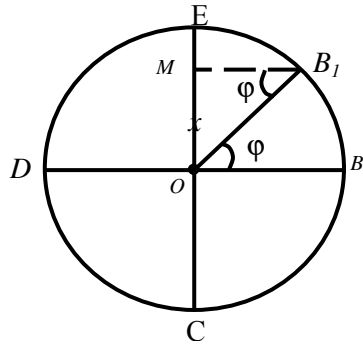
Təbiətdə və texnikada zamandan asılı olaraq bu və ya digər dərəcədə təkrarlanan hərəkətlərə tez-tez təsadüf edilir. Belə hərəkətlər **rəqsi hərəkət** adlanır. Təkrarlanan hərəkətə misal olaraq saat rəqqasının hərəkətini, radioqəbuledicinin rəqs konturunda kondensatorun köynəkləri arasındakı gərginliyin zamandan asılı olaraq dəyişməsinə, kamertonun ayaqlarının rəqsini və s. göstərmək olar.

Təkrarlanan proseslərin fiziki təbiətindən asılı olaraq rəqslər: mexaniki, elektromaqnit, elektromexaniki və s. ola bilər. Burada biz ancaq mexaniki rəqsləri öyrənməklə kifayətlənəcəyik.

Rəqsi hərəkətlər zamanı cismin hərəkət halı bərabər zaman fasilələrində eynilə təkrar olunursa, belə hərəkətlər **periodik hərəkətlər** adlanır.

Periodik hərəkətlər içərisində ən geniş yayılanı harmonik rəqsi hərəkətdir. **Harmonik rəqsi hərəkət elə hərəkətə deyilir ki, bu hərəkət zamanı cismin tarazlıq vəziyyətindən olan yerdəyişməsi sinus və ya kosinus qanununa tabe olur.** Fərz edək ki, çevrə boyunca hər hansı bir B nöqtəsi bərabərsürətlə hərəkət edir. Bu zaman nöqtənin çevrənin CE diametri üzərindəki proyeksiyası (şəkil 9.1) O nöqtəsi ətrafında harmonik rəqs edir. O nöqtəsi rəqsi hərəkət edən nöqtənin tarazlıq mərkəzi adlanır. $OM=x$, yəni tarazlıq mərkəzindən olan məsafə **yerdəyişmə** adlanır.

Tarazlıq mərkəzindən ən çox uzaqlaşma məsafəsi, $OE=A$ **rəqsin amplitudu** adlanır. Nöqtənin (cismin) bir tam rəqs etməsi üçün



Şəkil 9.1

lazım olan zamana **rəqsin periodu** (T) deyilir.

Bir saniyədəki rəqslərin sayına **rəqsin tezliyi** (ν) deyilir. Tezlik və period arasındakı əlaqə $T = \frac{1}{\nu}$ və ya $\nu = \frac{1}{T}$ şəklindədir. Belə bir harmonik rəqsi hərəkətdə olan nöqtənin yerdəyişməsini, sürətini və təcilini hesablayaq.

Fərz edək ki, çevrə üzrə hərəkət edən B nöqtəsi t zamanda B_1 nöqtəsinə gəlmişdir. Bu müddətdə nöqtənin proyeksiyası O -dan M -ə gələcəkdir. Belə halda nöqtənin vəziyyəti φ bucağı ilə təyin olunacaqdır. OMB_1 üçbucağından yazmaq olar:

$$\frac{OM}{OB_1} = \sin \varphi \quad (9.1)$$

Burada, $OM = x$ və $OB_1 = OC = A$ olduğundan, (9.1)–dən

$$x = A \sin \varphi \quad (9.2)$$

olar. Bir perioda bərabər olan zamanda ($t = T$), $\varphi = \frac{2\pi}{T}t = \omega t$ yazmaq olar. Bunu nəzərə alsaq, (9.2)-ni

$$x = A \sin \omega t \quad (9.3)$$

şəklində göstərmək olar. Burada, $\omega = 2\pi/T$ –dir. (9.3) harmonik rəqsi hərəkətin tənliyidir.

Əgər rəqsi hərəkət müəyyən başlanğıc fazaya malik olarsa, (9.3) düsturu

$$x = A \sin(\omega t + \varphi_0) \quad (9.4)$$

şəklini alar. Burada φ_0 –**başlanğıc faza**, ω isə **dairəvi tezlik** və ya **dövrü tezlik** adlanır.

Sadə halda, $\varphi_0 = 0$ qəbul edilir. $x = A \sin \omega t$ tənliyindən istifadə edərək, rəqsi hərəkətdə olan nöqtənin sürətini və təcilini hesablayaq. Məlumdur ki, $v = \frac{dx}{dt}$ və $a = \frac{d^2x}{dt^2}$ –dir. Bunları nəzərə alsaq,

$$v = \frac{d(A \sin \omega t)}{dt} = A \omega \cdot \cos \omega t \quad (9.5)$$

və

$$a = \frac{dv}{dt} = -A\omega^2 \sin \omega t \quad (9.6)$$

alırıq. Burada, $A \sin \omega t = x$ olduğu üçün

$$a = -\omega^2 x \quad (9.7)$$

yazmaq olar. Bu ifadədə mənfi işarəsi təcilin yerdəyişmənin əksinə tarazlıq mərkəzinə doğru yönəldiyini göstərir. Harmonik rəqsi hərəkət **qaytarıcı qüvvənin** təsirindən baş verdiyindən, bu qüvvə

$$F = -kx \quad (9.8)$$

şəklində yerdəyişmə ilə mütənasibdir. Qaytarıcı qüvvə elastiki deformasiya zamanı meydana çıxan elastiki qüvvələrinə oxşadığından ona **kvazielastiki qüvvə** də deyirlər.

Nyutonun II qanununa görə

$$F = ma = m \frac{d^2 x}{dt^2} \quad (9.9)$$

(9.8)-i (9.9)-da nəzərə alsaq,

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -kx \quad (9.10)$$

və ya

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + kx = 0 \quad (9.11)$$

alırıq. Axırncı ifadənin hər tərəfini m -ə bölsək:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + \frac{k}{m} x = 0 \quad (9.12)$$

alırıq. Burada, $\frac{k}{m} = \omega_0^2$ qəbul etsək, (9.12)-ni aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$\ddot{x} + \omega_0^2 x = 0 \quad (9.13)$$

(9.7) düsturunu (9.9)-da nəzərə alsaq,

$$F = ma = -m\omega^2 x \quad (9.14)$$

şəklini alar.

Yuxarıda çıxardığımız düsturların müqayisəsindən aydın olur ki,

rəqsi hərəkətdə olan maddi nöqtənin tarazlıq vəziyyətindən olan yerdəyişməsi, sürəti, təcili və fazası bir-biri ilə çox sıx əlaqədardır. Sürtünmə qüvvəsi olmadıqda, kvazielastiki qüvvənin təsiri ilə hərəkət edən cismin hərəkəti (9.13) tənliyi ilə təsvir edilir. Bu tənliyin həlli $x = A \cos(\omega t + \varphi)$ şəklində olur. Burada A -**rəqsin amplitudu**, $(\omega t + \varphi)$ - **rəqsin fazasıdır**.

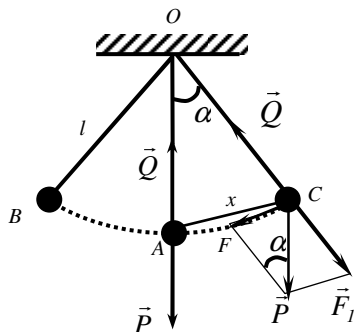
Faza - rəqs başlayan andan periodun neçədə bir hissəsinin keçdiyini göstərən kəmiyyət olub, maddi nöqtənin rəqs halını xarakterizə edir. Harmonik rəqsi hərəkətə misal olaraq, rəqqasların hərəkətini göstərmək olar.

§9.2. Rəqqaslar

Ağırlıq qüvvəsinin təsiri altında tərpənməz ox və ya nöqtə ətrafında rəqs edən bərk cismə rəqqas deyilir. Rəqqaslar riyazi və fiziki olmaqla iki yerə bölünür.

Riyazi rəqqas *uzanmayan çəki-siz sapdan asılmış maddi nöqtəyə deyilir.*

Real şəraitdə uzanmayan çəki-siz sap əldə edilmədiyi üçün ipdən asılmış kürə götürülür. Rəqqası tarazlıq vəziyyətdən çıxarıb buraxsaq, o, tarazlıq vəziyyəti ətrafında rəqs edəcəkdir. Rəqqasın rəqsi hərəkəti kvazielastik və ətalət qüvvələrinin təsirindən baş verir.



Şəkil 9.2

A nöqtəsində kürənin çəkisi P , sapın gərilmə qüvvəsi Q ilə tarazlaşır. (şəkil 9.2). Rəqqası A nöqtəsindən C nöqtəsinə gətirək. Bu vəziyyətdə P qüvvəsini F və F_l toplananlarına ayıraq. Bu nöqtədə F_l qüvvəsi Q ilə tarazlaşır. F qüvvəsi isə tarazlıq vəziyyətinə doğru yönəlir və heç bir qüvvə ilə tarazlaşmır. Bu qüvvənin təsiri ilə rəqqas tarazlıq vəziyyətinə doğru hərəkət edəcəkdir. Kürə ətaləti nəticəsində A-dan keçərək, B vəziyyətinə meyl edəcəkdir.

Müqavimət qüvvələrini nəzərə almasaq, bu hərəkət periodik olaraq təkrarlanacaqdır. Şəkildə göründüyü kimi,

$$\frac{|F|}{|P|} = \sin a$$

Buradan isə

$$|F| = |P| \sin a \quad (9.15)$$

alırıq. Digər tərəfdən, kiçik bucaqlar üçün yazı bilirik:

$$\frac{x}{l} = \sin a \quad (9.16)$$

(9.16)-nı (9.15)-də nəzərə alsaq:

$$|F| = |P| \frac{x}{l}$$

F qüvvəsi tarazlıq vəziyyətinə doğru istiqamətlənir və yerdəyişmə ilə mütənasib olub, onun əksinə yönəlir. $P = mg$ olduğundan:

$$|F| = -m \cdot |g| \cdot \frac{x}{l}$$

olar. Nyutonun 2-ci qanuna görə

$$m|a| = -m|g| \cdot \frac{x}{l}$$

buradan isə,

$$|a| = -\frac{|g|}{l} \cdot x \quad (9.17)$$

alınar. Məlumdur ki, rəqsi hərəkətdə təcil $a = -\omega^2 x$ şəklində ifadə olunur. Bunu (9.17)-də nəzərə alsaq:

$$-\omega^2 x = -\frac{g}{l} \cdot x \quad \text{və ya} \quad \omega^2 = \frac{g}{l} \quad (9.18)$$

olar. Deməli, kiçik meyl bucaqlarında və ya kiçik amplitudlarda riyazi rəqqasın rəqsi harmonikdir.

(9.18) ifadəsində $\omega = \frac{2\pi}{T}$ olduğunu nəzərə alsaq, yazı bilirik:

$$\left(\frac{2\pi}{T} \right)^2 = \frac{g}{l}$$

və buradan da

$$T = 2\pi \cdot \sqrt{\frac{l}{g}} \quad (9.19)$$

alarıq. Bu, riyazi rəqqasın periodu üçün **Hüygens düsturu** adlanır. Riyazi rəqqasın periodu rəqqasın uzunluğundan asılıdır. Riyazi rəqqasın bu düsturundan istifadə edərək Yerın müxtəlif nöqtələri üçün ağırlıq qüvvəsinin təcilini (g) təyin etmək olur.

Fiziki rəqqas, ağırlıq mərkəzindən kənarda yerləşən hər hansı nöqtəsindən asılmış bərk cismə deyilir. Fərz edək ki, kütləsi m olan bərk cisim ağırlıq mərkəzindən kənarda olan O nöqtəsindən asılmışdır (şəkil 9.3). Bu fiziki rəqqası tarazlıq vəziyyətindən çıxarsaq, o rəqs edir. Rəqqasa təsir edən kvazielastik qüvvənin momenti

$$M = -F \cdot |OB| = -F \cdot L$$

olar. Burada $|OB| = L$ - fiziki rəqqasın uzunluğudur. Şəkildən görünür ki,

$$F = P \sin \alpha = mg \sin \alpha \quad (9.20)$$

və ona görə də

$$M = -mgL \sin \alpha \quad (9.21)$$

olar. Digər tərəfdən fırladıcı moment

$$M = J\theta = J \frac{d^2 \alpha}{dt^2} \quad (9.22)$$

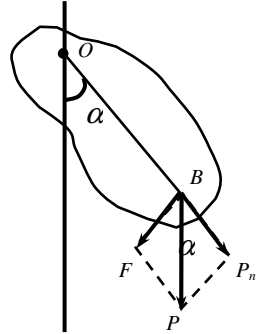
şəklində təyin edilir. Burada, J - ətalət momenti, θ - isə bucaq təcildir. (9.22)-dən

$$\frac{d^2 \alpha}{dt^2} = \frac{M}{J} \quad (9.23)$$

yazmaq olar. (9.21)-i nəzər alsaq,

$$\frac{d^2 \alpha}{dt^2} = -\frac{mgL}{J} \sin \alpha \quad (9.24)$$

alarıq. α çox kiçik olan hallarda $\sin \alpha = \alpha$ qəbul etmək olar. Onda



Şəkil 9.3

(9.24) tənliyi

$$\frac{d^2\alpha}{dt^2} + \frac{mgL}{J}\alpha = 0 \quad (9.25)$$

şəklini alar. Bu tənlikdə $\frac{mgL}{J} = \omega_0^2$ qəbul etsək, yazı bilərik:

$$\left(\frac{2\pi}{T}\right)^2 = \frac{mgL}{J} \quad \text{və ya} \quad T = 2\pi \cdot \sqrt{\frac{J}{mgL}} \quad (9.26)$$

Burada, $\frac{J}{mL}$ –gətirilmiş uzunluqdur.

§9.3. Harmonik rəqsi hərəkətin enerjisi

Harmonik rəqsi hərəkətdə olan maddi nöqtənin sürəti tarazlıq vəziyyətindən olan məsafədən asılı olaraq dəyişdiyindən, onun kinetik enerjisi də uyğun olaraq dəyişəcəkdir.

Sürtünmə olmadıqda tam enerji sabit qalır. Nöqtə tarazlıq vəziyyətindən ən çox uzaqlaşdıqda $E_k = 0$, $E_p = \max$, tarazlıq vəziyyətində isə, $E_p = 0$ və $E_k = \max$ olur. Ona görə də mexaniki sistemin tam enerjisi sabit qalır. $x = A \sin \omega t$ yerdəyişməsinə uyğun olan kinetik enerji:

$$E_k = \frac{1}{2}mv^2 \quad (9.27)$$

şəklində olur. Burada, $v = \frac{dx}{dt} = \omega A \cdot \cos \omega t$ olduğunu nəzərə alsaq,

$$E_k = \frac{1}{2}m\omega^2 A^2 \cos^2 \omega t \quad (9.28)$$

alırıq. Nöqtə tarazlıq vəziyyətdən dx qədər uzaqlaşdıqda, kva-zielastik qüvvənin gördüyü iş

$$dA = Fdx = -kxdx \quad (9.29)$$

şəklində ifadə olunur. Buradan isə

$$A = \int -kx dx = -\frac{1}{2} kx^2 \quad (9.30)$$

olar. Bu iş potensial enerjinin artmasına sərf olunur. Deməli,

$$A = -E_p = -\frac{1}{2} kx^2 \quad (9.31)$$

olar. $k = m\omega^2$ və $x = A \sin \omega t$ olduğunu nəzərə alsaq,

$$E_p = \frac{1}{2} m\omega^2 A^2 \sin^2 \omega t \quad (9.32)$$

Tam enerji isə

$$E = E_p + E_k = \frac{1}{2} m\omega^2 A^2 \cos^2 \omega t + \frac{1}{2} m\omega^2 A^2 \sin^2 \omega t = \frac{1}{2} m\omega^2 A^2 \quad (9.33)$$

olar.

Rəqs edən cismin tam enerjisi amplitudun kvadratı ilə düz mütənasibdir və rəqs prosesi müddətində sabit qalır. Rəqs prosesi zamanı maddi nöqtənin tarazlıqda olan kənar vəziyyətlərdəki sürəti sıfıra bərabər olar ($v=0$), yəni tam enerji potensial enerjiyə bərabər olar. Tarazlıq vəziyyətində isə tarazlıq vəziyyətindən olan yerdəyişmə sıfıra bərabər ($x=0$) olduğundan, tam enerji əksinə olaraq kinetik enerjiyə bərabər olar.

§9.4. Rəqslərin toplanması

Tutaq ki, maddi nöqtəyə bir neçə elastiki və ya kvazielastiki qüvvələr təsir edir. Bu qüvvələrin hər biri maddi nöqtəni harmonik rəqs etməyə məcbur edir. Əgər bu qüvvələr eyni bir vaxtda təsir göstərərlərsə, onda nöqtə də bu hərəkətlərin hər birində eyni zamanda iştirak edəcəkdir. Yəni, nöqtə eyni zamanda bir neçə hərəkətdə iştirak etməli odacaqdır.

Fərz edək ki, maddi nöqtə eyni zamanda eyni istiqamətdə yönələn, tezlikləri eyni olan iki harmonik rəqsi hərəkətdə iştirak edir. Bu

rəqslərin tənlikləri

$$\begin{aligned}x_1 &= A_1 \cos(\omega t + \varphi_1) \\x_2 &= A_2 \cos(\omega t + \varphi_2)\end{aligned}\quad (9.34)$$

şəklində verilir. Əvəzləyici rəqsin tənliyi isə nöqtənin tarazlıq vəziyyətindən olan yerdəyişməsi

$$x = x_1 + x_2 = A_1 \cos(\omega t + \varphi_1) + A_2 \cos(\omega t + \varphi_2) \quad (9.35)$$

şəklində tapılır.

Rəqsin amplitudunu tapmaq üçün vektor diaqramından istifadə edilir. OX oxu üzərində bu oxla φ_1 və φ_2 bucaqları əmələ gətirən

$\vec{A}_1$ və $\vec{A}_2$ amplitud vektorlarını çəkək. Paraleloqram qaydası ilə $\vec{A}$

vektorunu quraq. Əgər bu vektorları

bərabərsürətlə saat əqrəbinin əks

istiqamətində fırlatsaq, $\vec{A}_1$ və $\vec{A}_2$

vektorlarının OY oxu üzərindəki

proyeksiyaları harmonik rəqsi

hərəkət edir. Fırlanma zamanı $\vec{A}_1$ və

$\vec{A}_2$ vektorlarının qarşılıqlı

vəziyyətləri dəyişmir. Bu o deməkdir

ki, əvəzləyici rəqsin amplitud

vektoru - $\vec{A}$ harmonik rəqsi hərəkət

edir. İndi isə əvəzləyici rəqsin

amplitudunu təyin edək.

Şəkil 9.4-dən görünür ki, bucaq $\angle OK_2K = [\pi - (\varphi_1 - \varphi_2)]$ -dir.

Kosinuslar teoremini $\triangle OK_2K$ -ya tətbiq etsək, əvəzləyici rəqsin

amplitudunu

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos[\pi - (\varphi_1 - \varphi_2)]$$

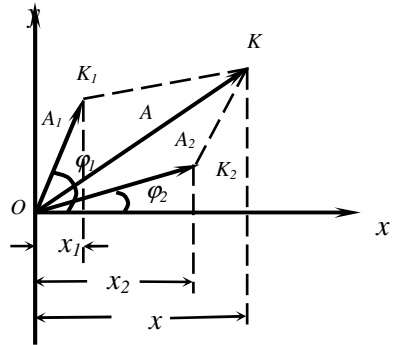
və ya

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 - 2A_1A_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2) \quad (9.36)$$

şəklində təyin etmək olar.

Yekun rəqsin başlanğıc fazası isə

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{A_1 \sin \varphi_1 + A_2 \sin \varphi_2}{A_1 \cos \varphi_1 + A_2 \cos \varphi_2}$$



Şəkil 9.4

şəklində təyin edilə bilər. Əvəzləyici rəqsin tənliyi:

$$x = A \sin(\varphi_2 - \varphi_1)$$

olar.

(9.36) tənliyini təhlil edək.

a) Fərz edək ki, $\varphi_1 - \varphi_2 = 2n\pi (n = 1, 2, 3, \dots)$, yəni $(\varphi_1 - \varphi_2)_2$ fərqi π -nin tam mislinə bərabərdir. Bu halda

$$A = A_1 + A_2$$

olar. Rəqslər biri-birini gücləndirir.

b) Fərz edək ki, $(\varphi_1 - \varphi_2)$ fərqi π -nin tək misillərinə bərabərdir:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = (2n + 1)\pi. \text{ Bu halda,}$$

$$A = A_1 - A_2$$

olar. Belə olan halda, rəqslər bir-birini zəiflədir.

c) Əgər, $\varphi_1 - \varphi_2 = (2n + 1)\pi$ və $A_1 = A_2$ olsa, onda $A = 0$ olar, yəni rəqslər bir-birini söndürürlər.

İndi də fərz edək ki, maddi nöqtə eyni zamanda bir-birinə perpendikulyar istiqamətdə yayılan iki harmonik rəqsi hərəkətdə iştirak edir. Bu rəqslərin amplitud və fazalar fərqi müxtəlif, periodları isə eynidir. Belə rəqslərin tənliklərini

$$\begin{cases} x = A \sin \omega t \\ y = B \sin(\omega t - \varphi) \end{cases} \quad (9.37)$$

şəklində yazıla bilər.

Yekun rəqsin tənliyini tapmaq üçün (9.37)-dən zamanı əvəz edək. Onda

$$\sin \omega t = \frac{x}{A} \text{ və ya } \cos \omega t = \sqrt{1 - \frac{x^2}{A^2}} \quad (9.38)$$

olar. (9.37)-dən sinus üçün toplama teoremini tətbiq edərək, (9.38)-də nəzərə alsaq,

$$\frac{y}{B} - \frac{x}{A} \cos \varphi = -\sqrt{1 - \frac{x^2}{A^2}} \cdot \sin \varphi \quad (9.39)$$

olar. Bu ifadənin hər tərəfini kvadrata yüksəldib, bəzi riyazi əməliyyatlar aparsaq,

$$\frac{x^2}{A^2} + \frac{y^2}{B^2} - 2 \frac{xy}{A \cdot B} \cos \varphi = \sin^2 \varphi \quad (9.40)$$

ifadəsini alırıq. Bu yekun rəqsin tənliyidir. Xüsusi hallara baxaq:

a) Fazalar fərqi $\varphi = 0$ olsun. Bu halda, (9.40) tənliyi

$$\left. \begin{aligned} \left(\frac{x}{A} - \frac{y}{B} \right)^2 &= 0 \\ y &= \frac{B}{A} \cdot x \end{aligned} \right\} \quad (9.41)$$

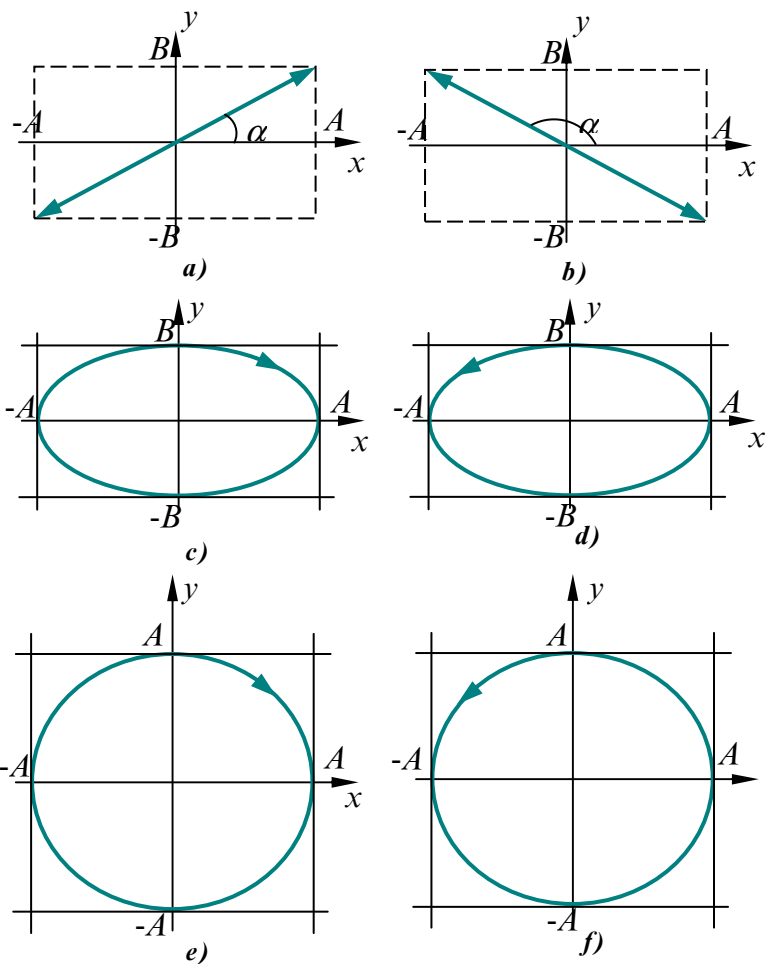
şəklini alar. Bu düz xəttin tənliyidir (şəkil 4.9a).

b) Fazalar fərqi $\varphi = \pm \pi$ olsun. Bu halda,

$$\left(\frac{x}{A} + \frac{y}{B} \right)^2 = 0 \quad \text{və ya} \quad y = \pm \frac{B}{A} \cdot x \quad (9.42)$$

şəklini alar. Bu da düz xəttin tənliyidir.

Beləliklə, eyni tezliyə və başlanğıc fazaya malik iki qarşılıqlı perpendikulyar harmonik rəqsin toplanmasında tərəfləri $2A$ və $2B$ -yə bərabər olan düzbucaqlının diaqonalı üzrə amplitudu $\sqrt{A^2 + B^2}$ olan həmin tezlikli harmonik rəqs alınır (şəkil 9.5 a, b).



Şəkil 9.5

c) Fazalar fərqi $\varphi = \pm \frac{\pi}{2}$ olsun. Onda,

$$\frac{x^2}{A^2} + \frac{y^2}{B^2} = 1 \quad (9.43)$$

olar. Bu isə ellipsin tənliyidir.

Beləliklə, başlanğıc fazalar fərqi $\frac{\pi}{2}$ olan iki perpendikulyar rəqsin

toplanması nəticəsi olaraq rəqs edən cisim ellips şəkilli trayektoriya çızır (şəkil 9.5 c, d). Bu ellips uyğun olaraq, tərəfləri $2A$ və $2B$ olan düzbucaqlının daxilinə çəkilmişdir, yəni nöqtənin trayektoriyası bu düzbucaqlıdan xaricə çıxa bilməz.

d) Əgər rəqslərin amplitudları bərabər olsa, yəni $A=B$ olarsa,

$$x^2 + y^2 = A^2 \quad (9.44)$$

çevrənin tənliyini alırıq.

Beləliklə, başlanğıc fazalar fərqi

$\frac{\pi}{2}$ olan iki eyni amplitudu

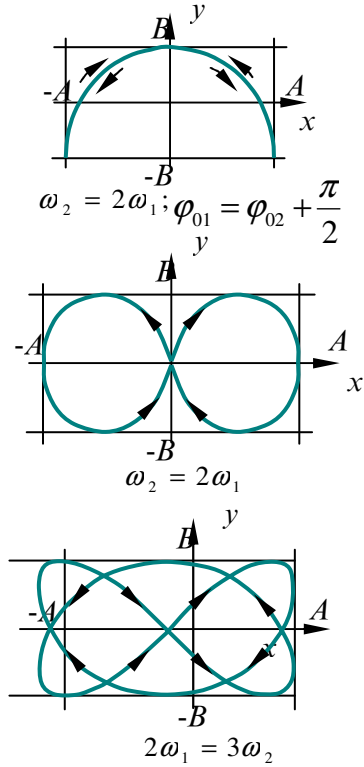
perpendikulyar rəqsin toplanması nəticəsi olaraq rəqs edən cisim çevrə şəkilli trayektoriya çızır (şəkil 9.5 e, f). Bu çevrə tərəfi $2A$ olan kvadratin daxilinə çəkilmişdir, yəni nöqtənin trayektoriyası bu kvadratdan xaricə çıxa bilməz.

Toplanan perpendikulyar rəqslərin tezlikləri müxtəlif olduqda məsələ mürəkkəbləşir. Perpendikulyar

rəqslərin toplanması nəticəsində alınan müxtəlif həndəsi fiqurlar **Lissaju fiqurları** adlanır. Tezliklər nisbəti rəşional ədəd olduğu hallarda tərəfi $2A$ və $2B$ olan düzbucaqlının daxilində mürəkkəb **Lissaju fiqurları** alınır. Şəkil 9.6-da bir sıra hallar üçün belə fiqurlar təsvir olunmuşdur.

Toplanan rəqslərin tezlikləri nisbəti

rasional ədəd olmazsa, cismin trayektoriyası qapanmaz və tərəfləri $2A$ və $2B$ olan düzbucaqlının daxilini doldurar.

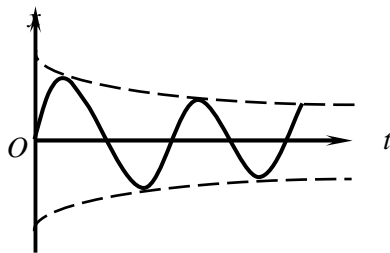


Şəkil 9.6

§9.5. Sönən rəqslər

İndiyə qədər hesab edirdik ki, rəqsi hərəkət edən maddi nöqtənin amplitud vektoru zamandan asılı olaraq dəyişmir. Lakin rəqsi hərəkət edən maddi nöqtəyə müqavimət qüvvələri təsir göstərsə, rəqs edən sistem xarici qüvvələrə qarşı iş görəcəkdir və ona görə də amplitud zamandan asılı olaraq azalacaqdır.

Zaman keçdikcə, müqavimət qüvvələrinin təsiri nəticəsində amplitudu kiçilən rəqslərə sönən rəqslər deyilir. Sönən rəqslərin amplitudunun azalma qanunu müqavimət qüvvələrinin xarakterindən asılıdır. Rəqqası tarazlıq vəziyyətindən çıxarılıb, sərbəst buraxsaq o, müəyyən müddətdən sonra dayanar. Rəqqasın bu cür rəqsləri ***məxsusi (sərbəst) rəqslər***, onların tezliyi isə ***məxsusi tezlik*** adlanır.



Şəkil 9.7

Sönən rəqsin tənliyini çıxarmaq üçün rəqsi hərəkətin yaranmasına səbəb olan qüvvələri və müqavimət qüvvəsini yazıb cəmləmək lazımdır. Nisbətən kiçik sürətlərdə müqavimət qüvvəsi hərəkətin sürətilə mütənasib olur.

$$F_M = -rv = -r \frac{dx}{dt} \quad (9.45)$$

Burada, r -mühitin müqavimət əmsalıdır. Ətalət və kvazielastik qüvvələri də nəzərə almaqla rəqsi hərəkətin tənliyini aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = -r \frac{dx}{dt} - kx$$

və ya

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + r \frac{dx}{dt} + kx = 0 \quad (9.46)$$

Bu ifadənin hər tərəfini m -ə bölsək:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \frac{r}{m} \cdot \frac{dx}{dt} + \frac{k}{m}x = 0 \quad (9.47)$$

Əgər, $\frac{r}{m} = 2\beta$ və $\frac{k}{m} = \omega_0^2$ işarə etsək, alırıq:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2\beta \cdot \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = 0 \quad (9.48)$$

və ya

$$x'' + 2\beta x' + \omega_0^2 x = 0 \quad (9.49)$$

Bu tənlik sönən rəqsin tənliyidir. Burada, ω_0 - **rəqsin məxsusi tezliyi**, $\beta = \frac{r}{2m}$ kəmiyyəti isə - **rəqsi hərəkətin sönmə əmsalı** adlanır. (9.48) və ya (9.49) tənliyinin həllini

$$x = a_0 e^{-\beta t} \cos(\omega t + \varphi_0) \quad (9.50)$$

şəklində axtarmaq lazımdır. $t=0$ olan halda, $x_0 = a_0 \cos \varphi_0$ olur. Burada, x_0 , $t=0$ anında rəqsin başlanğıc amplitududur. (9.50) ifadəsində $a_0 e^{-\beta t}$ kəmiyyəti isə **sönən rəqsin amplitudu** adlanır. Deməli, zaman keçdikcə sönən rəqsin amplitudu eksponensial qanunla azalır. İndi də sönən rəqlərdə bir-birindən bir perioda bərabər müddət sonra baş verən rəqlərin amplitudları nisbətini hesablayaq. Aydındır ki, sönən rəqsin t -anında olan amplitudu

$$A_t = a_0 e^{-\frac{r}{2m}t} = a_0 e^{-\beta t}, \quad t+T \quad \text{anında} \quad \text{isə} \quad A_{(t+T)} = a_0 \cdot e^{-\beta(t+T)} \text{ olar.}$$

Bunların nisbəti isə,

$$\frac{A_t}{A_{(t+T)}} = e^{\beta T} = \text{const} \quad (9.51)$$

olar. Bu ifadənin loqarifmalasaq:

$$\ln \frac{A_t}{A_{(t+T)}} = \beta T \quad (9.52)$$

olar. (9.51) ifadəsi **sönmə dekrementi**, (9.52) ifadəsi isə **sönmənin loqarifmik dekrementi** adlanır.

§9.6. Məcburi rəqslər. Rezonans

Periodik dəyişən xarici qüvvənin təsirilə baş verən rəqslər məcburi rəqslər adlanır.

Fərz edək ki, periodik təsir edən xarici qüvvə zamandan asılı olaraq harmonik qanun üzrə dəyişir: $f = F_0 \cos \omega t$.

Hərəkətin tənliyini yazmaq üçün xarici təsir qüvvəsindən başqa, kvazielastiki və mühitin müqavimət qüvvələrini də nəzərə almaq lazımdır:

$$m\ddot{x} = -kx - r\dot{x} + F_0 \cos \omega t \quad (9.53)$$

Bu ifadəni m -ə bölək və tənliyi aşağıdakı şəkildə yazaq:

$$\ddot{x} + 2\beta\dot{x} + \omega_0^2 \cdot x = f_0 \cdot \cos \omega t \quad (9.54)$$

Burada, $f_0 = \frac{F_0}{m}$ rəqs edən cismin vahid kütləsinə düşən məcburedici qüvvədir. Bu tənliyin xüsusi həlli

$$x = a_0 e^{-\beta t} \cos(\omega' t + \alpha') \quad (9.55)$$

şəklində olur. Burada, $\omega' = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$, a_0 və α' isə ixtiyari sabitlərdir. (9.54)-ün ümumi həlli isə $x = a \cos(\omega t - \varphi)$ şəklində axtarılır. Bu ifadəni diferensiallayıb (9.53)-də nəzərə alsaq:

$$2\beta x = 2\beta a \sin(\omega t - \varphi) = 2\beta a \cos\left(\omega t - \varphi + \frac{\pi}{2}\right)$$

və

$$\ddot{x} = -\omega^2 a \cos(\omega t - \varphi) = \omega^2 a \cos(\omega t - \varphi + \pi)$$

alınır. Vektor diaqramından istifadə etsək (şəkil 9.8), yaza bilərik:

$$\left. \begin{aligned} (\omega_0^2 - \omega^2) a^2 + 4\beta^2 \omega^2 a^2 &= f_0^2 \\ a &= \frac{f_0}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2}} \end{aligned} \right\} \quad (9.56)$$

Eləcə də əkil 9.8-dəki kimi təsvir olunan vektor diaqramından istifadə etməklə, məcburi rəqsin fazaya görə gecikməsini xarakterizə edən φ -ni təyin etmək olar:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{2\beta\omega}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (9.57)$$

Burada, ω_0 -məxsusi, ω -isə məcburi rəqsin tezliyidir. (9.56)

ifadəsindən görünür ki, əgər $\omega \rightarrow \omega_0$ olarsa, $a \rightarrow \infty$ olar, yəni məcburi rəqsin amplitudu kəskin artır. Tezliyin müəyyən qiymətində məcburi rəqs amplitudunun maksimum qiymət alması hadisəsi **rezonans**, tezliyin məcburi rəqs amplitudunu maksimuma çevirən qiyməti isə **rezonans tezliyi** adlanır. (9.56) ifadəsində tezliyə görə birinci tərtib törəmə alıb, sıfıra bərabər etməklə, rezonans tezliyini tapa bilərik:

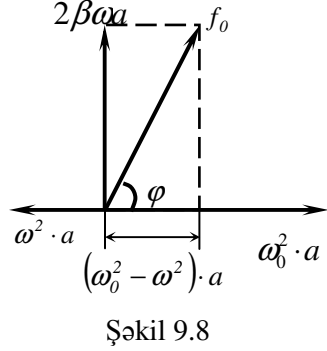
$$\omega_{pe3} = \sqrt{\omega_0^2 - 2\beta^2} \quad (9.58)$$

Rezonans amplitudu isə

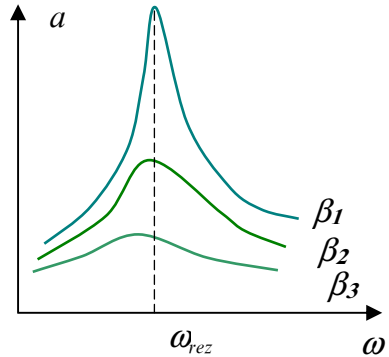
$$A_{pe3} = \frac{f_0}{2\beta\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}} \quad (9.59)$$

olar.

Məcburi rəqsin amplitudunun məcburi rəqs tezliyindən asılılıq qrafiki şəkildə göstərilmişdir. Rezonans hadisəsinin həm zərərli, həm də faydalı cəhətləri vardır. Akustik və radiotexniki işlərdə faydalıdır. Körpülərin tikintisi zamanı dağılmasının, maşınların konstruksiyalarında isə titrəmələri azaltmaq üçün bunun zərərli cəhətlərini nəzərə almaq lazımdır.



Şəkil 9.8



Şəkil 9.9

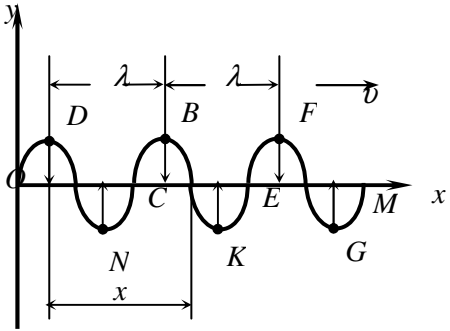
§9.7. Dalgalar

Elastiki mühitdə yerləşən və rəqsi hərəkətdə olan cisim, ona çox yaxın olan və ona toxunan mühit hissəciklərini də rəqsi hərəkət etməyə məcbur edir. Rəqs edən bu mühit hissəcikləri qonşu hissəciklərə təsir göstərərək öz növbəsində onları da rəqsi hərəkətə gətirir. Bu proses ardıcıl olaraq davam edəcəkdir.

Burada rəqsə gələn hər bir mühit hissəciyi özündən əvvəl rəqsə başlayan hissəcikdən faza etibarilə geri qalır. Beləliklə, rəqs edən maddi cisim elastiki mühitdə rəqs mənbəyi olur və öz rəqslərini bu mühit vasitəsilə hər tərəfə yayır.

Rəqslərin elastiki mühitdə yayılması prosesi dalğa adlanır. Rəqsin yayılma istiqaməti dalğaların yayılma istiqaməti ilə eyni olarsa, belə dalğalar **uzununa dalğalar**, yox əgər dalğaların yayılma istiqamətinə perpen-dikulyar olarsa, bu cür dalğalar **eninə dalğalar** adlanır.

Tutaq ki, elastiki mühitdə yerləşən rəqs mənbəyi üç tam rəqs etmişdir və bu zaman üç dalğa (üç sinusoid) əmələ gələcəkdir (şəkil 9.10). Şəkildə oxlar ilə eyni anda nöqtələrin hansı istiqamətdə rəqsi hərəkət etdikləri göstərilmişdir. O, C, E, və M nöqtələrinin həmçinin D, B, F və N, K, G nöqtələrinin rəqs fazaları eynidir.



Şəkil 9.10

Fazaları eyni olan qonşu nöqtələr arasındakı məsafə dalğa uzunluğu adlanır. Sinusoidlərin OG oxu üzrə dəyişmə sürətinə **faza sürəti** deyilir. Bir periodda (T) yayılan dalğaların dalğa uzunluğu:

$$\lambda = vT \quad (9.60)$$

$T = \frac{1}{\nu}$ olduğunu nəzərə alsaq, $\lambda \nu = v$ olar.

İndi də dalğa tənliyini müəyyən edək. Sadəlik üçün X oxu boyunca harmonik rəqsin yayılması halına baxaq. Nöqtənin tarazlıq

vəziyyətinə görə (O nöqtəsi) yerdəyişməsinə y - ilə işarə edək. Şəkildə göstərilən eninə dalğaların $t=0$ anında rəqs tənliyi $y_o(t) = A \sin \omega t$ olacaqdır. Çünki qeyd etdiyimiz kimi götürdüyümüz rəqs harmonikdir. Deməli, mənbənin rəqsi sinusoidal qanun üzrə olur. Bu cür qanun üzrə hərəkətə başlayan mənbə onunla qonşu olan mühitin nöqtələrini də hərəkətə başlamağa məcbur edir. Çünki mühit elastikdir və hissəciklər bir-birilə əlaqədardır.

Mənbədən uzaqda yerləşən mühit hissəcikləri özlərindən əvvəlki hissəciklərə nisbətən bir qədər gec rəqsə başlayırlar. Bu rəqslərin amplitud və tezlikləri eyni olur. Məsələn O-tarazlıq vəziyyətindən x

qədər məsafədə yerləşən K nöqtəsinə rəqsi hərəkət $\tau = \frac{x}{v}$ müddət

qədər gec çatır. v - mühidə dalğanın yayılma sürətidir. Əgər t anında M nöqtəsinin yerdəyişməsi y_M, t' anında O nöqtəsinin

yerdeyişməsi y_o olarsa və $t' = t - \tau = t - \frac{x}{v}$ olduğunu nəzərə alsaq,

yaza bilərik:

$$y_M(t) = y_o(t') = A \sin \omega t'$$

və ya

$$y_M(t) = A \sin \left(t - \frac{x}{v} \right) \omega = A \sin 2\pi \nu \left(t - \frac{x}{v} \right)$$

olar. Dalğalar x -oxunun əks tərəfinə hərəkət etdikdə isə

$$y_M(t) = A \sin 2\pi \nu \left(t + \frac{x}{v} \right) \quad (9.61)$$

olar.

Bu tənliklərdən görünür ki, ixtiyari M nöqtəsinin yerdəyişməsi, t -

dən və mənbədən olan məsafədən (x) aslıdır. Əgər, $T = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{1}{\nu}$

olduğunu nəzərə alsaq, onda ixtiyari dalğa üçün

$$y = A \sin \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{x}{v} \right) = A \cdot \sin \left(\frac{2\pi t}{T} - \frac{2\pi x}{vT} \right) \quad (9.62)$$

alarıq. Bu tənlikdən görünür ki, dalğanın bütün nöqtələri eyni amplitud (A) və eyni periodla (T), lakin müxtəlif başlanğıc faza ilə rəqs edirlər. Belə ki, M nöqtəsinin rəqs fazası, koordinat başlanğıcında yerləşən O nöqtəsinin fazasından $\frac{2\pi x}{vT}$ qədər fərqli olur.

§9.8. Elastiki mühitdə dalğanın yayılma sürəti

Elastiki mühitdə dalğalar yayılarkən (9.62)-dən göründüyü kimi bir-birilə qonşuluqda yerləşən nöqtələrin rəqsi hərəkət zamanı yerdəyişmələri eyni zaman anında müxtəlif olur. Yəni, nöqtələrdən biri artıq rəqs edirsə, sonrakı nöqtə isə fazaca ondan geri qalaraq yenidən rəqsə başlayır. Ona görə də rəqs edən cisim (elastik cisim) fasiləsiz olaraq öz formasını dəyişir, deformasiyaya uğrayır. Əgər elastiki cismin uclarında yerləşən nöqtələri deformasiyaya uğratsaq, bu deformasiya cisim boyunca müəyyən v sürətilə yayılacaqdır. l uzunluqlu cisimdə deformasiyanın necə yayıldığını nəzərdən keçirək (şəkil 9.11).

Şəkil 9.11

Fərz edək ki, Δt zamanda elastiki cismə çəkilə zərbə vurub ona müəyyən impuls vermişik. Bu zərbə nəticəsində cismin ucunda yerləşən nöqtələr Δl qədər yerini dəyişəcəkdir. Əmələ gələn deformasiya nöqtədən nöqtəyə ötürülərək, cisim boyunca sıxılmış deformasiyalı dalğalar yaradacaq və bu dalğalar l uzunluğu boyunca yönəliirlər. Δt -zaman müddətində bu dalğalar Δl uzunluğunu tam əhatə edir və $u = \frac{\Delta l}{\Delta t}$ sürətilə sağa hərəkət edəcəklər. Bu zaman hərəkət miqdarının dəyişməsi ($m \cdot u$) olar. m -cismin kütləsini

göstərir və $m = \rho l S$ kimi təyin edilir. Burada, ρ -cismın sıxlığı, l -uzunluğu, S -onun en kəsiyinin sahəsidir. Dinamikanın qanununa görə hərəkət miqdarının dəyişməsi xarici qüvvənin impulsuna bərabər olmalıdır:

$$F \Delta t = \rho S l u \quad (9.63)$$

Digər tərəfdən sıxılma deformasiyası üçün Huk qanununa görə:

$$F = ES \frac{\Delta l}{l} \quad (9.64)$$

Burada, E - gərilmə deformasiyası üçün Yunq modulunu göstərir.

$u = \frac{\Delta l}{\Delta t}$ olduğunu nəzərə alıb, (9.64)-ü (9.63)-də yazsaq:

$$ES \frac{\Delta l}{l} \cdot \Delta t = \rho S l \frac{\Delta l}{\Delta t} \quad (9.65)$$

Bəzi ixtisarlara apardıqdan sonra alırıq:

$$\frac{E}{\rho} = \left(\frac{l}{\Delta t} \right)^2 = v^2$$

və buradan da

$$v_{uz} = \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad (9.66)$$

alırıq. ***Bu ifadə elastiki mühitlərdə uzununa dalğanın yayılma sürətini göstərir.*** Məsələn, polad üçün $E = 1,96 \cdot 10^{11} \frac{\text{kq}}{\text{m} \cdot \text{san}^2}$ və

$$\rho = 7,8 \cdot 10^3 \frac{\text{kq}}{\text{m}^3} \text{ olduğunu nəzərə alsaq, onda } v_{uz} = 5 \text{ km/san}$$

alınar. Eninə dalğalar halında E -Yunq modulunu G - sürüşmə modulu ilə əvəz etmək lazımdır. Onda

$$v_{en} = \sqrt{\frac{G}{\rho}} \quad (9.67)$$

alınar. ***Bu ifadə isə elastiki mühitlərdə eninə dalğanın yayılma sürətini göstərir.***

Dalğaların yayılma sürəti üçün alınan qiymət ancaq mühitlərin xassələrindən asılıdır və təqribən eyni olur.

Eyni bir bərk cisimdə eninə və uzununa dalğaların yayılma sürətinin ölçülməsi materialda kimyəvi rabitənin möhkəmliyini təyin etməyə imkan verir. Eləcə də belə təcrübələr planetimizdə baş verən zəlzələlərin mənbəyinin dəqiq təyin etməyə imkan yaradır. Aydındır ki, zəlzələ vaxtı həm uzununa, həm də eninə dalğalar yayılır. Mənbə ilə müşahidə yeri arasındakı məsafəsi L olarsa, eninə dalğaların uzununa dalğalara nisbətən

$$\Delta t = \frac{L}{v_{en}} - \frac{L}{v_{uz}} \quad (9.68)$$

qədər gecikməsi baş verir. Δt müddətini ölçərək Yerın təkı üçün v_{uz} və v_{en} yayılma sürətlərinin məlum qiymətlərinə görə L -i təyin etmək mümkündür.

§9.9. Dalğanın enerjisi

Dalğalar fəzada yayılarkən enerji daşıyır. Vahid həcmdə rəqs edən hissəciklərin sayı n , bu hissəciklərdən birinin kütləsi m olarsa, vahid zamanda rəqsin yayıldığı istiqamətə perpendikulyar qoyulmuş vahid səthdən keçən dalğaların daşdığı enerji

$$E = \frac{1}{2} m v^2 n V \text{ olar. } v = A \omega \cos \omega t \text{ və } \cos \omega t = 1 \text{ olduğundan,}$$

$$E = \frac{1}{2} m \omega^2 A^2 n V \text{ olar. } mn = \rho \text{ olduğu üçün}$$

$$E = \frac{1}{2} \rho V \omega^2 A^2 \quad (9.69)$$

Deməli, dalğanın daşdığı enerji rəqs amplitudunun kvadratı ilə düz mütənasibdir. (9.69)-un hər tərəfini V həcmınə bölsək, enerji sıxlığını alarıq:

$$u = \frac{E}{V} = \frac{1}{2} \rho \omega^2 A^2 \quad (9.70)$$

Bu düstur bütün dalğa növləri üçün ödənilir. ***Dalğanın hər hansı səthdən vahid zamanda daşdığı enerji miqdarına səthdən keçən enerji seli deyilir.*** Enerji seli (Φ) skalyar kəmiyyətdir. Fəzanın müxtəlif nöqtələrində enerji axınını xarakterizə etmək üçün, vektorial kəmiyyət olan ***enerji seli sıxlığı*** anlayışından istifadə edilir. Enerji selinin istiqaməti enerjinin daşındığı istiqamətdə olur. ***Enerji sıxlığı vektoru*** üçün yazmaq olar:

$$\vec{j} = \frac{\Delta\Phi}{\Delta S} \cdot \vec{n} \quad (9.71)$$

Burada, $\Delta\Phi$ - enerji seli, ΔS - səthin sahəsi, $\vec{n}$ isə - vahid vektordur. Dalğanın yayılma istiqamətinə perpendikulyar qoyulmuş səthdən Δt müddətdə ΔE qədər enerji daşınarsa, onda enerji sıxlığı vektoru

$$\vec{j} = \vec{u} \cdot V \quad (9.72)$$

olar. (9.70)-dən u -nün qiymətini nəzərə alsaq,

$$\vec{j} = \frac{1}{2} \rho A^2 \omega^2 V \quad (9.73)$$

olar. Burada, V - həcm elementidir. (9.73) ifadəsi ***Umov vektoru*** adlanır.

§9.10. Doppler effekti

Məlumdur ki, rəqs mənbəyi onu əhatə edən ətraf mühitdə dalğalar yaradır və bu yaranan dalğaların yayılma sürəti mühitin xassələrindən asılı olur.

Lakin yaranan bu dalğaların tezliyi və ya dalğa uzunluğu dalğa mənbəyinin və müşahidəçinin olduğu mühitə nəzərən hərəkət sürətindən asılı olur.

Müşahidəçinin və rəqs mənbəyinin yerləşdiyi mühitə nəzərən hərəkət sürətindən asılı olaraq, müşahidəçi tərəfindən qəbul edilən dalğaların tezliyinin dəyişməsi Doppler effekti adlanır.

Sadə olsun deyə fərz edək ki, müşahidəçi və rəqs mənbəyinin hərəkəti bir düz xətt üzrə baş verir. Burada aşağıdakı hallar ola

bilər:

1) Müşahidəçi u sürətilə hərəkət edir, mənbə sükunətdədir. Müşahidəçi mənbəyə tərəf hərəkət edir və dalğaların yayılma sürəti v –yə bərabərdir. Bu halda müşahidəçinin bir saniyədə qəbul etdiyi rəqslərin sayı (rəqsin tezliyi)

$$\nu_1 = \frac{u + v}{\lambda}$$

olar. Nəzərə alsaq ki, $\nu = \frac{1}{T}$ və $\lambda = v \cdot T$, onda

$$\nu_1 = \frac{v + u}{v} \cdot \nu \quad (9.74)$$

2) Müşahidəçi u sürətilə rəqs mənbəyindən uzaqlaşır. Onda müşahidəçinin yanından keçən dalğaların sayı azalacaq və qəbul edilən rəqslərin sayı

$$\nu_1 = \frac{v - u}{v} \cdot \nu \quad (9.75)$$

olar.

Deməli, rəqs mənbəyi sükunətdə olub, müşahidəçi hərəkətdə olarsa, yəni mənbəyə yaxınlaşıb-uzaqlaşarsa, onun qəbul etdiyi rəqsin tezliyi

$$\nu_1 = \frac{v \pm u}{v} \cdot \nu \quad (9.76)$$

olar.

3) Müşahidəçi sükunətdə, rəqs mənbəyi isə müşahidəçiyə u_1 sürətilə yaxınlaşır. Bu zaman dalğa uzunluğu:

$$\lambda_1 = \lambda - u_1 T = vT - u_1 T = (v - u_1)T = (v - u_1) \cdot \frac{1}{\nu}$$

Digər tərəfdən rəqsin yaratdığı dalğanın tezliyi $\nu_1 = \frac{v}{\lambda_1}$ – dir. λ_1 –

in yuxarıdakı qiymətini nəzərə alsaq:

$$\nu_1 = \frac{v}{\lambda_1} = \frac{v}{(v - u_1)} \cdot \nu \quad (9.77)$$

olar.

4) Müşahidəçi sükunətdə olan mənbədən u_1 sürətilə uzaqlaşarsa, onda dalğa uzunluğu

$$\lambda_1 = \lambda + u_1 T$$

şəklində ifadə olunur. Nəzərə alsaq ki,

$$\nu_1 = \frac{v}{\lambda_1} = \frac{v}{(v + u_1) \frac{1}{\nu}}$$

Onda,

$$\nu_1 \frac{v}{v + u_1} \cdot \nu \quad (9.78)$$

olar.

Deməli, həm müşahidəçi, həm də rəqs mənbəyi mühitə nəzərən hərəkətdə olarsa,

$$\nu_1 = \frac{v \pm u}{v \mp u} \cdot \nu \quad (9.79)$$

olar. Burada, ν_1 müşahidəçinin bir saniyədə qəbul etdiyi dalğaların tezliyi, ν isə mənbənin buraxdığı rəqslərin tezliyidir. (+) və (-) işarələri isə müşahidəçinin və mənbənin yaxınlaşıb-uzaqlaşması halına aiddir.

Doppler effekti işıq hadisələrində də müşahidə edilir.

§9.11. Səs dalğaları və onun xassələri

İstənilən elastiki mühitdə yayılan, $16 \div 20000$ Hs intervalındakı tezliyə malik olan, insan qulağı tərəfindən qəbul edilə bilən dalğalara *səs dalğaları* deyilir. 20000 Hs-dən böyük olan tezlikli elastiki dalğalara *ultrasəs dalğaları*, 16 Hs-dən kiçik olan tezlikli elastiki dalğalara isə *infrasəs dalğaları* deyilir. Səsin əsas xarakteristikaları, onun *ucalığı*, *gurluğu* (və ya intensivliyi) və *tembridir*.

Fizioloji nöqteyi nəzərdən *səsin ucalığı*, səs rəqslərinin tezliyi ilə təyin edilir. Səs rəqslərinin tezliyinin dəyişməsi ilə səs ucalığı dəyişir. Səs eşitmə orqanı olan qulaq, tezliyin artmasını səs ucalığının artması kimi və əksinə, tezliyin azalmasını səs ucalığının azalması kimi qəbul edir.

Səsin şiddəti, səs yayıldığı istiqamətə perpendikulyar olan S səthindən t zamanda səs dalğasının daşdığı enerji ilə qiymətləndirilir:

$$I = \frac{E}{St} \quad (9.80)$$

(9.72) - ə əsasən BS-də səs gücünün vahidi $\frac{Vt}{m^2}$ olar.

Səsin şiddəti obyektiv olaraq *səsin gürlüğü* kimi qiymətləndirilir. Bu anlayış insan qulağının müxtəlif tezlikli səs dalğalarına olan müxtəlif həssaslığını nəzərə almaq üçün daxil edilir.

İnsan qulağı orta yüksəkliyə malik olan səslərə daha həssasdır. 1kHs tərtibli tezliklərdə səs təsiri yaxud duyulması kimi qəbul edilən, səs minimal şiddəti, səs *minimal eşitmə həddinə* uyğun gəlir. Səs eşitmə həddi müxtəlif tezliklər üçün müxtəlifdir. Bu hədd 1kHs tezliklər zamanı 10^{-12} Vt/m^2 səs şiddətinə uyğun gəlir. Səs şiddəti bu həddi keçdikdə, səs eşidilməsi yaxud duyulması ağrı duyğusuna keçməyə başlayır. Səs şiddətinin bu qiyməti *ağrının hiss olunma həddinə* uyğun gəlir. Səs eşidilmə

həddindən fərqli olaraq ağrının hiss olunma həddi rəqslərin tezliyindən az asılı olur.

Səsin intensivliyini xarakterizə etmək üçün əksər hallarda,

$$\beta = 10 \cdot \lg \frac{I}{I_0} \quad (9.81)$$

şəklində ifadə olunan və *səsin şiddətinin dərəcəsi* adlanan, kəmiyyət qəbul edilir. Burada, $J_0 = 10^{-12} \text{ Vt/m}^2$ –na uyğun olan, şərti qəbul edilmiş sıfırıncı dərəcədir. Səs şiddətinin dərəcəsinin ölçü vahidi destilbeldir (*dB*).

Səsin tembri, səsin çalarıdır. Aydındır ki, mürəkkəb periodik hərəkət zamanı, onu sadə sinusoidal rəqslərə bölmək olar. Bu zaman sadə rəqslərin tezliyi (məsələn, $\nu_1, \nu_2, \nu_3, \dots, \nu_n$), əsas rəqslərin ν tezliyininin tərkib hissələri olacaqdır. Baxılan səsdə iştirak edən, rəqslər tezliyi çoxluğuna (səsin əsas və əlavə tonu), *səsin akustik spektri* deyilir.

Eyni zamanda qəbul edilən çoxlu sayda müxtəlif tezlikli səs dalğaları *küiy* adlanır.

Qazlarda və mayelərdə səs dalğaları uzununa dalğalardır. Bərk cismlərdə, həm uzununa və həm də eninə dalğalar yayıla bilər. Səsin yayılma sürəti mühitin elastiklik xassəsindən və sıxlığından asılıdır.

Qazlarda səs dalğalarının yayılma prosesini aşağıdakı kimi izah etmək olar: mexaniki rəqs mənbəyindən yayılan rəqslər onu

əhatə etən qaz molekullarına verilir və nəticədə rəqs mənbəyi ətrafındakı fəzanın kiçik bir hissəsində qazın təzyiqi dəyişir. Qaz elastiki xassəyə malik olduğundan, mexaniki dalğa mənbəyindən müəyyən məsafəyə qədər qaz molekullarının seyrəkləşməsi və seyrəkləşmə oblastının sərhədindən başlayaraq isə sıxlaşması yaranır. Bu proses səs dalğalarının elastiki mühitdə yayıldığı istiqamətdə bir-birini ardıcılıqla əvəz edir. Qaz molekulları arasındakı məsafənin dəyişməsi həddən artıq tez bir zamanda baş verdiyindən, qazın təzyiqinin dəyişməsi istilik mübadiləsi olmadan baş verir. Belə prosesə adiabatik proses deyilir. Qeyd edək ki, səs dalğalarının yayılma prosesinin bir çox qanunauyğunluqları adiabatik proseslərin nəzəriyyəsi əsasında izah edilmişdir.

Uzununa dalğanın yayılma sürəti üçün (9.66) -dan istifadə edərək, səs dalğasının qaz mühitdəki yayılma sürəti üçün alırıq:

$$v_{uz} = \sqrt{\frac{1}{\alpha \cdot \rho}} \quad (9.82)$$

Burada, $\alpha=1/E$ elastiklik əmsalıdır.

Qazın elastiklik əmsalın qazın təzyiqi ilə $\alpha=1/\gamma \cdot p$ formada əlaqəli olduğunu $\left(\gamma = \frac{c_p}{c_v}\right)$ və qazın hal tənliyindən $\rho = PM/RT$ olduğunu (M -qazın molyar kütləsi, R -universal qaz sabiti, T -mütləq temperaturdur) (9.82)-də nəzərə alsaq, səs dalğalarının qazda yayılma sürəti üçün alırıq:

$$v = \sqrt{\gamma p / \rho} = \sqrt{\gamma R T / M} \quad (9.83)$$

(9.83)-dən göründüyü kimi, səs dalğasının qazarda yayılma sürəti temperaturdan, qazın molyar kütləsindən və γ -dan, yəni qazın istilik xarakteristikasından asılıdır, qazın təzyiqindən isə asılı deyil.

(9.83) əsasən səsin qaz mühitində (havada) normal şəraitdə yayılma sürəti təqribən 333 m/san-dir.

§9.12. Ultrasəs və onun tətbiqi sahələri

20000 (Hz) hersdən böyük tezliyə malik olan dalğalara *ultrasəs dalğaları* deyilir. Ultrasəs dalğaları hal-hazırda texnikada, biologiyada, tibbidə, lokasiyada, yəni cisimlərin yaxud əşyaların tapılmasında və s. hadisələrdə çox geniş istifadə edilir.

Ultrasəs dalğaları yaxud rəqsləri bəzi kristallarda *pyezoelektrik effekti* hesabına yaranır. Buna misal olaraq kvars kristalını və seqnet duzlarını göstərmək olar. Bu kristalların səthində deformasiya zamanı polyarlaşmış elektrik yükləri yaranır ki, bu da öz növbəsində pyezoelektrik effektinin yaranmasına səbəb olur. Müqayisə üçün qeyd edək ki, tərs effektdə müşahidə olunur: elektrik sahəsinə daxil edilmiş ion qəfəsə malik olan kristallar, müəyyən dəyişikliyə yəni deformasiyaya məruz qalırlar. Pyezoelektrik xassəsinə malik olan kristallar elektrik sahəsinə daxil edildikdə deformasiyaya məruz qaldığından, pyezoeffekt hadisəsi elektrik sahəsinin istiqamətindən asılı olur.

Bu kristallarda müşahidə olunan hər iki növ pyezoelektrik effekt (düzünə və tərsinə) elektrik səs cihazlarında tətbiq edilir. Səs cihazlarında rəqslərin mənbəyi adətən, kondensatorun metal köynəkləri arasında yerləşdirilmiş və ölçüləri onun məxsusi rəqslərinin tezliyini təyin edən, kvars lövhədən ibarət olur. Kondensatorun köynəyinə yaxud metal lövhəsinə verilən periodik dəyişən cərəyan, kvars lövhədə periodik dəyişən deformasiyanın yaranmasına səbəb olur. Elektrik rəqslərinin tezliyi ilə lövhənin məxsusi rəqslərinin tezliyinin bərabərliyi zamanı rezonans yaranır və nəticədə kvars lövhə güclü mexaniki rəqslərin mənbəyinə çevrilir.

Ultrasəs və səs dalğalarının yayılma sürəti təqribən eynidir. Ultrator kimi istifadə edilən müstəvi səthli kvars lövhənin buraxdığı orta uzunluqlu ultrasəs dalğalarını paralel düzxət boyunca yayılan şüa dəstəsi hesab etmək olar. Paralel düzxət boyunca yayılan şüa dəstəsinə oxşar olan belə ultrasəs dalğaları həmçinin hidrolokasiyada geniş istifadə edilir. Mənbədən göndərilən ultrasəs dalğaları maneələrdən əks olunaraq qəbulediciyə qayıdarkən, qayıtma impulsuna yaxud tezliyinə görə mənbədən maneəyə qədər olan məsafəni təyin edirlər.

Ultrasəs dalğalarının qayıtmasına və səpilməsinə əsaslanan *ultrasəs defektoskopiyası* maşın hissələrində, ərintilərdə və bir çox başqa materiallarda müşahidə olunan müxtəlif defektlərin aşkar edilməsi üçün istifadə edilir.

Ultrasəsin mexaniki təsiri belə izah edilir ki, dalğanın maddədən keçməsi zamanı maddədə sıxlaşma və seyrəkləşmə yerlərində periodik dəyişən təzyiq yaranır. Güclü ultrasəs dalğaları zamanı seyrəkləşmə yerlərində böyük dartılma hesabına, ultrasəsin yayıldığı mühitin (materialın) mikroskopik qırılması yarana bilər ki, bu da maddə quruluşunun dağılmasına səbəb ola bilər.

Ultrasəs dalğaları bir çox hallarda müalicəvi təsir göstərir və təbabətdə geniş istifadə edilir. Güclü ultrasəs dalğaları maye mühitdən keçərkən, yayılma istiqamətində həm sıxlığı və həm də optik xassələri ciddi olaraq dəyişir.

II HİSSƏ

MOLEKULAR FİZİKA VƏ TERMODİNAMİKA

X Fəsil

Molekulyar - kinetik nəzəriyyənin əsasları

§ 10.1. Makroskopik hadisələrin öyrənilmə metodları

Bizi əhatə edən bütün cisimlər kiçik zərrəciklərdən: atom və molekulardan ibarətdir və bu zərrəciklər daim nizamsız istilik hərəkətində olurlar. Cisimlərin makroskopik xassələrinin həmin zərrəciklərin qarşılıqlı təsir və nizamsız hərəkətləri əsasında yaranan nəzəriyyəyə *molekulyar - kinetik nəzəriyyə* deyilir. Bu nəzəriyyə üzərində qurulan elm isə *molekulyar fizika* adlanır. Deməli, molekulyar fizikada atom və molekulların iştirakı ilə baş verən sırf mikrofiziki və bunların statistik nəticəsi olan makrofiziki proseslər öyrənilir. Burada maddəni təşkil edən zərrəciklərin daxili quruluşu öyrənilmir. Molekulyar kinetik nəzəriyyənin əsas təcrübi obyektı qazlardır. Lakin qeyd etmək lazımdır ki, bir çox hallarda (maddələrin istilik tutumları, mütləq sifirə yaxın temperaturalarda olan hadisələrin öyrənilməsində) zərrəciklərin kvant təbiətli olduğunu nəzərə almaq lazım gəlir.

Zərrəciklərin nizamsız istilik hərəkətlərinin makroskopik təzahür forması olan istiliklə bağlı problemlər termodinamik və ya statistik nöqteyi - nəzərdən öyrənilir. *Termodinamikada* bu problem cismi təşkil edən zərrəciklərin daxili quruluşu və baş verən mikroproseslərin mexanizmi araşdırılmadan cisimlərin məlum xassələrindən və əvvəlcədən təcrübə nəticəsində müəyyən edilmiş prinsiplərdən istifadə etməklə həll edilir. *Statistik fizikada* isə əksinə, sistemdə baş verən mikroproseslərin mexanizmi və bu sistemi təşkil edən zərrəciklərin daxili quruluşu əsas götürülür.

Qeyd etmək lazımdır ki, cisimlərdə baş verən makroskopik hadisələrin müxtəlif metodlarla: həm termodinamik, həm də molekulyar fizika nöqteyi - nəzərindən öyrənilməsi eyni bir məqsədə xidmət edir.

§ 10. 2. Molekulyar kinetik nəzəriyyə və onun əsas tənliyi

Molekulyar kinetik nəzəriyyənin əsas tənliyini çıxarmazdan əvvəl ideal qaz anlayışı ilə tanış olaq. İdeal qaz elə qaza deyilir ki; 1) onun molekulları arasında qarşılıqlı təsir (ilişmə qüvvəsi) nəzərə alınmır. 2) Bu qazın molekullarının həcmi nəzərə alınmır. 3) Qazın molekulları ancaq qabın divarları ilə toqquşur, bu toqquşma elastiki xarakter daşıyır.

Molekulyar kinetik nəzəriyyə - maddələrin xassələrini onlarda daima qarma - qarışıq istilik hərəkətində olan çoxlu sayda hissəciklərin- atom və molekulların olması ilə izah edən nəzəriyyəyə deyilir.

Bu nəzəriyyə bir neçə fərziyyə əsasında qurulmuşdur:

1. Qaz molekullarının qarma - qarışıq hərəkətinin səbəbi onların bir- biri ilə toqquşmasının nəticəsidir. Bu toqquşma elastiki kürələrin toqquşması kimi qəbul edilir. Bu zaman molekullarda enerji itkisi olmur.

2. Qazın daxili enerjisi onun molekullarının istilik hərəkətinin orta kinetik enerjisinin cəmindən ibarətdir.

3. Qazın təzyiqi onun molekullarının olduqları qabın divarına vurduqları zərbələrin nəticəsi kimi nəzərdə tutulur.

4. Molekulların müxtəlif sürətlərlə qarma- qarışıq hərəkət etmələrinə baxmayaraq hesab edilir ki, molekullar yalnız üç bir - birinə perpendikulyar istiqamətdə və hamısı da eyni bir orta kvadratik sürət adlanan sürətlə hərəkət edirlər.

Orta kvadratik sürət elə sürətə deyilir ki, müxtəlif $v_1, v_2, v_3, \dots, v_n$ sürətləri ilə hərəkət edən n molekulun hamısı müəyyən andan başlayaraq, öz sürətini dəyişib həmin $\bar{v}$ orta kvadratik sürətlə hərəkət etsə, qazın enerjisi dəyişməsin. Yəni,

$$\frac{1}{2}mv_1^2 + \frac{1}{2}mv_2^2 + \dots + \frac{1}{2}mv_n^2 = \frac{1}{2}m\bar{v}^2 + \frac{1}{2}m\bar{v}^2 + \dots + \frac{1}{2}m\bar{v}^2 = \frac{1}{2}m\bar{v}^2 n$$

Buradan orta kvadratik sürət

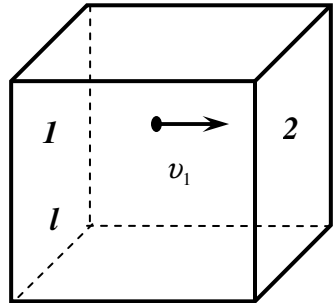
$$\bar{v} = \sqrt{\frac{v_1^2 + v_2^2 + \dots + v_n^2}{n}} \quad (10.1)$$

şəklində ifadə olunur.

İndi də yuxarıda qeyd etdiyimiz şərtlər daxilində molekulların qabın divarına vurduqları zərbələrin nəticəsində yaranan təzyiqi hesablayaq. Fərz edək ki, tilinin uzunluğu l olan kubun daxilində bir qaz molekulunu həmin kubun 2 üzünə doğru v_1 sürətilə hərəkət edir (şəkil 10.1). Bu molekul 2 üzünə dəyib həmin sürətlə də geri qayıdır. Molekulun hərəkət miqdarının dəyişməsi

$$mv_l - (-mv_l) = 2mv_l$$

olar. Molekulun kubun 2 üzünə dəyib



Şəkil 10.1

geri qayıtması və l üzünə çatması üçün keçən zaman t olarsa, onda molekulun hərəkət miqdarının dəyişməsi qüvvə impulsuna bərabər olar.

$$\bar{f}_l \Delta t = 2mv_l \quad (10.2)$$

$\bar{f}_l$ - molekulun kubun üzünə vurduğu orta zərbə qüvvəsidir. (10.2)-dən

$$\bar{f}_l = \frac{2mv_l}{\Delta t} \quad (10.3)$$

yazmaq olar. Molekul üzlər arasındakı məsafəni iki dəfə keçir və ona görə də

$$\Delta t = \frac{2l}{v_l} \quad \text{və} \quad \bar{f}_l = \frac{mv_l^2}{l} \quad (10.4)$$

olar. Tutaq ki, kubun daxilində n sayda molekul vardır. Onda, kubun 1 və 2 üzləri arasında hərəkət edən molekulların sayı $n' = \frac{1}{3}n$ olar. Bu molekulların sürətləri $v_1, v_2, \dots, v_n$ olsun. n sayda molekulun kubun üzərinə vurduqları zərbələrin orta qiyməti (10.4) -ə görə

$$\bar{f} = \bar{f}_1 + \bar{f}_2 + \bar{f}_3 + \dots + \bar{f}_n = \frac{mv_1^2}{l} + \frac{mv_2^2}{l} + \dots + \frac{mv_n^2}{l}$$

olar. Sağ tərəfi n' -ə vurub - bölək:

$$\bar{f} = \frac{m}{l} n' \frac{v_1^2 + v_2^2 + \dots + v_n^2}{n'}$$

Burada,

$$\frac{v_1^2 + v_2^2 + \dots + v_n^2}{n'} = \bar{v}^2$$

orta kvadratik sürətdir. Deməli,

$$\bar{f} = \frac{m}{l} n' \bar{v}^2 \quad (10.5)$$

Bu ifadəni aşağıdakı kimi də yazmaq olar.

$$\bar{f} = \frac{1}{3} \frac{n}{l} m \bar{v}^2 \quad (10.6)$$

Çünkü, $n' = \frac{1}{3}n$ olduğunu bilirik. (10.6) - nin hər tərəfini kubun bir üzünün sahəsi olan l^2 - na bölsək:

$$\frac{\bar{f}}{l^2} = \frac{1}{3} \frac{n}{l^3} m \bar{v}^2 \quad (10.7)$$

Burada, $\frac{\bar{f}}{l^2} = P$ təzyiq və $l^3 = V$ kubun həcmidir. Deməli,

$$P = \frac{1}{3} \frac{n}{V} m \bar{v}^2 \quad (10.8)$$

Alınan bu ifadə molekulyar kinetik nəzəriyyənin əsas tənliyi adlanır. Bu düstura Klaizus tənliyi deyilir. $\frac{n}{V} = n_0$ vahid həcmə düşən molekulaların sayıdır və ona görə də (10.8) - i aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$P = \frac{1}{3} n_0 m \bar{v}^2 \quad (10.9)$$

(10.9) - un sağ tərəfini 2-yə vuraq və bölək:

$$P = \frac{2}{3} n_0 \frac{m \bar{v}^2}{2} = \frac{2}{3} n_0 E_k \quad (10.10)$$

olar.

Molekulyar kinetik nəzəriyyə qazlarda baş verən fiziki prosesləri çox yaxşı izah edir.

§ 10.3. Molekulyar kinetik nəzəriyyənin əsas tənliyindən çıxan nəticələr

1. Qaz molekullarının orta kvadratik sürəti.

Əsas tənlikdən göründüyü kimi

$$P = \frac{1}{3} mn \frac{\bar{v}^2}{V} = \frac{1}{3} m \frac{n}{V} \bar{v}^2 \quad (10.11)$$

Burada, m - molekulun kütləsi, n - molekulların sayı olduğundan, $mn = M$ götürülmüş qazın kütləsidir.

Əgər götürdüyümüz qaz bir mol ideal qaz olsa, $M = \mu$ olar (μ - qazın molekulyar çəkisidir). Onda, (10.11) - dən

$$PV = \frac{1}{3} \mu \bar{v}^2 \quad (10.12)$$

olar. Bu ifadəni Klapeyron tənliyi ($PV = RT$) ilə müqayisə etsək, onda (10.12) - dən yazmaq olar:

$$RT = \frac{1}{3} \mu \bar{v}^2$$

və buradan da

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{3RT}{\mu}} \quad (10.13)$$

olar. Deməli, *orta kvadratik sürət qazın mütləq temperaturundan asılıdır.*

2. Qaz molekulunun irəliləmə istilik hərəkətinin orta kinetik enerjisi.

Əsas tənliyə görə

$$PV = \frac{2}{3} n \frac{m \bar{v}^2}{2}.$$

Burada, $\frac{m \bar{v}^2}{2} = \bar{E}_k$ - hər bir molekulun irəliləmə hərəkətinin orta kinetik enerjisidir. Bunu nəzərə alsaq, yaza bilərik:

$$RT = \frac{2}{3} \cdot n \cdot \bar{E}_k$$

və buradan da

$$\bar{E}_k = \frac{3}{2} \cdot \frac{R}{n} \cdot T \quad (10.14)$$

olar. Bir mol qaz üçün $n=N_A$ olduğundan, yaza bilərik:

$$\bar{E}_k = \frac{3}{2} \cdot \frac{R}{N_A} \cdot T$$

Buradan $\frac{R}{N_A} = k$ **Bolsman sabitini** verir. Bunu nəzərə alsaq,

$$\bar{E}_k = \frac{3}{2} \cdot kT \quad (10.15)$$

alırıq. Deməli, **orta kinetik enerji də mütləq temperaturdan asılıdır**. Çünki, $k = \frac{R}{N_A} = \frac{8,31 \cdot 10^3}{6,023 \cdot 10^{26}} \frac{\text{coul}}{\text{kelvin}} = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{C}}{\text{k}}$ sabit kəmiyyətdir.

3. Qazın vahid həcminə düşən molekulaların sayı.

Əsas tənliyə görə $P = \frac{2}{3} n_0 \bar{E}_k$. Burada, $n_0 = \frac{n}{V}$ - vahid

həcmdəki molekulaların sayı, $\bar{E}_k = \frac{m \bar{v}^2}{2}$ - molekulun orta kinetik enerjisidir. $\bar{E}_k = \frac{3}{2} kT$ olduğunu nəzərə alsaq,

$$P = \frac{2}{3} n_0 \frac{3}{2} kT = n_0 kT \quad (10.16)$$

olar. Bu ifadədən isə yazmaq olar:

$$n_0 = \frac{P}{kT} \quad (10.17)$$

Buradan görünür ki, n_0 qazın təzyiqindən və temperaturundan asılıdır. Deməli, ***eyni təzyiq və eyni temperaturda götürülmüş bütün qazların vahid həcmə düşən molekullarının sayı eynidir.*** Normal şəraitdə ($P=1$ atm, $T=273^\circ\text{K}$) istənilən qaz üçün $n_0=2,68 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3}$ olur. Bu ədədə ***Loşmidt ədədi*** deyilir.

4. Qazların təcrübədən alınan qanunlarının izahı.

Eyni qaz kütləsi üçün iki müxtəlif temperaturda, 273 K və

TK - də əsas tənliyin ifadəsini yazsaq:

$$P_T V_T = \frac{2}{3} \cdot n \cdot \frac{mv_T^2}{2} \quad \text{və} \quad P_0 V_0 = \frac{2}{3} \cdot n \cdot \frac{mv_0^2}{2}$$

olar. Bu tənlikləri tərəf - tərəfə bölsək alarıq:

$$\frac{P_T V_T}{P_0 V_0} = \frac{v_T^2}{v_0^2} \quad (10.18)$$

Burada,

$$\frac{v_T^2}{v_0^2} = \frac{T}{T_0} = \frac{273+t}{273} = 1 + \frac{1}{273} \cdot t = 1 + at \quad (10.19)$$

olar. Bu da, bildiyimiz kimi, qaz halının

$$P_T V_T = P_0 V_0 \left(\frac{v_T^2}{v_0^2} \right) = P_0 V_0 (1 + at)$$

tənliyidir. Həmin tənlikdən həm ***Şarl*** və həm də ***Gey - Lüssaq*** qanunlarını asanlıqla almaq olar.

Sabit temperaturda qaz molekulunun enerjisi də sabit

$\left(\frac{m \bar{v}^2}{2} = \text{const} \right)$ qaldığından müəyyən qaz kütləsi üçün əsas tənlik

belə olar:

$$PV=const$$

Bu da, məlum olduğu kimi **Boyl-Mariott** qanunu ifadə edir.

Tutaq ki, eyni həcmdə, eyni təzyiqdə və eyni temperaturda olan iki müxtəlif qaz kütləsi vardır. Həmin qazlar üçün əsas tənlik belə yazılır:

$$PV = \frac{2}{3} \cdot n \cdot \frac{m\bar{v}^2}{2} \quad \text{və} \quad PV_1 = \frac{2}{3} \cdot n_1 \cdot \frac{m_1\bar{v}_1^2}{2}$$

Burada, $V = V_1$; $P = P_1$ - dir. Onda $PV = P_1V_1$ olar. Ona görə də

$$\frac{2}{3} \cdot n \cdot \frac{m\bar{v}^2}{2} = \frac{2}{3} \cdot n_1 \cdot \frac{m_1\bar{v}_1^2}{2}$$

olar. Qazların temperaturları eyni olduğu üçün $\frac{m\bar{v}^2}{2} = \frac{m_1\bar{v}_1^2}{2}$ olmalıdır. Elə buna görə də $n=n_1$ olacaqdır. Bu da onu göstərir ki, **eyni şəraitdə; eyni temperaturda, eyni təzyiqdə və eyni həcmdə olan müxtəlif qaz molekullarının sayı eyni olur.** Bu isə **Avoqadro qanunudur.**

5. Klapeyron - Mendeleyev tənliyi.

Əsas tənliyə görə $PV = \frac{1}{3} \cdot n \cdot m \cdot \bar{v}^2$ - dir. Burada $n \cdot m = M$ qazın

kütləsi, $\bar{v} = \sqrt{\frac{3RT}{\mu}}$ - molekulun orta kvadratik sürəti olduğunu

nəzərə alsaq, $PV = \frac{M}{\mu} \cdot RT$ olar. Bu isə **Klapeyron - Mendeleyev**

tənliyidir. Əgər götürdüyümüz qaz 1 mol ideal qaz olarsa, $M=\mu$ olar və yuxarıdakı ifadəni

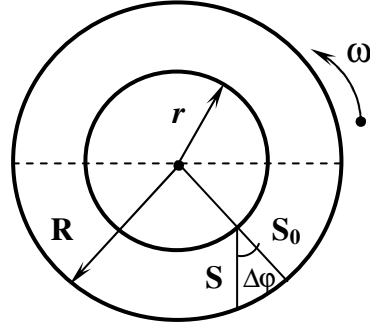
$$PV=RT$$

şəklində yazmaq olar. Bu isə ideal qazın hal tənliyidir və **Klapeyron tənliyi** adlanır. R - **universal qaz sabitidir.**

§ 10.4. Qaz molekullarının sürəti.

Ştern təcrübəsi

Təcrübədə gümüş buxarındakı atomların sürətini bilavasitə təyin edən Ştern olmuşdur. Təcrübədə istifadə edilən qurğu eyni, OO_1 oxu üzərində olan qurğuşundan hazırlanmış iki koaksial silindrdən ibarətdir. Daxildəki silindrin bir tərəfində, oxla paralel olmaq şərtilə ensiz yarıq açılmışdır. Silindrlərin oxu istiqamətində dartılmış platin məftilin üstü gümüş örtüklə (tozu ilə) örtülmüşdür. Gümüş məftili elektrik cərəyanı ilə qızdırdıqda gümüş atomları səthdən buxarlanır. Məftildən qopan atomlar radial istiqamətlərdə hərəkət edirlər və daxildəki silindrin yarığından xaricə



çıxa bilirlər. Gümüş atomları ilə hava molekullarının toqquşmaması üçün silindrlərin içərisindəki hava tamamilə sorulub çıxarılır. Yarıqdan çıxan atomlar xarici silindrin səthinə oturaraq, nazik xətt əmələ gətirir. Bu silindrləri ox ətrafında fırlatsaq, onda xarici silindr üzərində əmələ gələn gümüş atomlarının izi (yeri) ΔS - qədər yerini dəyişər (şəkil 10.2). Bu ona görə baş verir ki, atomların silindrlərin arasındakı boşluqda uçduğu vaxt ərzində cihaz, $\Delta\varphi$ qədər dönmür. Aydın ki, bu yerdəyişmə, $\Delta S = R \Delta\varphi$ - olar. Dönmə bucağının qiyməti $\Delta\varphi = \omega \Delta t$ olduğundan

$$\Delta S = \omega R \Delta t$$

yazmaq olar. $r \ll R$ olduğu üçün, $v = \frac{R}{\Delta t}$ və buradan $\Delta t = \frac{R}{v}$

yazmaq olar. Onda $\Delta S = \omega R \frac{R}{v}$ və buradan da $v = \frac{\omega R^2}{\Delta S}$ olar. ΔS -

yerdəyişməsini və ω - nı bilməklə, v - ni (atomların sürətini) təyin etmək olar. Təcrübə nəticəsində Ştern müəyyən etmişdir ki, $v = 600$ m/san - dir. Bu isə orta kvadratik sürətə yaxındır.

§ 10.5. Barometrik düstur. Bolsman paylanması

Kinetik nəzəriyyənin əsas tənliyini çıxararkən hesab edilirdi ki, qaza xaricdən heç bir təsir olmur. Lakin məlumdur ki, qaz molekulları daima Yerın cazibə sahəsindədir və cazibə təsirinə məruz qalır. Molekulların eyni zamanda həm Yerın cazibə təsirində, həm də istilik hərəkətində olması qazı elə hala gətirir ki, hündürlük artıqca konsentrasiya azalır və ona görə də təzyiq azalır.

Tutaq ki, qaz təbəqələrinin hər yerində temperatur eynidir. Belə bir şəraitdə Yer səthindən h hündürlükdə olan hər hansı bir təbəqə götürək. Həmin təbəqədən dh - qədər yuxarı qalxdıqda atmosfer təzyiqi

$$- dp = \rho g dh \quad (10.20)$$

qədər azalacaqdır. Burada, mənfi işarəsi hündürlük artdıqca, təzyiqin azalmasını göstərir. ρ - havanın sıxlığıdır.

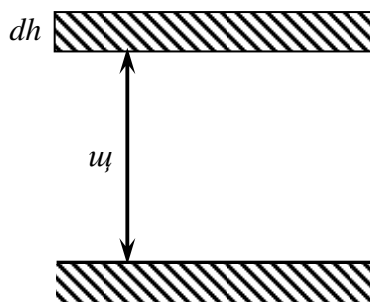
İxtifari götürülmüş qaz kütləsi üçün Mendeleyev

- Klapeyron düsturunu yazıb p - ni təyin edək.

$$pV = \frac{m}{\mu} RT$$

və buradan

$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{p\mu}{RT}$$



Şəkil 9.3

Bunu təzyiq düsturunda nəzərə alsaq,

$$-dp = \frac{p\mu}{RT} gdh \quad \text{və} \quad \frac{dp}{p} = -\frac{\mu g}{RT} dh$$

olar. Bu ifadəni inteqrallasaq:

$$\int_{p_0}^p \frac{dp}{p} = -\int_0^h \frac{\mu g}{RT} dh$$

olar və buradan da

$$P = P_0 e^{\frac{-\mu gh}{RT}}$$

alırıq. **Bu barometrik düstür adlanır.** Deməli, təzyiq hündürlükdən asılı olaraq azalır. Əgər $\mu = N_A \cdot m$ və $R = N_A k$ olduğunu nəzərə alsaq,

$$P = P_0 e^{\frac{-mgh}{kT}} \quad (10.21)$$

Məlumdur ki, $P = nkT$ və $P_0 = n_0 kT$. Bunları barometrik düstürdə yazsaq:

$$n = n_0 e^{\frac{-mgh}{kT}} = n_0 e^{\frac{-E_p}{kT}} \quad (10.22)$$

olar. Bu düstür **Bolsmanın paylanma qanunu** adlanır.

§ 10. 6. Maksvelə görə sürətlərin paylanma qanunu

Hər bir atom və molekulun hər anda sürəti dəyişdiyindən bu və ya digər molekulun hansı sürətlə hərəkət etdiyini söyləmək çətindir.

Qaz molekulları çox sayda toqquşmalara uğradıqları üçün qarma- qarışıq hərəkət edirlər. Molekulların hərəkəti nizamsız olduğundan, hər hansı v sürəti ilə hərəkət edən molekulların dəqiq sayını müəyyən etmək olmur. Baxılan anda həmin v sürəti ilə hərəkət edən molekul heç olmayada bilər. Lakin sürətləri v və $v+dv$ intervalında olan molekulların sayını müəyyən etmək olar.

Molekulların sürətlərə görə paylanma qanunu ilk dəfə Ceyms Klark Maksvel müəyyən etmişdir. O, verilmiş temperaturda sürətləri v ilə $v + dv$ intervalında olan molekulların dN sayını hesablamaq üçün qanun müəyyən etmişdir. Maksvel fərz etmişdir ki, qabın hər yerində temperatur eynidir və qaza heç bir xarici təsir olmur.

Müəyyən edilmişdir ki, hər bir T temperaturda elə bir sürət vardır ki, molekulların əksəriyyəti həmin sürətlə hərəkət edirlər. **Verilmiş temperaturda qaz molekullarının əksəriyyətinin malik olduğu sürət ən çox ehtimallı sürət adlanır.** Ehtimal nəzəriyyəindən istifadə edərək, Maksvel sürətləri v ilə $v + dv$ intervalında olan molekulların sayını hesablamaq üçün

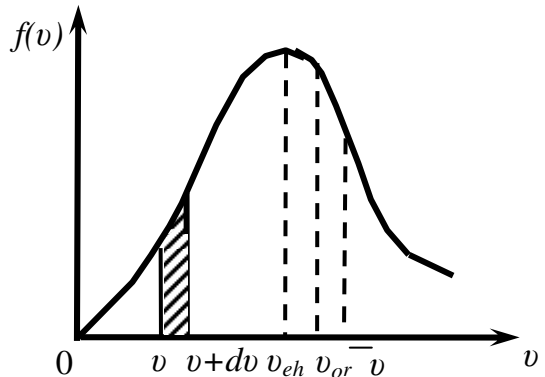
$$dN = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \cdot N \cdot e^{\frac{-mv^2}{2kT}} \cdot v^2 dv \quad (10.23)$$

şəklində düstur verilmişdir. Bu ifadənin şəklini dəyişsək,

$$\frac{dN}{Nd v} = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \cdot e^{\frac{-mv^2}{2kT}} \cdot v^2 = f(v) \quad (10.24)$$

alırıq. **Bu düstur Maksvelin sürətlərə görə paylanma funksiyası adlanır.** $f(v)$ funksiyanın v sürətindən asılılıq qrafiki şəkl 10.4-də göstərilmişdir. Bu əyri

$v = v_{eh}$ qiymətində maksimuma malikdir. Bu maksimum sürətin ən çox ehtimallı sürətə bərabər olan qiymətinə uyğundur. Sürətləri v və $v + dv$ intervalında olan molekulların nisbi sayı $\frac{dN}{N}$ qiymətcə şəkildə cizgilənmiş fiqurun sahəsinə bəra-



bərdir.

(10.23) düsturundan istifadə edərək ən çox ehtimallı sürətin düsturunu müəyyən etmək olar. Onun üçün $f(v)$ funksiyasının maksimum şərtindən,

$$\frac{df(v)}{dv} = 0$$

istifadə etmək lazımdır.

$$\frac{df(v)}{dv} = \frac{d}{dv} \left[4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \cdot e^{-\frac{mv^2}{2kT}} \cdot v^2 \right] = 0$$

və ya

$$\left[\frac{d}{dv} \cdot \left(v^2 \cdot e^{-\frac{mv^2}{2kT}} \right) \right]_{v=v_{eh}} = 0$$

Buradan $v_{eh} = \sqrt{\frac{2kT}{m}}$ alınar. Deməli, ***ən çox ehtimallı sürət qazın***

mütləq temperaturundan asılıdır. Maksvelin paylanma qanunu molekulun ***orta ədədi sürətini*** də təyin etməyə imkan verir:

$$v_{or} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} \quad (10.25)$$

Əgər $k = \frac{R}{N_A}$ və $mN_A = \mu$ olduğunu nəzərə alsaq

$$v_{or} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi \mu}} \quad (10.26)$$

olar. Beləliklə, molekulun üç cür sürətilə tanış olduq.

$$1. \text{ Orta kvadratik sürət: } \bar{v} = \sqrt{\frac{3RT}{\mu}} = \sqrt{\frac{3kT}{m}} = 1,70 \sqrt{\frac{kT}{m}}$$

$$2. \text{ Orta ədədi sürət: } v_{or} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi \mu}} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} = 1,60 \sqrt{\frac{kT}{m}}$$

$$3. \text{ Ən çox ehtimallı sürət: } v_{eh} = \sqrt{\frac{2RT}{\mu}} = \sqrt{\frac{2kT}{m}} = 1,41 \sqrt{\frac{kT}{m}}$$

Göründüyü kimi $\bar{v} > v_{or} > v_{eh}$ olur.

§ 10.7. Broun hərəkəti. Avoqadro ədədinin təyini

Broun hərəkətinin kəşfindən (1827-ci il) sonra maddənin molekulyar kinetik nəzəriyyəsi daha da yüksək mərhələyə qaldırılır. Əgər su içərisində həll edilmiş qummiqutdan (sarı rəngli tozdur) bir damcı götürüb optik mikroskopla müşahidə etsək, su daxilində asılmış halda qummiqut zərrəciklərinin nizamsız hərəkətdə olduğunu görürük.

Maye və qaz içərisində asılmış halda olan bu cür zərrəciklərin hərəkətinə Broun hərəkəti, zərrəciklərin özlərinə isə Broun zərrəcikləri deyilir. *Hərəkətdə olan su molekulaları, su içərisindəki bu zərrəciklərə toxunaraq onlara müəyyən impuls verir. Həmin zərrəciklər kiçik olan hallarda, onlara hər tərəfdən edilən zərbələrin eyni olma ehtimalı az olur və ona görə də bu zərrəciklər birtərəfli təsir altında hərəkətə gəlməli olurlar. Bu qayda ilə həmin zərrəcik digər zərbəyə qədər hərəkət edir. Yenə də birtərəfli zərbə onu hərəkətə gətirir və zərrəcik sınıq xətlərlə hərəkət etməli olur. Zərrəcik böyük olan hallarda isə zərbənin hər tərəfdən eyni olma ehtimalı artır və bu zərbələr bir-birini tarazlığa gətirə bilər. Deməli, maye və qaz içərisində asılmış halda qalan, ancaq müəyyən ölçüdə böyük olmayan zərrəciklər Broun hərəkətində iştirak edər.*

Broun zərrəciklərinin qaz molekulundan bir neçə milyon dəfə böyük olmasına baxmayaraq, onların irəliləmə istilik hərəkətlərinin

orta kinetik enerjiləri qaz molekulunda olduğu kimi $\frac{3}{2}kT$ -yə bərabər olur. Ona görə də yazmaq olar:

$$W = \frac{1}{2} M v^2 = \frac{3}{2} \cdot kT \quad (10.27)$$

Burada, W - Broun zərrəciklərinin enerjisi, M -kütləsi, v - sürətidir. Təcrübə yolu ilə Jak - Perren zərrəciklərinin kütləsini təyin edib və Avoqadro ədədini hesablamışdır. Bunun üçün zərrəciklərin sürətini

də bilmək lazımdır. $k = \frac{R}{N_A}$ olduğundan, yazmaq olar:

$$\frac{M v^2}{2} = \frac{3}{2} \frac{R}{N_A} T = W \quad \text{və} \quad N_A = \frac{3RT}{M v^2} = \frac{3RT}{2W} \quad (10.28)$$

Bu ifadəyə əsasən aparılan hesablamadan

$$N_A = 7 \cdot 10^{23} \cdot \frac{1}{\text{mol}}$$

alınır. Bu üsulla Avoqadro ədədini dəqiq hesablamaq olmur. Ona görə də Perren, Broun zərrəciklərinin cazibə sahəsində paylanmasıdan istifadə edərək N_A - ni hesablamışdır.

Fərz edək ki, müəyyən təbəqələrdə olan Broun zərrəciklərinin maye içərisindəki hündürlüyü h_1 və h_2 - dir. Bunlara uyğun konsentrasiyaları isə n_1 və n_2 - dir. Bu halda,

$$n_1 = n_0 \cdot e^{-\frac{mgh_1}{kT}} \quad \text{və} \quad n_2 = n_0 \cdot e^{-\frac{mgh_2}{kT}}$$

yazmaq olar. $kT = \frac{2}{3} \cdot W$ - olduğundan

$$n_1 = n_0 \cdot e^{-\frac{3mgh_1}{2W}} \quad \text{və} \quad n_2 = n_0 \cdot e^{-\frac{3mgh_2}{2W}}$$

Bu tənlikləri tərəf - tərəfə bölüb alınan ifadəni loqarifmalasaq, Broun zərrəciyinin enerjisi üçün alarıq:

$$W = \frac{3}{2} \cdot \frac{mg(h_1 - h_2)}{\ln \frac{n_1}{n_2}} \quad (10.29)$$

Axırıncı ifadəni (10.28) –də nəzərə alsaq

$$N_A = \frac{RT \ln \frac{n_1}{n_2}}{mg \cdot (h_2 - h_1)} \quad (10.30)$$

(10.30) ifadəsindən Avoqadro ədədini hesablamaq üçün müxtəlif h_1 və h_2 hündürlüklərini və bu hündürlüklərə uyğun olan Broun zərrəciklərinin n_1 və n_2 sayını, həmçinin zərrəciklərin kütləsini bilmək lazımdır. Bu kəmiyyətləri təcrübədən təyin etmək müəyyən çətinliklər yaradır. Perren bu çətinlikləri aradan qaldırmaq məqsədi ilə qummiqutdan sentrofuqa yolu ilə bir cinsli yuvarlaq emulsiya hazırlamışdır. Emulsiyanın bütün hissəcikləri mikroölçülü kürəciklərdən ibarət olmuşdur. Perren mikroskop altında bu zərrəcikləri müşahidə edərək onların Bolsmanın paylanma qanununa tabe olduğu qənaətinə gəlmişdir. Lakin Broun zərrəciklərinin m kütləsini mikroskop vasitəsi ilə təyin etmək mümkün deyildir. Broun hissəciklərini mikrokürəciklər formasında hesab etsək, onda

$$m = \frac{4}{3} \cdot \pi r^3 \rho$$

yazmaq olar. Burada ρ - Broun zərrəcikləri hazırlanan maddənin sıxlığıdır. Göründüyü kimi m -i tapmaq üçün r -i bilmək lazımdır. Bunun üçün Perren Arximed qanunundan və Stoks düsturundan istifadə etmişdir. Stoks düsturu özlü mayədə zərrəciyin düşmə sürətinə görə onun radiusunu təyin etməyə imkan verir. Özlü mayədə hissəcik bərabər düşdüyünə görə

$$\frac{4}{3} \pi r^3 g (\rho - \rho_0) = 6 \pi \eta v r$$

yazmaq olar. Burada ρ_0 - özlü mayenin sıxlığıdır. Buradan da r -üçün

$$r = 3 \sqrt{\frac{\eta v}{2g(\rho - \rho_0)}}$$

alarıq. Beləliklə, n_1 , n_2 , r , ρ , h_1 , h_2 və T -ni bilərək, Avoqadro ədədinin

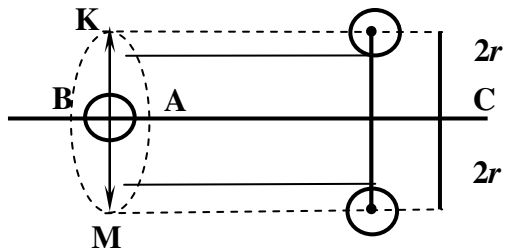
$$N_A = 6,023 \cdot 10^{23} \frac{1}{mol}$$

olduğu müəyyən edilmişdir.

§ 10.8. Molekulun sərbəst yolunun orta uzunluğu

Qaz molekulları çoxlu sayda toqquşmalara məruz qaldıqlarından yalnız iki toqquşma arasında düzxətli hərəkət edirlər. Molekulun iki ardıcıl toqquşma arasında getdiyi yolun orta uzunluğuna sərbəst yolun orta uzunluğu deyilir. Molekulların nizamsız hərəkət etdiklərindən sərbəst yolun uzunluğunu dəqiq təyin etmək olmur. Ona görə də sərbəst yolun orta uzunluğu anlayışından istifadə edilir.

Fərz edək ki, molekulun radiusu r - dir. Hesab edirik ki, molekul toqquşmadan sonra da öz hərəkət istiqamətini davam etdirir və qalan bütün molekullar sükunətdədirlər. Onda götürdüyümüz molekul mərkəzləri onun hərəkət xəttindən $2r$ məsafədən uzaqda olmayan bütün molekullar ilə toqquşar. Bu halda götürdüyümüz



Şəkil 10.5

molekul vahid zamanda radiusu $R=2r$, hündürlüyü molekulun vahid zamanda getdiyi yola (molekulun sürətinə) bərabər olan xəyali silindrin daxilindəki bütün molekullar ilə toqquşar və bu toqquşmaların sayı $Z=n_0V$ olar. Burada, n_0 - molekulların konsentrasiyası, V - xəyali silindrin həcmidir. Silindrin həcmi

$$V = \pi R^2 \cdot l = 4\pi r^2 \cdot l$$

olduğundan,

$$Z = 4\pi r^2 \cdot n_0 \cdot l$$

şəklində yazılır. Şərtə görə $l = |\bar{v}|$ olduğundan, $Z=4\pi r^2 n_0 |\bar{v}|$ yazmaq olar. Əgər molekulların hamısının hərəkətdə olmasını nəzərə alsaq, onda toqquşmaların orta sayı

$$\bar{Z} = 4\pi r^2 n_0 |\bar{v}| \cdot \sqrt{2} \quad (10.31)$$

olar. Molekulun sərbəst yolunun orta uzunluğu onun vahid zamanda getdiyi yolun vahid zamandakı toqquşmaların orta sayına olan nisbətinə bərabər olar:

$$\bar{\lambda} = \frac{l}{Z} = \frac{|\bar{v}|}{Z} \quad (10.32)$$

(10.31) - i (10.32) - də nəzərə alsaq.

$$\bar{\lambda} = \frac{1}{4\sqrt{2}\pi r^2 n_0} \quad (10.33)$$

alırıq. Deməli, *sərbəst yolun orta uzunluğu qazın konsentrasiyası ilə tərs mütənasibdir*. Bu isə o deməkdir ki, elə sərbəst yolun orta uzunluğu təzyiqlə tərs mütənasib olur $\bar{\lambda} \sim \frac{1}{P}$.

(10.33) - də $4r^2=(2r)^2 =D^2$ - *molekulun effektiv diametri* adlanır. *Molekulların toqquşma zamanı bir-birinə ən çox yaxınlaşdıda onların mərkəzi arasında qalan məsafə effektiv diametr adlanır*. Temperatur artdıqca effektiv diametr azalır, yəni molekul daha yaxın olurlar.

Effektiv diametrin qazın temperaturundan asılı olaraq

dəyişməsi

$$D = D_0 \cdot \sqrt{1 + \frac{C}{T}} \quad (10.34)$$

düsturu ilə təyin edilir. C - qazın növündən asılı olan sabit kəmiyyətdir. Hava üçün 119, oksigen üçün 138, hidrogen üçün isə $C=83$ -dür. D_0 və D uyğun olaraq, 273K və T K- dəki diametrləridir. (10.34) - tənliyi *Sezerlend tənliyi* adlanır. Qaz molekullarının sərbəst yolunun orta uzunluğunu təcrübədə ölçən M.Born olmuşdur.

§ 10.9. İdeal qazın daxili enerjisi.

Molekulların sərbəstlik dərəcəsi

Molekulyar kinetik nəzəriyyənin əsas tənliyindən bir nəticə olaraq çıxarmışdıq ki, qaz molekullarının irəliləmə istilik hərəkətinin orta kinetik enerjisi $\overline{E}_k = \frac{3}{2}kT$ -yə bərabərdir. İdeal qazın molekullarının qarşılıqlı potensial enerjisi olmadığından, onun daxili enerjisi

$$E_D = \overline{E}_k = \sum_i \overline{E}_{k_i} = \frac{3N}{2}kT$$

yəni, onun ayrı - ayrı molekullarının irəliləmə hərəkətinin kinetik enerjisinin cəminə bərabər olacaqdır. Burada, N - molekulların sayıdır.

Molekulların kinetik enerjisi təkcə onun irəliləmə hərəkətinin kinetik enerjisindən ibarət deyildir. Ona görə də molekulun kinetik enerjisində, onun fırlanma və rəqsi hərəkətdə olduqları vaxt malik olduqları enerjiləri də nəzərə alınmalıdır.

Molekulun hər üç hərəkət növünə düşən enerjisini müəyyən etmək üçün sərbəstlik dərəcəsinin sayı anlayışdan istifadə edilir.

Cismın fəzada vəziyyətini tam təyin edən sərbəst, asılı olmayan koordinatların sayına sərbəstlik dərəcəsinin sayı deyildir. Məsələn, maddi nöqtənin fəzada vəziyyəti üç X , Y , Z koordinatları ilə tam təyin edilir. Ona görə də maddi nöqtənin sərbəstlik dərəcəsinin sayı üçdür. Bir atomlu molekulun da fəzadakı vəziyyəti üç X , Y , Z koordinatları ilə təyin edilir. Deməli, ***biratomlu molekulun da sərbəstlik dərəcəsinin sayı üçə bərabərdir.*** ***İkiatomlu molekulun (rabitə sərt olduqda) sərbəstlik dərəcəsinin sayı beşdir.*** Bunlardan üçü molekulun irəliləmə hərəkətini, ikisi isə Y və Z oxları ətrafında fırlanma hərəkətini xarakterizə edir. ***İkiatomlu molekulda (rabitə elastiki olduqda) sərbəstlik dərəcəsinin sayı yeddidir.*** Əlavə koordinatın yaranması rəqsi hərəkətlə bağlıdır. Molekulun X - oxu ətrafında fırlanma hərəkətinin ətalət momenti və ona görə də kinetik enerjisi sıfıra bərabərdir. ***Üçatomlu molekulun sərbəstlik dərəcəsinin sayı altıya bərabərdir*** (əgər bu molekul bir düz xətt üzrə yerləşməyibsə). Bunların üçü irəliləmə, üçü koordinat oxları ətrafında fırlanma hərəkətini xarakterizə edir. Əgər molekulun atomları rəqsi hərəkətdə də iştirak etsələr, onda sərbəstlik dərəcəsinin sayı altıdan artıq olar.

Hərəkət növünün heç biri digəri üzərində üstünlük təşkil etmir. Ona görə də qaz molekulunun hər sərbəstlik dərəcəsinə düşən enerji bərabər olar. Bu qayda, enerjinin sərbəstlik dərəcələri arasında bərabər paylanma qanunu adlanır. Buna Bolsman paylanması da deyirlər.

Göstərdik ki, biratomlu molekulun irəliləmə hərəkətinin sərbəstlik dərəcəsinin sayı üçdür. Onda bir sərbəstlik dərəcəsinə düşən enerji:

$$E_0 = \frac{1}{3} \overline{E_k} = \frac{1}{3} \cdot \frac{3}{2} kT = \frac{1}{2} kT$$

olar. Qeyd etdik ki, Bolsman paylanması görə sərbəstlik dərəcəsinin sayından asılı olmayaraq istənilən qazın hər sərbəstlik dərəcəsinin sayına düşən enerji $\frac{1}{2} kT$ - dir.

Sərbəstlik dərəcəsinin sayını i - ilə işarə etsək, molekulun kinetik enerjisi

$$E_k = \frac{i}{2} kT \quad (10.35)$$

olar. Əgər götürdüyümüz qaz N sayda molekuldan təşkil edilmiş olsa, bu qazın daxili enerjisi

$$E_d = N E_k = \frac{i}{2} N kT \quad (10.36)$$

şəklində yazılar. Fərz edək ki, götürdüyümüz qaz 1 mol ideal qazdır. Bu halda $N=N_A$ (N_A - Avoqadro ədədidir) olduğundan, ideal qazın daxili enerjisi

$$E_d = \frac{i}{2} N_A kT \quad (10.37)$$

və ya $N_A \cdot k = R$ (universal sabit) olduğundan

$$E_d = \frac{i}{2} RT \quad (10.38)$$

olar. Buradan aydın olur ki, ***ideal qazın daxili enerjisi qazın mütləq temperaturundan və molekulun sərbəstlik dərəcəsinin sayından asılıdır.***

§ 10.10. Qazların istilik tutumu

Hər hansı maddənin temperaturunu 1K artırmaq üçün

lazım olan istilik miqdarına bu maddənin istilik tutumu deyilir. 1kq maddənin temperaturunu 1K artırmaq üçün lazım olan istilik miqdarına xüsusi istilik tutumu deyilir. Məlumdur ki, kütləsi m olan cismin temperaturunu T_1K -dən T_2K -yə kimi artırmaq üçün ona $Q=Cm(T_2 - T_1)=Cm \Delta T$ qədər istilik vermək lazımdır. Buradan xüsusi istilik tutumu

$$C = \frac{Q}{m\Delta T} \quad (10.39)$$

alınar. *1 mol qazı 1 K qızdırmaq üçün lazım olan istilik miqdarına molyar istilik tutumu deyilir:* $C' = \frac{\mu}{m} \frac{Q}{\Delta T}$

Molyar istilik tutumu ilə xüsusi istilik tutumu arasında

$$C' = \mu C$$

əlaqəsi vardır. Burada μ - qazın molekulyar çəkisidir.

Təcrübələr göstərir ki, qazın sabit həcmdə və sabit təzyiqdə 1K qızdırmaq üçün lazım olan istilik miqdarı müxtəlif olur. Ona görə də qazın *sabit həcmdəki* C_V və *sabit təzyiqdəki* C_P *istilik tutumlarından* ayrıca danışmaq lazımdır.

Fərz edək ki, porşenli silindrin içərisində 1mol ideal qaz vardır (şəkil 10.7 a). Bu qazı həcmi sabit qalmaqla 1K qızdıraraq. Qızdırılmamışdan əvvəl qazın daxili enerjisi

$$E_1 = \frac{i}{2}RT, \quad \text{qızdırıldıqdan}$$

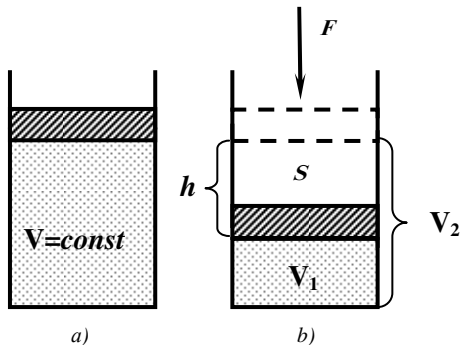
sonra $E_2 = \frac{i}{2}R(T+1)$ olar. Qaz

sabit həcmdə qızdırıldığı üçün

verilən istiliyin hamısı qazın daxili enerjisinin artmasına sərf olur.

Bu artım

$$\Delta E = E_2 - E_1 = \frac{i}{2}R(T+1) - \frac{i}{2}RT = \frac{i}{2}R$$



Şəkil 10.7

(10.40)

olar. Götdürdüyümüz qaz 1 mol olduğından və 1K qızdırıldığından $\Delta E = C'_V$ olar. Yəni,

$$C'_V = \frac{i}{2} \cdot R \quad (10.41)$$

olar. Bu sabit həcmdəki molyar istilik tutumunun ifadəsidir. Məlumdur ki, 1 kal=4,18 C. Onda

$$R=8,31C/mol \cdot K^\circ \sim 2kal/mol \cdot K^\circ$$

olar. Bunu nəzərə alsaq, (10.41) ifadəsi

$$C'_V = \frac{i}{2} \cdot 2 = i \left(\frac{kal}{mol \cdot K} \right) \quad (10.42)$$

şəklini alar. Deməli, qazın sabit həcmdəki molyar istilik tutumu bu qazın molekulunun sərbəstlik dərəcəsinin sayından asılıdır. $C'=\mu C$ düsturuna əsasən xüsusi istilik tutumunu

$$C_V = \frac{C'}{\mu} = \frac{i}{2} \frac{R}{\mu} = \frac{i}{\mu} \left(\frac{kal}{kq \cdot K} \right) \quad (10.43)$$

şəklində ifadə etmək olar.

İndi fərz edək ki, silindrin içəpisində 1 mol ideal qaz var və silindrin porşeni sürtünməsiz hərəkət edə bilər. (şəkil 10.7.b) Təzyiq sabit qalmaq şərtlə qazı 1K qızdırsaq, porşen h qədər qalxacaqdır. Deməli, qazı sabit təzyiqdə qızdırdıqda verilən istiliyin bir hissəsi daxili enerjinin artmasına, başqa hissəsi isə qaz genişlənərkən xarici qüvvələrə qarşı gördüyü işə sərf olunur. Buradan aydın olur ki, $C'_p > C'_V$. Yəni,

$$C'_p = C'_V + A \quad (10.44)$$

Deməli, sabit təzyiqdəki istilik tutumu, sabit həcmdəki istilik tutumundan xarici qüvvələrə qarşı görülən iş qədər artıq olur.

Qaz genişlənərkən porşeni h hündürlüyünə qaldırmaq üçün $A=F \cdot h$ işini görmüşdür. Buradan $F=p \cdot s$ porşenin qaza göstərdiyi təzyiq qüvvəsidir. Onda $A=psh$ yazmaq olar. Aydındır ki, $sh=\Delta V$ qazın həcmnin artımıdır. Deməli, $A=p \cdot \Delta V$ olar. Klapayron

düsturuna görə qızdırılmamışdan əvvəl qazın həcmi $V_1 = \frac{RT}{p}$,

qızdırıldıqdan (1K qədər) sonra isə $V_2 = \frac{R(T+2)}{p}$ olar. Buradan da

$$V_2 - V_1 = \Delta V = \frac{R}{p}(T+1) - \frac{R}{p}T = \frac{R}{p} \quad (10.45)$$

alınır. (10.45) ifadəsini $A = p \cdot \Delta V$ ifadəsində nəzərə alsaq:

$$A = p \cdot \frac{R}{p} = R \quad (10.46)$$

alırıq. Buradan görünür ki, ***universal qaz sabiti, 1mol qazı sabit təzyiqdə 1K qızdırdıqda genişlənən qazın xarici qüvvələrə qarşı gördüyü işə bərabərdir.*** (10.46) - nı (10.44) - də nəzərə alsaq:

$$C'_p = C'_v + R \quad (10.47)$$

alırıq. (10.41) - i (10.47) - də nəzərə alsaq,

$$C'_p = \frac{i}{2}R + R = \frac{i+2}{2}R \quad (10.48)$$

və ya

$$C'_p = (i+2) \frac{\text{kal}}{\text{mol} \cdot \text{K}} \quad (R \approx 2 \text{ olduqda}) \quad (10.49)$$

olar. Aydınır ki, sabit təzyiqdə xüsusi istilik tutumu

$$C_p = \frac{C'_p}{\mu} = \frac{i+2}{2} \cdot \frac{R}{\mu} \quad (10.50)$$

və ya

$$C_p = \frac{i+2}{\mu} \cdot \left(\frac{\text{kal}}{\text{kq} \cdot \text{K}} \right) \quad (R \approx 2 \text{ olduqda}) \quad (10.51)$$

şəklində yazılar.

Çox vaxt təcrübədə xüsusi istilik tutumlarının nisbətindən istifadə edirlər.

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} = \frac{C_p'}{C_v'} = \frac{i+2}{i} \quad (10.52)$$

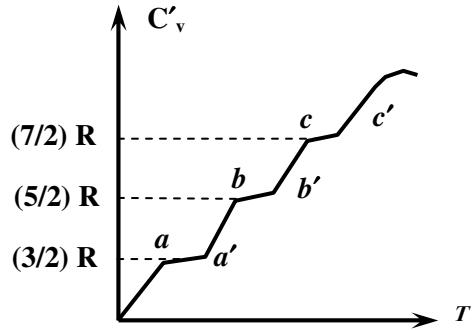
Biratomlu molekul üçün $i=3$ olduğundan

$$i=3 \left\{ \begin{array}{l} C_v' = i = 3 \frac{\text{kal}}{\text{mol} \cdot \text{K}} \\ C_p' = i + 2 = 5 \frac{\text{kal}}{\text{mol} \cdot \text{K}} \\ \gamma = \frac{C_p}{C_v} = \frac{i+2}{i} = \frac{5}{3} = 1,67 \end{array} \right. \quad (10.53)$$

Təcrübədə γ - ni təyin etməklə molekulun sərbəstlik dərəcəsinin sayını hesablamaq olar.

Bir- və ikiatomlu molekulur üçün təcrübə ilə nəzəri alınan qiymətlər uyğun gəlir. Üçatomlu və daha çoxatomlu molekulur üçün nəticələr ciddi fərqlənir. Digər tərəfdən

istilik tutumunun klassik nəzəriyyəsinə görə istilik tutumu yalnız molekulun sərbəstlik dərəcəsinin sayından asılı olub, temperaturdan asılı deyildir. Lakin istilik tutumunun temperaturdan asılılığının təcrübədə öyrənilməsi göstərir ki, bütün maddələrin, o cümlədən



Şəkil 10.8

dən qazların istilik tutumu temperaturdan asılıdır. Şəkil 10.8 - də hidrogen qazı üçün C_v' - nin T - dən asılılıq qrafiki göstərilmişdir. Qrafikdən görünür ki, temperatur artdıqca sərbəstlik dərəcəsinin sayı dəyişir. Əyrinin $a-a'$ hissəsində $C_v' = \frac{3}{2}R$, $c-c'$ hissədə isə

$C_v' = \frac{7}{2}R$ olur. Bu o deməkdir ki, aşağı temperaturda molekulur

yalnız irəliləmə hərəkətində, nisbətən yüksək temperaturlarda isə həm irəliləmə və həm də fırlama hərəkətlərində, daha yüksək temperaturlarda isə rəqsi hərəkətdə də iştirak edirlər. Əyrinin $a' - b$ və $b' - c$ hissələrində istilik tutumunun temperaturdan asılı olaraq monoton artması onu göstərir ki, fırlanma və sonra rəqsi hərəkətə molekulların hamısı birdən başlamır. Temperatur artdıqca bu hərəkətlərdə iştirak edən molekulların sayı tədricən artır. İstilik tutumunun T -dən asılılığını klassik mexanika izah edə bilmir. Bunu kvant mexanikasının qanunları ilə daha yaxşı izah etmək olur.

XI Fəsil

Qazlarda daşınma hadisələri

§ 11.1. Diffuziya

Bildiyimiz kimi, qaz molekulları daima nizamsız istilik hərəkətində olurlar. Bu səbəbdən müəyyən müddətdən sonra qazın daxilində müxtəlif yerlərin temperatur, impuls və konsentrasiyası arasındakı fərq bərabərləşib eyni olur. Bu zaman hərəkət edən qaz molekulları ya *impuls*, ya *qaz kütləsi*, ya da *istilik* daşımali olur. Molekulların daşdığı kəmiyyətdən asılı olaraq qaz təbəqələri arasında ya *diffuziya*, ya *daxili sürtünmə*, ya da *istilikkeçirmə* hadisəsi baş verir. Bu üç hadisənin xarakteri eyni olduğundan onların qanunları da oxşardır: hər üç prosesdə qaz molekulları qapalı sitem təşkil etdiyinə görə qazın daxili enerjisi dəyişmir. İndi də bu hadisələri molekulyar kinetik nəzəriyyə nöqtəyi nəzərinə izah edək

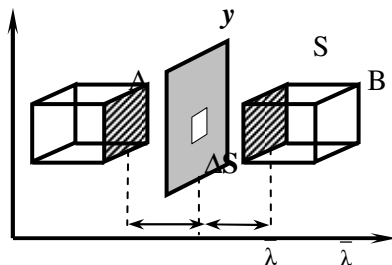
Əvvəlcə *diffuziya hadisəsi* ilə tanış olaq. *Diffuziya hadisəsi bir-birilə təmasda olan qaz molekullarının birinin digəri içərsinə keçməsidir*. Bu hadisə eyni bir qazın müxtəlif yerlərində sıxlığı (konsentrasiyası) müxtəlif olduqda baş verir. Bu zaman qazın bir tərəfindən o biri tərəfinə müəyyən qədər maddə miqdarı (qaz kütləsi) daşınır.

Diffuziya üçün qanunu Fik vermişdir. *Fik qanununa* görə

$$\Delta M = -D \cdot \frac{\Delta \rho}{\Delta X} \cdot \Delta S \Delta \tau \quad (11.1)$$

Burada, $\frac{\Delta \rho}{\Delta X}$ –sıxlıq qradienti, ΔS – diffuziya baş verən səthin sahəsi, $\Delta \tau$ – diffuziya müddəti, D – diffuziya əmsalı və ΔM – daşınan maddənin miqdarıdır. İndi diffuziya hadisəsini kinetik nəzəriyyəyə görə izah edək. (11.1)-də mənfi işarəsi sıxlığın azaldığı istiqamətdə qazın diffuziya etdiyini göstərir.

Fərz edək ki, hər yerində temperaturu eyni olan qaz kütləsi, bir S arakəsməsi ilə iki hissəyə ayrılmışdır (şəkil 11.1). Bu arakəsmədən sağ və sol tərəfdə, sərbəst yolun orta uzunluğu qədər uzaqda yerləşən A və B kubları götürək. A kubu olan yerdə molekulların konsentrasiyası n_A , B kubu olan yerdə molekulların konsentrasiyası n_B olsun. $n_A > n_B$ olduğunu qəbul edək. Kinetik



nəzəriyyənin əsas tənliyini çıxararkən gördük ki, kubun qarşı-qarşıya olan divarları arasında, bütün molekulların üçdə bir hissəsinin hərəkət etdiyini qəbul edərək çıxartdığımız münasibətlər səmərəli oldu. Belə olan halda hər bir kubdan S səthinə doğru hərəkət edən molekulların sayı uyğun olaraq

$$\frac{1}{3}n_A : 2 = \frac{1}{6} \cdot n_A \quad \text{və} \quad \frac{1}{3} \cdot n_B : 2 = \frac{1}{6}n_B$$

olar.

Molekulun istilik hərəkətinin orta sürəti u olarsa, onda ΔS səthindən $\Delta \tau$ zamanda soldan sağa keçən molekulların sayı $N_1 = \frac{1}{6} \cdot n_A \cdot u \Delta S \Delta \tau$ və sağdan sola keçən molekulların sayı $N_2 = \frac{1}{6} \cdot n_B \cdot u \Delta S \Delta \tau$ olar. $n_A > n_B$ olduğundan, soldan sağa keçən molekulların sayı, əks istiqamətdə keçən molekulların sayından çox olar. Bu fərq

$$N_1 - N_2 = \Delta N = \frac{1}{6} \cdot u (n_A - n_B) \Delta S \Delta \tau \quad (11.2)$$

olar. Əgər X–oxu boyunca molekulların konsentrasiyasının vahid məsafədə dəyişməsi - $\frac{\Delta n}{\Delta x}$ və arakəsmə olan yerdə qaz mole-

kullarının konsentrasiyası - n olarsa, onda $n_B = n + \bar{\lambda} \cdot \frac{\Delta n}{\Delta x}$ və

$n_A = n - \bar{\lambda} \frac{\Delta n}{\Delta x}$ yazmaq olar. Bunları nəzərə alsaq,

$$n_A - n_B = -2\bar{\lambda} \cdot \frac{\Delta n}{\Delta x} \quad (11.3)$$

şəklində ifadə edilir.

(11.3) ifadəsini (11.2)-də nəzərə alsaq və nəticənin hər tərəfini molekulun m kütləsinə vursaq,

$$\Delta N m = -\frac{1}{3} \cdot u \bar{\lambda} m \cdot \frac{\Delta n}{\Delta x} \cdot \Delta S \Delta \tau \quad (11.4)$$

alırıq. Burada, $\Delta N \cdot m = \Delta M$ - diffuziya nəticəsində daşınan qazın kütləsi, $m \frac{\Delta n}{\Delta x} = \frac{\Delta(mn)}{\Delta x} = \frac{\Delta \rho}{\Delta x}$ - sıxlıq qradienti olduğundan, (11.4) ifadəsi

$$\Delta M = -\frac{1}{3} \cdot u \bar{\lambda} \cdot \frac{\Delta \rho}{\Delta x} \cdot \Delta S \Delta \tau \quad (11.5)$$

şəklini alar. Bu ifadəni (11.1)-lə müqayisə etsək,

$$D = \frac{1}{3} \cdot u \bar{\lambda} \quad (11.6)$$

alırıq. Beləliklə, *diffuziya əmsalı molekulun orta sürətindən və sərbəst yolun orta uzunluğundan asılıdır*. $u \sim \sqrt{T}$ - olduğundan, D temperaturdan da asılıdır. $\bar{\lambda} \sim \frac{l}{p}$ olduğu üçün, D təzyiqlə tərs mütənasibdir.

Qeyd etmək lazımdır ki, diffuziya əmsalını bir-biri ilə təmasda olan iki müxtəlif qazın xarakteristikası olduğuna görə bir qaza aid etmək olmaz.

§11.2. Qazların daxili sürtünməsi

Qaz təbəqələrinin bir-birinə nəzərən yerdəyişməsi zamanı onlar arasında sürtünmə qüvvələri meydana çıxır. Mayelərdə olduğu kimi, müxtəlif sürətlərlə hərəkət edən qaz təbəqələri arasında

$$f = -\eta \frac{\Delta v}{\Delta X} \Delta S \quad (11.7)$$

sürtünmə qüvvəsi təsir edir. Burada, η – qazın daxili sürtünmə əmsalı, $\frac{\Delta v}{\Delta X}$ – sürət qradienti, ΔS - isə sürtünən təbəqələrin sahəsidir.

Daxili sürtünmə əmsalını hesablamaq üçün yenə də qazı ΔS arakəsməsi ilə iki hissəyə ayırıq.

Tutaq ki, qazın hər yerində temperaturu və sıxlığı eynidir və S səthinə paralel olan qaz təbəqələri müxtəlif sürətlərlə hərəkət edir (şəkil 11.2).

Arakəsmə olan yerdə təbəqələrin sürəti v , arakəsmədən sağda yerləşən S_1 və S_2 təbəqələrinin sürəti uyğun olaraq v_1 və

v_2 ($v_2 < v_1$), molekulun istilik hərəkətinin sürəti isə u olsun. S_1 və S_2 təbəqələri S arakəsmədən $\bar{\lambda}$ – qədər məsafədədir.

Arakəsmənin ΔS səthindən $\Delta \tau$ zamanda bir tərəfdən digər tərəfə keçən molekulların sayı eyni, yəni

$$N_1 = N_2 = \frac{1}{6} nu \Delta S \Delta \tau$$

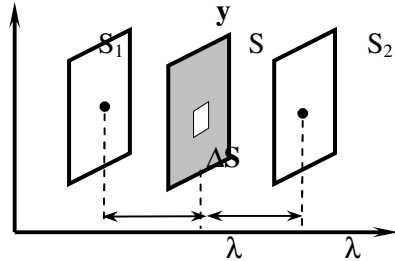
olacaqdır. S_1 təbəqəsində olan molekulun impulsu mv_1 , S_2 təbəqəsi olan yerdə molekulun impulsu mv_2 olduğundan, soldan sağa keçən molekulların daşıdığı impuls

$$\frac{1}{6} \cdot nu \Delta S \Delta \tau m v_1 = N_1 \cdot m v_1$$

əks istiqamətdə keçən molekulların daşıdığı impuls isə

$$\frac{1}{6} \cdot nu \Delta S \Delta \tau m v_2 = N_2 m v_2$$

olacaqdır. $v_1 > v_2$ olduğundan,



$$N_1 m v_1 - N_2 m v_2 = \Delta(mv) = \frac{1}{6} \cdot num(v_1 - v_2) \Delta S \Delta \tau \quad (11.8)$$

şəklində yazılar. (11.3)-düsturundan istifadə etsək:

$$v_1 - v_2 = -2\bar{\lambda} \cdot \frac{\Delta v}{\Delta X}$$

yazmaq olar. $n \cdot m = \rho$ və $\frac{\Delta(mv)}{\Delta \tau} = f$ olduğunu nəzərə alsaq, (11.8)-dən

$$f = -\frac{1}{3} \cdot u \bar{\lambda} \rho \cdot \frac{\Delta v}{\Delta X} \cdot \Delta S \quad (11.9)$$

alınar. (11.9)-u (11.7) ilə müqayisə etsək, alarıq:

$$\eta = \frac{1}{3} \cdot u \bar{\lambda} \rho \quad (11.10)$$

olar. Deməli, daxili sürtünmə əmsalı orta sürətdən, sərbəst yolun orta uzunluğundan, qazın sıxlığından asılıdır.

§11.3. Qazların istilikkeçirməsi

Fərz edək ki, hər yerdə sıxlığı eyni olan müəyyən bir qaz kütləsi sükunətdədir. Bu qaz kütləsi xəyali bir arakəsmə ilə iki hissəyə ayrılmışdır. Arakəsməyə perpendikulyar istiqamətdə yönəlmiş X-oxu boyunca təbəqələrin temperaturu getdikcə artır. Arakəsmə olan yerdə temperatur T, ondan $\bar{\lambda}$ məsafədə sağ və sol tərəfdə yerləşən təbəqələrin temperaturu T_1 və T_2 -dir ($T_1 < T < T_2$). S_2 -dən isti olan molekullar S_1 -ə keçərək onu qızdıracaqdır. S_2 – təbəqəsi isə əvvəlki temperaturunu aşağı salıb soyuyur. Bu halda daşıyan istilik miqdarı sabit qalarsa, **Furye qanununa** görə qazın keçirdiyi istilik miqdarı

$$Q = -\chi \cdot \frac{\Delta T}{\Delta X} \cdot \Delta S \Delta \tau \quad (11.11)$$

olar. Burada, $\frac{\Delta T}{\Delta X}$ – temperatur qradientidir. χ – istilikkeçirmə əmsalıdır. **İstilikkeçirmə əmsalını** hesablayaq: Qazın sıxlığı eyni

olduğu üçün hər iki tərəfdən keçən molekulların sayı eyni olacaqdır: $\frac{1}{6} \cdot nu \Delta S \Delta \tau$. S_1 və S_2 təbəqələrində olan hər bir molekulun kinetik enerjisi uyğun olaraq $\frac{1}{2} ikT_1$ və $\frac{1}{2} ikT_2$ olduğundan, $\Delta \tau$ müddətdə soldan sağa və sağdan sola keçən molekulların daşıdığı istilik miqdarı da, uyğun olaraq,

$$Q_1 = \frac{1}{6} nu \Delta S \Delta \tau \frac{1}{2} ikT_1 \quad (11.12)$$

və

$$Q_2 = \frac{1}{6} nu \Delta S \Delta \tau \frac{1}{2} ikT_2 \quad (11.13)$$

olar. Bunların fərqi

$$\Delta Q = Q_1 - Q_2 = \frac{1}{6} nu \frac{i}{2} k(T_1 - T_2) \Delta S \Delta \tau \quad (11.14)$$

olar. Burada, $T_1 - T_2 = -2\bar{\lambda} \cdot \frac{\Delta T}{\Delta X}$ olduğunu nəzərə alsaq, (11.14)-dən alarıq:

$$\Delta Q = -\frac{1}{3} nu \bar{\lambda} \frac{1}{2} ik \frac{\Delta T}{\Delta X} \Delta S \Delta \tau \quad (11.15)$$

Bu tənliyi (11.11)-lə müqaisə etsək,

$$\chi = \frac{1}{3} nu \bar{\lambda} \frac{1}{2} ik = \frac{1}{3} nu \bar{\lambda} \frac{1}{2} iR \frac{1}{N_A} \quad (11.16)$$

alarıq. Burada, $\frac{1}{2} \cdot iR = C'_v$ qazın sabit həcmdəki istilik tutumu olduğu üçün

$$\chi = \frac{1}{3} nu \bar{\lambda} C'_v$$

və ya

$$\chi = \frac{1}{3} \frac{nm}{N_A m} u \bar{\lambda} C'_v \quad (11.17)$$

olacaqdır. Burada, $m \cdot n = \rho$ qazın sıxlığı, $N_A \cdot m = \mu$ qazın

molekul çəkisi və $\frac{C'_v}{\mu} = C_v$ qazın xüsusi istilik tutumudur. Bunları nəzərə alsaq:

$$\chi = \frac{1}{3} \rho u C_v \bar{\lambda} \quad (11.18)$$

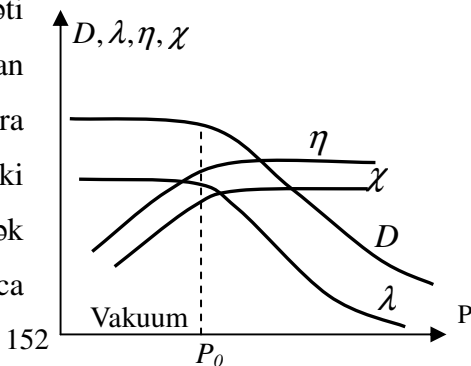
olar. Deməli, istilikkeçirmə əmsalı orta sürətdən, sərbəst yolun orta uzunluğundan, qazın sıxlığından və xüsusi istilik tutumundan asılıdır. Beləliklə, daşınma əmsalları üçün

$$\left. \begin{aligned} D &= \frac{1}{3} u \bar{\lambda} \\ \eta &= \frac{1}{3} u \bar{\lambda} \rho \\ \chi &= \frac{1}{3} u \bar{\lambda} \rho C_v \end{aligned} \right\} \quad (11.19)$$

alırıq. Diffuziya, daxili sürtünmə və istilikkeçirmə əmsalları ümumi adla - **kinetik əmsallar** adlanır. Kinetik əmsallarının hər birində molekulların istilik hərəkəti sürəti və molekulların orta sərbəst yolu iştirak edir. Kinetik əmsallar arasında əlaqə də mövcuddur və bu əmsallarının birinin təcrübi təyini digərlərini hesablamağa imkan verir:

$$\eta = D \cdot \rho; \quad \chi = \frac{3}{2} D n k; \quad \chi = \frac{3}{2} \frac{k}{m} \cdot \eta$$

Kinetik hadisələrin eyni mövqedən izahı molekulyar kinetik nəzəriyyənin mühüm nəəliyyəti sayılır. Müzakirə olunan hadisələrin təhlilindən bir sıra maraqlı elmi, texniki, praktiki nəticələr çıxır. Yüksək təzyiqlərdə təzyiq azaldıqca



Şəkil 10.3

diffuziya asanlaşır və diffuziya əmsalı artır, vakuuma yaxınlaşdıqda diffuziya əmsalı-nın dəyişməsində doyma baş verir (Şəkil 10.3). Daxili sürtünmə əmsalı η -nin təzyiqdən asılılığını araşdıraraq. Təzyiq azaldıqca (11.10) ifadəsinə görə ρ azalır, $\bar{\lambda}$ isə artır və nəticədə $\eta(P) = const$ olur. Təzyiq kiçik ($P \leq P_0$) olduqda isə $\bar{\lambda}$ - in təzyiqdən asılılığı aradan qalxır, lakin sıxlığın təzyindən asılılığı dəyişməz qalır. Bu səbəblərdən $\eta(P)$ asılılığı şəkil 10.3 –də göstərilən kimi - kiçik təzyiqlərdə P artdıqca η xətti qanunla artır və böyük təzyiqlərdə doyma alınır. ***Beləliklə normal təzyiqlərdə daxili sürtünmə əmsalı təzyiqdən asılı olmur.*** Bu şübhəli nəticə təcrübədə öz təsdiqini tapır. Hətta təzyiqin 1000 dəfə dəyişməsi η -nin sabit qalmasına mane ola bilmir.

İstilikkeçirmə əmsalının təzyiqdən asılılığı η -nin asılılığını təkrar edir: adi təzyiqlərdə $\chi = const$, vakuum oblastında isə $\chi \sim P$ kimi ifadə olunur. Vakuum oblastında χ və η -nin təzyiqdən asılı olması xüsusi növ manometrlər hazırlayaraq ifrat kiçik təzyiqləri ölçmək imkanı yaradır. ***Pirani manometri*** adlanan bu cihaz vakuumda yerləşdirilən və elektrik cərəyanı ilə qızan metal teldən ibarətdir. Vakuum yüksək olduqca, telin soyuması ləngiyir, bu isə qazın təzyiqini təyin etməyə imkan verir.

XII Fəsil

Termodinamikanın fiziki əsasları

§12.1. Termodinamikanın birinci qanunu

Termodinamik sistem elə makroskopik cismə (və ya cisimlər qrupuna) deyilir ki, onda istiliyin başqa enerji növlərinə çevrilməsi və ya əks proseslər baş verə bilsin. Sistemə daxil olmayan, ancaq ona təsir göstərə bilən bütün cisimlər *mühit* adlanır. Sistemin halını xarakterizə edən kəmiyyətlər *hal parametrləri* adlanırlar.

Sistemdə baş verən fiziki hadisələri, o sistemi təşkil edən zərrəciklərin quruluşunu və hərəkətlərini tədqiq etmədən də öyrənmək olar. Bunu sistemin enerjisi, enerjinin bir cisimdən başqasına ötürülməsi və enerjinin çevrilməsi qanunlarını bilməklə həyata keçirmək olar. *Fiziki hadisələri enerji nöqtəyi nəzərindən öyrənən bəhs termodinamika adlanır.*

Termodinamika, yunan sözündən əmələ gəlmişdir və mənası “istiliklə əlaqədar olan qüvvə haqqında elm”-deməkdir.

Termodinamikada istilik və iş anlayışları əsas yer tutur. Həm istilik, həm də iş enerjinin bir cisimdən digərinə verilmə formasıdır. Hər ikisi eyni vahidlərlə ölçülür. Bu oxşarlığa baxmayaraq bunlar arasında ciddi fərq də vardır. *İş enerjinin bir cisimdən digərinə verilməsinin makroskopik forması, istilik isə enerjinin bir cisimdən digərinə verilməsinin mikroskopik formasıdır.* Termodinamikanın əsasını onun iki qanunu təşkil edir. Bu qanunlara termodinamikanın prinsipləri də deyilir.

Tutaq ki, baxdığımız sistem, silindr daxilində hərəkət edən porşen altında yerləşmiş, bir mol ideal qazdan ibarətdir. Bu qazın daxili enerjisi U_1 –dir.

Daxili enerji sistemi təşkil edən zərrəciklərin bütün hərəkət və qarşılıqlı təsir enerjilərinin cəminə bərabərdir.

İndi deyək ki, daxili enerjisi U_1 olan baxdığımız sistem (qaz) xaricdən Q qədər istilik alıb yeni hala keçərək, xarici qüvvələrə

qarşı A işini görür. Bu sistemin daxili enerjisi dəyişib U_2 – olacaqdır. Həmişə *sistemin xarici qüvvələrə qarşı gördüyü iş müsbət* ($A > 0$), *sistem üzərində xarici qüvvələrin gördükləri iş mənfi* ($A < 0$) *qəbul olunur*. Buna uyğun olaraq *sistemin xaricdən aldığı istilik miqdarı müsbət* ($Q_1 > 0$), *onun ətraf mühitə verdiyi istilik miqdarı isə mənfi* ($Q_2 < 0$) *qəbul olunur*. Təcrübi yolla müəyyən edilmişdir ki, sistem birinci haldan ikinci hala istənilən yolla keçdikdə, bütün hallarda onun daxili enerjisinin dəyişməsi eyni olub, özü də sistemin aldığı Q istilik miqdarı ilə, xarici qüvvələrə qarşı gördüyü A işinin fərfinə bərabər olur:

$$U_2 - U_1 = Q - A \quad (12.1)$$

Bu *termodinamikanın birinci qanununun riyazi ifadəsidir*.

Başqa sözlə bu qanunu belə ifadə etmək olar: *Sistemə (qaza) verilən istilik miqdarının hamısı onun daxili enerjisinin artmasına və sistemin xarici qüvvələrə qarşı gördüyü işə sərf olunur*.

Eyni zamanda, əgər sistemə Q qədər istilik miqdarı verilərsə və xarici qüvvələr onun üzərində A işini görsələr (sistem özü iş görmürsə), onda birinci qanun

$$U_2 - U_1 = Q + A \quad (12.2)$$

şəklində ifadə olunar.

(12.2)-düsturuna görə birinci qanuna belə də tərif vermək olar: *Sistemin daxili enerjisinin artımı onun aldığı istilik miqdarı ilə xarici qüvvələrin sistem üzərində gördüyü işin cəminə bərabərdir*.

(12.1) və (12.2) ifadələrindən görünür ki, istilik miqdarını da iş və enerji vahidləri ilə ifadə etmək olar. Beynəlxalq sistemdə (BS) istilik miqdarı Coullara ölçülür.

Tarixi olaraq istilik miqdarını kalori adlanan vahidlərlə ölçmək qəbul olunmuşdur.

1q saf suyu 19,5 K-dan 20,5 K-ya qədər qızdırmaq üçün lazım olan istilik miqdarı bir kalori (kal) adlanır. $10^3 \text{ kal} = 1 \text{ kkal}$ olur.

Təcrübi olaraq müəyyən edilmişdir ki, 1kalori 4,18C istiliyin mexaniki ekvivalenti adlanır. Əgər (12.2)-yə daxil olan kəmiyyətlər müxtəlif vahidlərlə ifadə olunmuşlarsa, onda onların bəzilərini uyğun ekvivalentlərə vurmaq lazımdır. Belə ki, Q – kalorilərlə, U və A isə Coullarla ifadə olduqda (12.2)-ni belə yazmaq lazımdır.

$$JQ = (U_2 - U_1) + A \quad (12.3)$$

Ancaq biz bundan sonra həmişə Q, A və U kəmiyyətlərinin eyni vahidlərlə ifadə olduqlarını fərz edərək, termodinamikanın birinci qanununu (12.2) şəklində yazacağıq. Elementar proseslər üçün (12.2)-i aşağıdakı kimi yazılır:

$$\Delta'Q = \Delta U + \Delta'A \quad (12.4)$$

Burada, $\Delta'Q$ - elementar istilik miqdarı, $\Delta'A$ -elementar iş, ΔU isə bu elementar proses zamanı sistemin daxili enerjisinin artımıdır. Xüsusi olaraq yadda saxlamaq lazımdır ki, $\Delta'Q$ və $\Delta'A$ kəmiyyətlərinə Q və A -nın artımları kimi baxmaq olmaz. Çünki sistemə verilən istilik miqdarı və sistemin gördüyü iş sistemin bir haldan başqa hala hansı yolla getməsindən asılıdır. Ona görə də nə Q ilə, nə də A ilə sistemin halını xarakterizə etmək olmaz. Bu səbəbdən də bu kəmiyyətlər tam diferensial deyildir. Daxili enerji isə sistemin bir haldan başqa hala hansı yolla keçməsindən asılı deyildir. Ona görə də ***daxili enerji sistemin hal funksiyası adlanır*** və tam diferensialdır.

Əgər sistem, sonsuz kiçik istilik miqdarı alıb, daxili enerjisini sonsuz kiçik dU qədər dəyişdirsə, onda onun gördüyü iş də sonsuz kiçik dA qədər olar. Bu halda, ***termodinamikanın birinci qanunu***

$$d'Q = dU + d'A \quad (12.5)$$

şəklində yazılar. Əgər söhbət sistemin halının sonlu dəyişməsindən gedirsə, yəni sistem 1 halından 2 halına keçirsə, (12.5) ifadəsini bütün 1-2 prosesi üçün inteqrallamaq lazımdır:

$$\int_1^2 d'Q = \int_1^2 dU + \int_1^2 d'A \quad (12.6)$$

Daxili enerjinin dəyişməsi prosesin keçdiyi yolun formasından yox,

yalnız sistemin başlanğıc və son hallarından asılıdır. Ona görə də yazmaq olar:

$$\int_1^2 d'Q = U_1 - U_2 + \int_1^2 d'A \quad (12.7)$$

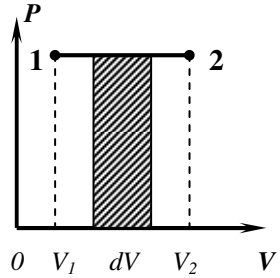
Ancaq heç vaxt

$$\int_1^2 d'Q = Q_2 - Q_1 \quad \text{və ya} \quad \int_1^2 d'A = A_2 - A_1 \quad (12.8)$$

yazmaq olmaz. Yuxarıda qeyd etdiyimiz kimi, buna səbəb Q və A -nın sistemin hal funksiyası yox, onun halının dəyişməsi prosesinin funksiyası olmasıdır.

Yenə də fərz edək ki, silindr daxilində, hərəkət edən porşen altında 1 mol ideal qaza istilik verməklə hər hansı genişlənmə prosesi aparırıq.

Deyək ki, qazın həcmi sonsuz kiçik dV qədər dəyişdikdə onun təzyiqi sabit qalır, $P = \text{const}$. Belə sonsuz izobarik prosədə görülmə işi



Şəkil 12.1

$$dA = PdV \quad (12.9)$$

kimi təyin edə bilərik. Şəkildən 12.1- dən göründüyü kimi, bu iş ədədi qiymətcə ştrixləşmiş kiçik duzbucaqlının sahəsinə bərabərdir. (12.9)-u V_1 -dən V_2 -yə qədər integrallasaq, alarıq:

$$\int_{V_1}^{V_2} PdV = P(V_2 - V_1) \quad (12.10)$$

Digər tərəfdən bilirik ki, ideal qazın daxili enerjisi $dU = C_v dT$ -dir. dA və dU -nün qiymətlərini $dQ = dU + dA$ ifadəsində nəzərə alsaq:

$$dQ = C_v dT + PdV \quad (12.11)$$

Bu da terodinamikanın I qanunun ifadələrindən biridir.

Ümumiyyətlə, qazın halını təyin edən parametrlərdən biri dəyişildikdə, qazın halı da dəyişmiş olur. Belə hal dəyişikliyini

termodinamik proses adlanır. Əgər *sistemdə proses getdikdən sonra o, öz əvvəlki halına qayıdırsa, belə proses qapalı proses, əks halda isə açıq proses* adlanır.

Yuxarıda yazdığımız termodinamikanın I qanunun riyazi ifadələri açıq proses üçün yazılmışdır.

Ümumiyyətlə, dörd cür termodinamik proses məlumdur: 1 - izoxorik, 2 - izobarik, 3 - izometrik və 4 - adiabatik. Əgər sistem bir neçə prosesdə iştirak etdikdən sonra öz əvvəlki halına qayıdırsa, onda onun daxili enerjisi $\oint dU = 0$ olar.

Qapalı prosesdə yekun iş və yekun istilik isə heç vaxt sıfıra bərabər olmur. Qapalı proseslər üçün

$$\oint dQ = \oint dA \quad (12.12)$$

kimi yazılır, çünki $\oint dU = 0$ -dir. Burada $\oint$ – işarəsi integrallamanın qapalı kontur üzrə aparıldığını göstərir.

Əslində termodinamikanın I qanunu enerjinin saxlanması qanunun xüsusi halıdır.

Bu qanuna görə, *xaricdən enerji almadan və ya öz enerjisini sərf etmədən işləyə bilən daimi mühərrik qurmaq qeyri mümkündür*. Bu o deməkdir ki, gördüyü iş xaricdən aldığı enerjiden çox olan, periodik işləyən mexanizm (mühərrik) qurmaq mümkün deyil. Xəyalən təsəvvür olunan belə mexanizm *birinci növ daimi mühərrik* adlanır. Ona görə termodinamikanın I qanununa bəzən «*birinci növ perpetuumobil (daimi mühərrik) qurmaq qeyri-mümkündür*» kimi də tərif verirlər. Termodinamik proseslərdən ən mürəkkəbi adiabatik prosesdir.

§ 12.2. Adiabatik proses. Puasson tənliyi

Xarici mühitlə heç bir istilik mübadiləsi baş verməyən qazda gedən prosesə adiabatik proses deyilir. Bu halda, $dQ = 0$ olur və termodinamikanın I qanunu

$$dU + dA = 0 \quad (12.13)$$

şəklində yazılır. Buradan $dA = -dU$ olur.

Sistem adiabatik genişləndikdə soyuyur, adiabatik sıxıldıqda isə qızır. İndi adiabatik genişlənən qazın həcmi ilə təzyiqi arasında əlaqə yaradaq. Bu məqsədlə termodinamikanın I qanununun

$$C_V dT + p dV = 0 \quad (12.14)$$

ifadəsindən istifadə edək. 1 mol ideal qaz üçün yazılmış Klapeyron-Mendeleyev tənliyini diferensiallayaq

$$p dV + V dp = R dT \quad (12.15)$$

Buradan

$$dT = \frac{p dV + V dp}{R} \quad (12.16)$$

alınır. (12.16) ifadəsini (12.14)-də nəzərə alıb, bəzi əməliyyatlar aparsaq

$$\frac{dp}{p} + \frac{C_p}{C_V} \frac{dV}{V} = 0 \quad (12.17)$$

ifadəsini alırıq. $\frac{C_p}{C_V} = \gamma$ olduğunu nəzərə alsaq,

$$\frac{dp}{p} + \gamma \frac{dV}{V} = 0 \quad (12.18)$$

olar. Bu tənliyi inteqrallamaqla

$$\ln p + \gamma \ln V = \ln c \quad \text{və ya} \quad p V^\gamma = c \quad (12.19)$$

ifadəsini almaq olar. Bu ifadə **Puasson tənliyi** adlanır.

İndi də adiabatik genişlənən qazın həcmi ilə temperaturu arasında əlaqə yaradaq.

$$p = \frac{RT}{V} \quad (12.20)$$

tənliyini $C_V dT + p dV = 0$ ifadəsində nəzərə alıb, bəzi riyazi əməliyyatlar apardıqdan sonra,

$$\frac{R \cdot dV}{C_V \cdot V} = - \frac{dT}{T} \quad (12.21)$$

alırıq. Buradan

$$\frac{R}{C_V} = \frac{C_p - C_V}{C_V} = \frac{C_p}{C_V} - 1 = \gamma - 1 \quad (12.22)$$

olduğundan

$$(\gamma - 1) \frac{dV}{V} = - \frac{dT}{T} \quad (12.23)$$

yazmaq olar. Əgər qazın həcmi V_1 –dən V_2 –yə qədər dəyişirsə, onda temperatur T_1 –dən T_2 –yə qədər dəyişər. Bu şərt daxilində (12.23)-ü integrallayaq.

$$\int_{V_1}^{V_2} (\gamma - 1) \frac{dV}{V} = - \int_{T_1}^{T_2} \frac{dT}{T} \quad (12.24)$$

Buradan da

$$(\gamma - 1) \ln \frac{V_2}{V_1} = \ln \frac{T_1}{T_2} \quad (12.25)$$

və ya

$$T_1 V_1^{\gamma-1} = T_2 V_2^{\gamma-1} \quad (12.26)$$

Axırıncı ifadəni

$$TV^{\gamma-1} = \text{const} \quad (12.27)$$

kimi də yazmaq olar. Bu tənlik ideal qazda gedən adiabatik proses üçün ***Puasson tənliyidir.*** Deməli, ***Puasson tənliyinə görə, qazın temperaturu adiabatik genişləmə prsesində azalır, sıxılma prosesində isə yüksəlir.***

(12.26)-nı aşağıdakı kimi də yazmaq olar:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma-1} \quad (12.28)$$

§12.3. Müxtəlif izoproseslər zamanı genişlənən qazın gördüyü iş

1. İzobarik proses. Sabit təzyiqdə ($p = \text{const}$) gedən proseslərə izobarik proses deyilir.

Fərz edək ki, götürdüyümüz sistem 1 mol ideal qazdır. Təzyiq sabit qaldıqda genişlənən qazın həcm artımı dV , görülən iş isə

$$A = \int_{V_1}^{V_2} p dV = p(V_2 - V_1) \quad (12.29)$$

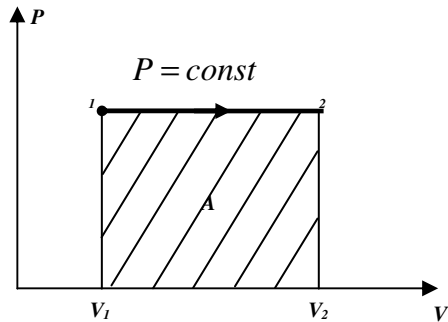
olar. İzobarik proses üçün termodinamikanın I qanunu

$$Q = \Delta U + P\Delta V \quad (12.30)$$

kimi yazılır. Belə proses zamanı *qaza verilən istilik miqdarının bir hissəsi daxili enerjinin dəyişməsinə (qızımaya və ya soyumaya), digər hissəsi isə iş görülməsinə sərf olunur.*

İzobar

genişlənmə zamanı
görülən iş «müsbət»
işarəyə malik olur
(şəkil 12.2). Bu zaman
qaz xarici qüvvələrin
üzərində iş görür. Qaz
xarici qüvvələr
üzərində iş gördükdə



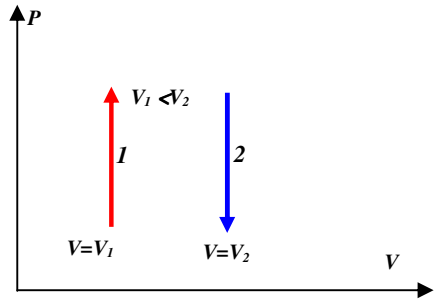
Şəkil 12.2

onun daxili enerjisi azalır və qaz soyuyur. İzobar genişlənmə zamanı isə görülən iş «müsbət» işarəyə malik olur. Bu zaman xarici qüvvələr qazın üzərində iş görür. Əgər xarici qüvvələrin işi A' ilə işarə olunarsa, $A' = -A$, yəni xarici qüvvələrin işi əks işarə ilə qazın gördüyü işə bərabərdir. Qaz üzərində iş görüldükdə onun daxili enerjisi artır və qaz qızır.

2. İzoxorik proses. *Sabit həcmdə ($V = \text{const}$) gedən proseslərə izoxorik proses deyilir.* Proses sabit həcmdə getdiyindən

$\Delta V = 0$ və ya $V_2 - V_1 = 0$ olur. Ona görə də görülmüş iş $A = 0$ olur.

Belə proses $P(V)$ diaqramında həcm müxtəlif qiymətləri üçün təzyiq oxuna paralel xətlər kimi göstərilir (şəkil 12.3). Burada, 1-izoxor qızma, 2-izoxor soyuma uyğundur. Hər iki halda $A=0$ olur və termodinamikanın I qanunu izoxor proses üçün



Şəkil 12.3

$$\Delta U = Q \quad (12.31)$$

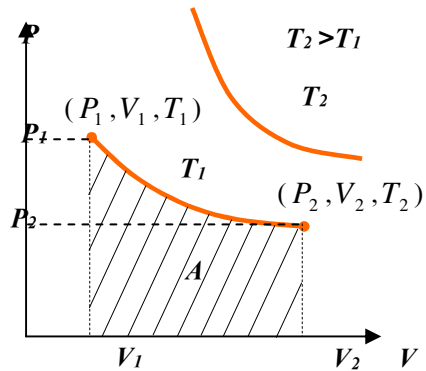
şəklini alır. ***İzoxor prosesdə verilən istilik tamamilə qazın daxili enerjisinin dəyişməsinə gedir.*** Belə proseslər texniki cəhətdən əlverişlidir və cisimlərin itkisiz qızdırılmasında istifadə olunur.

3. İzotermik proses. Sabit temperaturda gedən ($T = \text{const}$)

proseslərə izotermik proses

deyilir. Fərz edək ki, izotermik geniş-lənən qazın həcmi V_1 -dən V_2 -yə qədər dəyişir. Belə proses zamanı qazın daxili enerjisi dəyişməz qalır ($\Delta U = 0 \Rightarrow U = \text{const}$).

İzotermik proses üçün



Şəkil 12.4

qazın hal tənliyindən təzyiq ilə həcmın tərs mütənasib olması səbəbindən, belə prosesin $P(V)$ diaqramında qrafiki hiperbolaya uyğun gəlir (şəkil 12.4).

İzotermik proses üçün termodinamikanın I qanunu

$$A = \int_{V_1}^{V_2} p dV \quad (12.32)$$

şəklində ifadə olunur. Kalpeyron tənliyinə görə $p = \frac{RT}{V}$ olduğundan, 1 mol miqdarında qaz üçün

$$A = \int_{V_1}^{V_2} \frac{RT dV}{V} = RT \ln \frac{V_2}{V_1} \quad (12.33)$$

olar. İstənilən miqdarda qaz üçün isə

$$A = \frac{m}{\mu} RT \ln \frac{V_2}{V_1} \quad (12.34)$$

yazmaq olar.

İzotermik proseslər istiliyin itkisiz işə çevrilməsi məsələləri üçün olduqca aktualdır. ***İzotermik prosesdə qaza verilən istilik bütövlükdə iş görülməsinə sərf olunur.***

Müəyyən T temperaturunda izotermik prosesin baş verməsi qaza nisbətən böyük daxili enerjiyə malik eyni temperaturu xarici mühitin olmasını tələb edir. Xarici mühit tərəfindən kiçik enerji itkisi və ya qazancı onun temperaturunu dəyişə bilmir. Lakin bu proseslər çox kiçik sürətlə (ləng) getməlidir ki, zamanın hər bir anında xarici mühitlə işçi qaz tarazlığa gəlsin.

4. Adiabatik proses. Ətraf mühitlə istilik mübadiləsi ol-

madan ($Q = \text{const}$) **gedən proseslərə adiabatik proses deyilir.**

Yenə də fərz edək ki, adiabatik genişlənən qaz 1 mol miqdarındadır. Bu qazın həcmi V_1 –dən V_2 –yə dəyişdikdə, onun temperaturu T_1 –dən T_2 –yə dəyişir. Bu müddətdə görülən iş, $dQ = 0$ olduğu üçün $dA = -c_v \cdot dT$ və ya

$$A = - \int_{T_1}^{T_2} C_v dT = C_v \cdot (T_1 - T_2) \quad (12.35)$$

olar. Bu ifadənin şəklini dəyişək. Onda

$$A = C_v T_1 \left(1 - \frac{T_2}{T_1} \right) \quad (12.36)$$

alırıq. Burada, $C_v = R \cdot \frac{C_v}{R} = R \cdot \frac{C_v}{C_p - C_v} = \frac{R}{\gamma - 1}$ yazmaq olar.

Onda,

$$A = \frac{RT_1}{\gamma - 1} \cdot \left(1 - \frac{T_2}{T_1} \right) \quad (12.37)$$

olar. Bu ifadəni $\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma - 1}$ düsturunda nəzərə alsaq,

$$A = \frac{RT_1}{\gamma - 1} \cdot \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma - 1} \right] \quad (12.38)$$

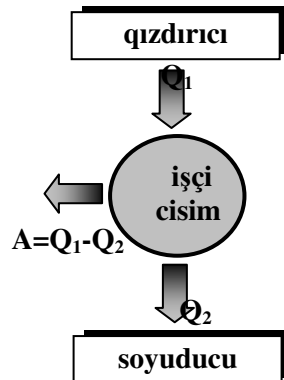
alınar. Bu - **adiabatik genişlənən qazın gördüyü işin ifadəsidir.**

Burada, $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$ adiabatik prsesin göstəricisi adlanır.

§12.4 Termodinamikanın ikinci qanunu

Termodinamikanın I qanunu təbiətin ən mühüm qanunlarından biri

164



Şəkil 12.5

olan enerjinin saxlanması qanununun xüsusi halı olub, özü də istilik enerjisi ilə mexaniki iş arasındakı ekvivalentliyi müəyyən edir.

Ancaq termodinamikanın I qanunu nə prosesin getdiyi istiqaməti, nə də başlanğıc şərtlərini müəyyən edə bilmədiyindən məhduddur. Bu çətinlikləri termodinamikanın II qanunu həll edir.

Termodinamikanın II qanununa müxtəlif təriflər verilmişdir:

İstilik öz-özünə həmişə temperaturu yüksək olan cisimdən temperaturu aşağı olan cismə axar (Klauzius).

İstilik yüksək temperaturlu cisimdən aşağı temperaturlu cismə keçdikdə iş görə bilər (Karno).

Yeganə nəticəsi istiliyin işə çevrilməsindən ibarət olan proses mümkün deyildir (Plank).

Sistemə daxil olan cisimlərdən ən soyuğunun istiliyini işə çevirə bilən maşın qurmaq mümkün deyildir (Kelvin).

Bunu izah edək. Fərz edək ki, qızdırıcıdan və işçi cisimdən ibarət olan istilik maşını var. Qızdırıcı Q_1 istiliyi verir və bu istilik tamamilə A işinə çevrilir. 2-ci qanuna görə belə istilik maşını mümkün deyildir. Real istilik maşınlarında qızdırıcıdan başqa mütləq soyuducu da olmalıdır. (şəkil 12.5). Belə istilik maşınlarında qızdırıcıdan alınan Q_1 istiliyinin müəyyən Q_2 qədər səmərəsiz olaraq soyuducuya verilir. İşə çevrilən istilik $A = Q_1 - Q_2$ olur. Ona görə də istilik maşınlarının faydalı iş əmsalı

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} \quad (12.39)$$

olur.

Əgər okean sularından istilik alıb işə çevirməklə bu suyun temperaturunu 0,1 dərəcə azaltmaq mümkün olsaydı, onda yer üzündə olan bütün maşın və mexanizmlərin 1500 il müddətində enerji ilə təmin edib işlətmək olardı. Belə maşın daimi mühərrik olardı.

Soyuducuya ehtiyacı olmadan qızdırıcıdan aldığı istiliyin hamısını tamamilə işə çevirən bilən maşınlara ikinci növ daimi mühərriklər deyilir. Bundan istifadə edərək termodinamikanın II qanununa belə də tərif verirlər: ***İkinci növ daimi mühərrik qurmaq***

mümkün deyildir (Osvald).

Termodinamikanın I qanunu həm makroskopik cisimlər üçün, həm də atom və molekullar üçün ödənilir. Termodinamikanın II qanunu isə yalnız makroskopik cisimlər üçün tətbiq oluna bilər. II qanuna görə ***təbiətdə bütün proseslər dönməyəndirlər.*** Bu II qanunun fiziki mənasını ifadə edir. İkinci qanuna verilən təriflərin ümumi cəhəti ondan ibarətdir ki, ***istilik öz-özünə istənilən istiqamətdə deyil, yalnız yüksək temperaturlu cisimdən alçaq temperaturlu cismə doğru axar.*** İstiliyin işə çevrilməsi ancaq bu cür prosesdə əmələ gəlir.

Termodinamik proseslər ***dönən*** və ***dönməyən*** olmaqla iki yerə ayrılır. ***Sistem bir haldan digər hala keçib, yenidən əvvəlki vəziyyətinə qayıdırsa və bu zaman nə sistemdə və nə də ətraf mühətdə heç bir dəyişiklik baş vermirsə, belə proses dönən adlanır.*** Buna misal sürtünməsiz hərəkət edən rəqqasın hərəkətini göstərmək olar.

Əgər sistem bir haldan digər hala keçib, yenidən əvvəlki halına qayıdırsa və bu zaman ya sistemdə və ya da ətraf mühətdə hər hansı dəyişiklik baş verirsə belə proses dönməyən proses adlanır.

Təbiətdə baş verən bütün real proseslər döyənməyəndirlər. Termodinamik sistemin dönən olması üçün əsas şərt prosesin tarazlıqda olmasıdır; yəni zaman keçdicə halını xarakterizə edən parametrlər (P, V, T) dəyişmirsə sistem tarazlıqda olur.

§12.5. Karno dövrü

İstilik maşının iş prinsipini ilk dəfə Fransız mühəndisi Sadi Karno öyrənmişdir. O, 1824-cü ildə çap etdiyi “Atəşin mexaniki qüvvəsi haqqında düşüncələr” adlı əsərində göstərirdi ki, qaz adiabatik və izotermik genişlənilib-sıxılaraq qapalı proses yaradırsa, istiliyin istədiyi cismə soyuq cismə axmasının qarşısını almaq qeyri-mümkündür.

Dönən dairəvi proseslər içərisində mühüm nəzəri əhəmiyyətə malik olan Karno dövrünü öyrənək.

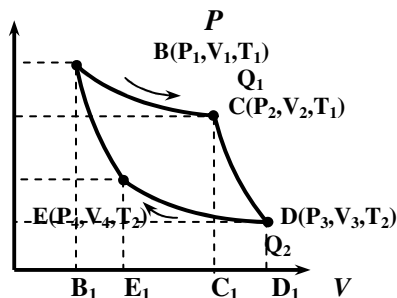
Karno dövrü bir-birinin ardınca gələn iki izotermik və iki

adiabatik prosesdən ibarətdir. Karno dövrü ideal istilik maşınında baş verir. Fərz edək ki, belə maşın silindir içərsində olan 1 mol ideal qazdır. Maşının qızdırıcısı və soyuducusu böyük istilik tutumuna malik olmalıdır. Bu ona görə lazımdır ki, qızdırıcı və soyuducu bir qədər istilik aldıqda və ya verdikdə onların temperaturu dəyişməsin.

Tutaq ki, qaz ilk halda parametirləri P_1, V_1, T_1 olan B halındadır. (şəkil 12.6) . Bu qazı izotermik olaraq genişləndirməklə C (P_2, V_2, T_1) halına gətirək. Bu halda qaz soyumasın deyə xaricdən ona Q_1 istiliyi verilir və bu zaman qaz üzərində A_1 işi görülür.

İndi bu qazı adiabatik genişləndirək və D(P_3, V_3, T_2) halına gətirək. Yenidən qazı izotermik sıxaraq E(P_4, V_4, T_2) halına gətirək.

Bu halda, qaz qızmasın deyə xaricə Q_2 istiliyi verilir və A_2 işi görülür. İndi qazı adiabatik olaraq elə sıxaraq ki, qaz əvvəlki B(P_1, V_1, T_1) halına gəlsin. Əvvəlki halına qaytarılmış qaz bütün dövr ərzində qızdırıcıdan Q_1 istiliyini alır və soyuducuya Q_2 istiliyini verir.



Şəkil 12.6

Bu zaman ədədi qiymətcə $BCDEB$ fiqurunun sahəsinə bərabər olan iş görülür.

Aydındır ki, izotermik genişlənmə və sıxılma zamanı görülən işlər aşağıdakı kimi olacaqdır:

$$Q_1 = A_1 = RT_1 \cdot \ln \frac{V_2}{V_1} \quad (12.40)$$

və

$$Q_2 = A_2 = RT_2 \ln \frac{V_3}{V_4} \quad (12.41)$$

Dövrün faydalı iş əmsalı, məlumdur ki,

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} \quad (12.42)$$

şəklində ifadə olunur. Bu düsturda (12.40) və (12.41)-i nəzərə

alsaq, onda:

$$\eta = \frac{T_1 \ln \frac{V_2}{V_1} - T_2 \ln \frac{V_3}{V_4}}{T_1 \ln \frac{V_2}{V_1}} \quad (12.43)$$

olar. Bilirik ki, adiabatik genişlənən qazın həcmi ilə temperaturu arasında $T_1 \cdot V_1^{\gamma-1} = T_2 \cdot V_2^{\gamma-1}$ əlaqəsi vardır. Bunu Karno dövrü üçün tətbiq etsək,

$$T_1 \cdot V_2^{\gamma-1} = T_2 \cdot V_3^{\gamma-1} \quad \text{və} \quad T_1 \cdot V_1^{\gamma-1} = T_2 \cdot V_4^{\gamma-1} \quad (12.44)$$

olduğunu yaza bilərik. Buradan da

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{V_3}{V_4} \quad (12.45)$$

alınar. Bunu (12.43)-də nəzərə alsaq,

$$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1} \quad (12.46)$$

olar. Burada, T_1 – qızdırıcının, T_2 – soyuducunun temperaturudur. Bu ifadədən görünür ki, Karno dövrü ilə işləyən maşının F.İ.Ə. işçi cismin cinsindən asılı olmayıb, yalnız maşının qızdırıcı və soyuducusunun mütləq temperaturundan asılıdır.

§12.6. Entropiya. Termodinamikanın ikinci qanununun statistik mənası

Termodinamikanın II qanunundan aydın oldu ki, qızdırıcıdan alınan istiliyin $A = Q_1 - Q_2$ qədəri faydalı iş çevrilir. Q_2 qədər istilik isə səmərəsiz olaraq soyuducuya verilir. Q_2 istiliyi kifayət qədər böyük olduğu üçün həmişə istilik maşınının F.İ.Ə. vahiddən kiçik olur ($\eta < 1$). Karno dövrünün faydalı iş əmsalının

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} \quad (12.47)$$

ifadəsindən görünür ki, hətta ideal istilik maşının F.İ.Ə. üçün də

$\eta < 1$ olur, çünki, $\eta = 1$ olması üçün $T = 0$ olmalıdır. Bu temperaturu isə (mütləq sıfır temperaturunu) aydındır ki, almaq mümkün deyildir. (12.47)-dən

$$\frac{Q_1}{T_1} = \frac{Q_2}{T_2} \quad (12.48)$$

yazmaq olar.

Cismə verilən istilik miqdarının qızdırıcının və ya soyuducunun mütləq temperaturuna olan nisbəti gətirilmiş istilik adlanır. (12.48)- i aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$\frac{Q_1}{T_1} - \frac{Q_2}{T_2} = 0 \quad (12.49)$$

Soyuducunun istilik miqdarını $(-Q_2)$ qəbul etsək, onda

$$\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} = 0 \text{ alınar.}$$

Karno dövrü (tsikli) üçün gətirilmiş istiliklərin cəbri cəmi sıfıra bərabərdir.

Dönməyən proseslə işləyən istilik maşınları üçün

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} < \frac{T_1 - T_1}{T_1} \text{ və ya } \frac{Q_1}{T_1} < \frac{Q_2}{T_2} \quad (12.50)$$

yazılır. Bunları birləşdirsək, yəni dönən və dönməyən proseslər üçün

$$\frac{Q_1}{T_1} \leq \frac{Q_2}{T_2} \quad (12.51)$$

olar. Alınmış bu ifadə daha ümumi şəkildə

$$\sum \frac{Q}{T} \leq 0 \quad (12.52)$$

yazılır. (12.52)-düsturunu çoxlu sayda elementar dairəvi proseslərdən təşkil olunmuş ixtiyari dairəvi prosesə tətbiq etdikdə, cəmi inteqrallama ilə əvəz etmək lazımdır.

$$\oint \frac{d'Q}{T} \leq 0 \quad (12.53)$$

Bu ifadə Klauzius bərabərliyi (bərabərsizliyi) adlanır.

İndi fərz edək ki, sistem 1 halından 2 halına A yolu ilə gedir və 2 halından 1 halına B yolu ilə qayıdaraq döən prosesi yerinə yetirir (şəkil 12.7). Bu zaman

$$(A) \int_1^2 \frac{d'Q}{T} + (B) \int_2^1 \frac{d'Q}{T} = 0$$

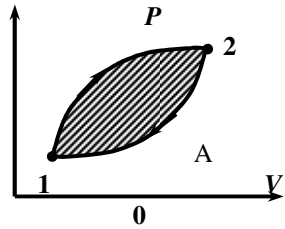
olar. Burada,

$$\int_1^2 \frac{d'Q}{T} = \int_2^1 \frac{d'Q}{T} = \int_1^2 \frac{d'Q}{T}$$

alırıq. Deməli, döən prosesi üçün $\int \frac{d'Q}{T}$ inteqralının qiyməti

sistemin 1 halından 2 halına hansı yolla keçməindən asılı deyildir. Bu o deməkdir ki, $\int \frac{d'Q}{T}$ inteqralı sistemin

halını təyin edən müəyyən bir funksiyanın dəyişməsini ifadə edir. Bu funksiyayı Klauzius sistemin **entropiyası** adlandırmışdır. Entropiyayı S hərfi ilə işarə edirlər. Entropiya Yunan sözü olub, dönmə, qayıtma, çevirmək deməkdir. Döən proseslər üçün entropiyanın dəyişməsi aşağıdakı kimi ifadə olunur:



$$\int_1^2 \frac{d'Q}{T} = S_2 - S_1 \quad (12.54)$$

Proses dairəvi və döənədirsə, $S_1 = S_2$ olduğu üçün

$$\int_1^2 \frac{d'Q}{T} = S_2 - S_1 = 0 \quad (12.55)$$

olar.

Sistemin entropiyası mahiyyətə istiliyin işə çevrilməyən hissəsini xarakterizə edir və mənbənin verdiyi istilik miqdarının onun temperaturuna olan nisbəti ilə xarakterizə olunur.

Entropiya

$$S = \frac{Q}{T} \quad (12.56)$$

şəklində ifadə olunur. Sistemin entropiyasının dəyişməsi çox kiçik olduqda

$$dS = \frac{d'Q}{T} \quad (12.57)$$

yazmaq olar. Bu ifadə termodinamikanın II qanunun riyazi ifadələrindən biridir. Buradan görünür ki, proses getdiyi müddətdə yalnız sistemin entropiyasının dəyişməsini hesablamaq olar. Sistemdə gedən proses həmişə entropiyanın artdığı istiqamətdə gedir.

Klauzius entropiyanı hərtərəfli araşdıraraq onun aşağıdakı xassələrini müəyyən etmişdir:

1. Bir neçə cisimdən təşkil olunmuş sistemin entropiyası, elə həmin cisimlərin entropiyasının cəminə bərabərdir.

2. Əgər izolə edilmiş sistemdə döən proseslər baş verirsə, onda onun entropiyası dəyişməyib sabit qalır, $\Delta S = 0$.

3. Əgər izolə edilmiş sistemdə dönməyən proses baş verirsə, onda onun entropiyası artır, $\Delta S > 0$.

4. Heç bir prosesin nəticəsində izolə edilmiş sistemin entropiyası azala bilməz, yəni $\Delta S \geq 0$.

Bu da elə Klauzius qeyri-bərabərliyidir.

Bütün həqiqi proseslər dönməyən olduqlarından, onların hamısı entropiyanın artması ilə baş verir.

Yalnız izolə olunmuş sistemin entropiyasının artmasına aparan proseslər mümkündür. Bu da termodinamikanın II qanunun ifadələrindən biridir. Termodinamik proseslərin dönməzlik xarakteri ən çox ehtimallı haldır. Deməli, entropiya ilə ehtimal arasında müəyyən əlaqə vardır. Bu əlaqəni Bolsman müəyyən etmişdir. Bolsmana görə sistemin entropiyası onun hər hansı halda olma ehtimalının natural loqarifması ilə düz mütənasibdir:

$$S = k \cdot \ln w \quad (12.59)$$

Burada, k – Bolsman sabiti, w – ehtimalı göstərir.

Bu nəticə termodinamikanın II qanununun statistik xarakterə

malik olduğunu göstərir. Yəni II qanun çoxlu sayda molekulardan ibarət qapalı sistemlərə tətbiq edildikdə doğru nəticə verir.

Nernst müəyyən etmişdir ki, istənilən sistemin entropiyası temperatur sıfıra yaxınlaşanda ($T \rightarrow 0$) sıfıra yaxınlaşır. Buna bəzən termodinamikanın 3-cü qanunu da deyirlər.

Xüsusi olaraq qeyd etmək lazımdır ki, entropiyanın artması yalnız izolə edilmiş sistemlərə, başqa sözlə çox, həm də sonlu sayda zərrəciklərdən ibarət olan sistemlərə (makrosistemlər) tətbiq oluna bilər. Bu prinsip nə sonsuz sistemlər, nə də az sayda molekulardan ibarət olan sistemlər üçün yaramır. Bu faktı nəzərə almadan termodinamikanın II qanununu bütün kainata tətbiq etmək səyi əsrin ortalarında bir çox filosofları; Klauziusu, Tomsonu və s. “Kainatın istilik ölmü” kimi yalançı nəzəriyyə yaratmağa gətirir. Yəni, istilik özbaşına isti cisimlərdən soyuq cisimlərə keçməsi nəticəsində get-gedə kainatın bütün hissə və cisimlərinin temperaturları bərabərləşər, Günəş və ulduzlar sönərlər və planetlərdə həyat mümkün olmaz.

“İstilik ölmü” kimi səhv nəticənin alınmasına səbəb, entropiyanın artması prinsipinin əsassız sistemə (kainata) tətbiq olunmasıdır. Deməli, termodinamikanın II qanununu sonsuz kainata tətbiq etmək olmaz. Başqa sözlə, sonlu izolə edilmiş sistem üçün doğru olan entropiyanın artması prinsipinin bütün kainata və ya onun sonsuz hissələrinə tətbiq oluna bilməz. Termodinamikanın II qanunu sonlu ölçülü qapalı sistemlərə tətbiq olunur.

XIII Fəsil

Real qazlar

§13.1. Van-der-Vaals tənliyi

Real qazlar ideal qaz qanunlarına təqribi tabe olurlar. Ona görə də ideal qazın hal tənliyi olan Mendeleyev-Klapeyron tənliyi real qazlara eyni ilə tətbiq edilə bilməz. Buna səbəb: a) real qaz molekullarının arasında ilişmə qüvvəsinin olmasıdır; b) real qaz molekullarının özlərinin müəyyən həcmərə, ölçülərə malik olmasıdır.

Real qazın hal tənliyini yazmaq üçün bu səbəbləri nəzərə almaq şərti ilə Mendeleyev-Klapeyron tənliyinə müəyyən əlavələr (düzəlişlər) etmək lazımdır. Klapeyron tənliyinə bu cür əlavələr edən alimlər çox olmuşdur. Bunların içərisində Van-der-Vaals xüsusi yer tutur. Van-der-Vaals Klapeyron tənliyinə iki kəmiyyət əlavə etmişdir. O kəmiyyətlərdən biri həcmə, digəri isə təzyiqə aiddir.



b

İdeal qaz molekullarının həcmi nəzərə alınmadığından Klapeyron tənliyinə daxil olan V – həcmi elə qazın yerləşdiyi qabın həcmidir. Real qazlarda isə molekullar müəyyən həcmə malikdirlər və ona görə də yerləşdiyi qabın həcmnin müəyyən hissəsini bu molekullar tutur (şəkil 13.1). Bu hissənin həcmi b ilə işarə etsək, onda b - molekulların özlərinin tutduqları həcmidir. Buna **maxsusı həcm** deyilir. $(V - b)$ -isə **sərbəst həcm** adlanır. Bu həcmi nəzərə alsaq, 1 mol qaz üçün Klapeyron tənliyi

$$P(V - b) = RT \quad (13.1)$$

şəklində ifadə olunur.

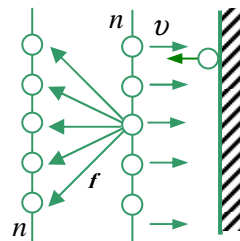
Real qaz molekulları arasında ilişmə qüvvələri olduğundan, onlar arasında əlavə təzyiqin əmələ gəlməsinə səbəb olur. Bu təzyiq

daxili və ya molekulyar təzyiq adlanır. Bu təzyiq real qazın sıxılmasını asanlaşdırır. Onda real qaz üçün, Klapeyron tənliyinə daxil olan P –xarici təzyiqin üzərinə P_l –molekulyar təzyiqi əlavə olunmalıdır. Bunu nəzərə alsaq (13.1) tənliyi

$$(P + P_l)(V-b) = RT \quad (13.2)$$

şəklində yazılır.

Qaz daxilində iki təbəqədə olan molekulalar arasında ilişmə qüvvəsinin olması (şəkil 13.2) nəticəsində yaranan daxili molekulyar təzyiqi bu təbəqələrdən olan molekulaların n_1 və n_2 sayları ilə düz mütənasib olur, yəni $P_l = \alpha n_1 n_2$. Əgər $n_1 = n_2$ olarsa, $P_l = \alpha n^2$ olar. Burada, α – mütənasiblik əmsəlidir.



Şəkil 13.2

Məlumdur ki, molekulaların sayı qazın sıxlığı ilə düz, həcmi ilə tərs mütənasibdir.

Yəni, $n \sim \frac{\rho}{V}$. Bunu nəzərə alsaq,

$$P_l = \alpha n^2 = \beta \rho^2 = \frac{a}{V^2} \quad \text{və ya} \quad P_l = \frac{a}{V^2} \quad (13.3)$$

(13.3) ifadəsini (13.2)-də nəzərə alsaq,

$$(P + P_l)(V-b) = RT = \left(P + \frac{a}{V^2} \right)(V-b) = RT$$

və ya

$$\left(P + \frac{a}{V^2} \right)(V-b) = RT \quad (13.4)$$

olar. **Bu tənlik 1mol miqdarında real qazın hal tənliyidir və Van-der Waals tənliyi adlanır.**

İstənilən miqdar qaz üçün real qazın hal tənliyi

$$\left(P + \frac{m^2}{\mu^2} \frac{a}{V^2} \right) \left(V - \frac{m}{\mu} b \right) = \frac{m}{\mu} RT \quad (13.5)$$

şəklində yazılır. Burada, a və b kəmiyyətləri Van-der-Vaals

sabitləri adlanır. $a = 1 \frac{Nm^4}{mol^2}$; $b = 1 \frac{m^3}{mol}$ ilə ölçülür.

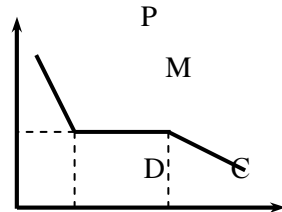
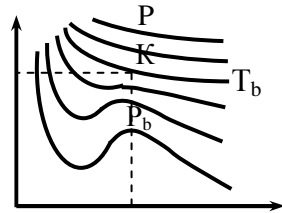
Əgər molekulların tutmuş olduqları həcm nəzərə alınmazsa, ideal qaz üçün $\frac{a}{V^2}$ və b sıfır olar və tənlik ideal qaz üçün Klapayron tənliyinə ($PV = RT$) çevrilir. Deməli, xüsusi bir halda real qaz halının tənliyi ideal qaz halının tənliyinə çevrilir.

§13.2. Van-der-Vaals izotermələri. Maddənin böhran halı

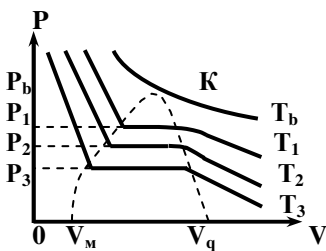
Van-der-Vaals tənliyi həcmə görə üç dərəcəli tənlikdir. Burada təzyiqin hər bir qiymətinə həcm üç qiyməti uyğun gəlir. Əgər (13.4)-ə əsasən p -nin V -dən asılılıq qrafikini müxtəlif temperaturlar üçün qursaq, şəkil 12.2-dəki ayrıləri alarıq. ***Bu ayrılərə Van-der-Vaals izotermələri deyilir. Hər bir əyri müəyyən temperatura uyğun gəlir.*** Yüksək temperaturlarda Van-der-Vaals izotermələri Boyl-Moriott izotermələrinə çevrilir. Şəkildə göründüyü kimi T_b böhran temperaturuna uyğun gələn əyri çökük və qabarığı olan ayrıləri, qabarıq və çöküklüyü olmayan ayrılərdən ayırır. Bu izotermə uyğun gələn həcm böhran həcmi - V_b , təzyiq böhran təzyiqi - P_b və temperatur böhran temperaturu - T_b adlanır. Bu kəmiyyətlərə ***böhran kəmiyyətləri*** deyilir.

Böhran izotermi üzərindəki K-nöqtəsi dönüş nöqtəsidir və ***böhran nöqtəsi*** adlanır.

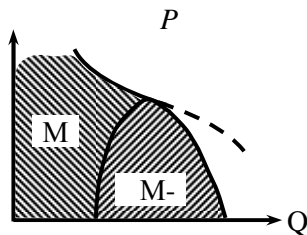
Van-der-Vaals izotermələrini təcrübə ilə almaq üçün porşeni



olan silindr daxilində 1 mol qaz götürək. Bu qazı $T = \text{const}$ olmaq şərtilə sıxsaq, onun təzyiqi artdıqca həcmi kiçilər (şəkil 13.3). Şəkildə əyrinin OC hissəsi bunu göstərir. Təcrübə böhran temperaturundan aşağı temperaturda aparılır. Həcmi V_C qiymətindən başlayaraq, qazın sıxılmasından asılı olmayaraq təzyiq dəyişmir (CD-hissəsi). Həcmi V_D -qiymətindən başlayaraq, çox kiçik sıxılma təzyiqin kəskin artmasına səbəb olur (DM-hissəsi). Burada, həcmi V_C -qiymətindən başlayaraq qaz mayeləşməyə başlayır. Qaz V_D qiymətində tamamilə maye halında olur. Maye halında çox kiçik sıxılma təzyiqin sürətlə artmasına səbəb olur. Deməli, əyrinin OC-hissəsi qaza, CD–hissəsi maye və qaza, DM-hissəsi isə maye halına uyğun gəlir. Buradan görünür ki, əyrinin OC və DM hissələri maddənin bir fazalı, CD hissəsi isə ikifazalı halına uyğundur. Təcrübü əyrilər, ancaq birfazalı halında nəzəri əyrilərə uyğun gəlir. Əyrinin düzxətt olan hissəsində (CD) maddənin qaz və maye fazaları arasında tarazlıq əmələ gəlir. **Öz mayesi ilə tarazlıqda olan qaz (buxar) doymuş buxar adlanır.** Şəkil 13.4-dən görünür ki, temperatur artdıqca doymuş buxarın təzyiqi artır və böhran temperaturunda P_b -na bərabər olur. Şəkildə qırıq-qırıq xətlərlə



□□kil 13.4



□□kil 13.5

göstərilən hissə ikifazalı hala uyğundur. Böhran temperaturundan yüksək temperaturda istənilən təzyiq altında maddə birfazalı olur. İstənilən qazı mayeləşdirmək üçün əvvəlcə bu qazı böhran temperaturuna qədər soyutmaq və sonra sıxmaq lazımdır.

Şəkil 13.4-dən görünür ki, temperatur artdıqca, doymuş buxarın təzyiqi artır və böhran qiymətinə çatır.

Şəkil 13.5-də gümbəz şəkilli əyri diaqramı üç hissəyə bölür. Burada (M-Q)-maye və qaz, M-maye və Q-qaz halını göstərir. Buxarlanma, kondensasiya, kristallaşma və ərimə **birinci növ faza keçidləri** adlanır. Bu zaman ya istilik udulur, ya da istilik ayrılır. **İkinci növ faza keçidləri** zamanı nə istilik ayrılması və nə də udulması baş vermir. 2-ci faza keçidlərində istilik tutumu sıçrayışla dəyişir.

İndi də böhran kəmiyyətlərini təyin edək. Bir mol qaz üçün Van-der-Vaals tənliyi

$$\left(P + \frac{a}{V^2}\right)(V - b) = RT \quad (13.6)$$

şəklində yazılır. Bu tənliyi V -həcmə görə həll etsək,

$$V^3 + \left(\frac{RT}{P} + b\right)V^2 - \frac{a}{P}V - \frac{ab}{P} = 0 \quad (13.7)$$

ifadəsini alırıq. Tutaq ki, tənliyin kökləri həqiqi və V_1, V_2, V_3 -ə bərabərdir. Onda,

$$(V - V_1)(V - V_2)(V - V_3) = 0 \quad (13.8)$$

yazmaq olar. Böhran temperaturunda $V_1 = V_2 = V_3 = V_b$ olduğundan, yuxarıdakını belə yazmaq olar:

$$(V - V_b)^3 = 0 \quad (13.9)$$

və ya

$$V^3 - 3V_b V^2 + 3V_b^2 V - V_b^3 = 0 \quad (13.10)$$

şəklində olar.

(13.7) düsturunu böhran parametirləri üçün yazaq:

$$V^3 - \left(\frac{RT_b}{P_b} + b\right)V^2 + \frac{a}{P_b}V - \frac{ab}{P_b} = 0 \quad (13.11)$$

(13.10) və (13.11) tənlikləri eyni bir halı xarakterizə etdiklərindən eyniyyət təşkil etməlidirlər. Onda bu tənliklərdə uyğun əmsallar bərabər olmalıdır. Deməli,

$$\left. \begin{aligned} 3V_b &= \frac{RT_b}{V_b} + b \\ 3V_b^2 &= \frac{a}{P_b} \\ V_b^3 &= \frac{ab}{P_b} \end{aligned} \right] \quad (13.12)$$

Bu tənlikləri birlikdə həll etsək, həcm, təzyiqin və temperaturun böhran kəmiyyətləri üçün aşağıdakı ifadələri alarıq:

$$V_b = 3b; \quad P_b = \frac{a}{27b^2}; \quad T_b = \frac{8 \cdot a}{27bR} \quad (13.13)$$

Beləliklə, V_b , P_b və T_b kəmiyyətləri bilavasitə Van-der-Vaalsın a və b düzəlişləri ilə ifadə olunur.

§13.3. Real qazın daxili enerjisi. Coul-Tomson effekti

Qazların molekulyar kinetik nəzəriyyəsindən bir nəticə olaraq çıxarmışdıq ki, qazın daxili enerjisi onun molekullarının nizamsız istilik hərəkətlərinin kinetik enerjilərinin cəmidir. Bu enerji qazın həcmindən asılı olmayıb ancaq onun temperaturundan asılı olan bir kəmiyyətdir.

Bir mol ideal qazın daxili enerjisi :

$$U = \frac{i}{2} RT = C_v T \quad (13.14)$$

Real qazın molekulları arasında qarşılıqlı təsir qüvvəsi olduğundan əlavə olaraq potensial enerjiyə də malikdir. Yəni ***real qazın daxili enerjisi potensial və kinetik enerjilərin cəminə bərabər olur.***

$$U_{real} = U_k + U_p \quad (13.15)$$

Aydın ki, real qazlar üçün də $U_k = C_v T$ –dir.

Real qaz genişləndikdə və ya sıxıldıqda molekullar arasındakı qarşılıqlı təsir qüvvələrinə qarşı iş görülür. Daxili qüvvələrə qarşı

görülən iş qazın potensial enerjisinin artmasına sərf olunur və

$$dA = P_1 dV = \frac{a}{V^2} dV \quad (13.16)$$

şəklində yazılır. Bu iş isə öz növbəsində qazın potensial enerjisinin dəyişməsinə bərabərdir.

$$dA = dU_p = \frac{a}{V^2} dV \quad (13.17)$$

Bu ifadəni integrallasaq,

$$U_p = \int \frac{a}{V^2} dV = -a \frac{1}{V} + C = -\frac{a}{V} + C \quad (13.18)$$

alırıq. Burada, C-integral sabiti sonsuz genişlənmiş qazın enerjisini göstərir və belə qaz üçün $C=0$ olur. Deməli, $U_p = -\frac{a}{V}$ olar.

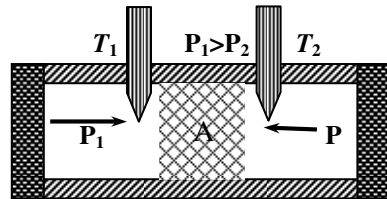
U_k və U_p qiymətlərini (13.15)-də nəzərə alsaq,

$$U_{real} = C_V T + \left(-\frac{a}{V} \right) = C_V T - \frac{a}{V} \quad (13.19)$$

olar. Buradan görünür ki, real qazın daxili enerjisi qazın mütləq temperaturundan başqa onun həcmindən də asılıdır.

Real qazın daxili enerjisinin onun həcmindən asılı olmasını təcrübədə müşahidə edən Coul və Tomson olmuşdur. Təcrübənin mahiyyəti aşağıdakı kimidir.

Hər tərəfdən istiliyi pis keçirən maddə ilə örtülmüş V borusunun içərsində, borunu iki hissəyə ayıran A tıxacı var. Bu tıxac məsaməlidir. Məsaməli tıxacda borunun bir tərəfindən digər tərəfə keçən qaz, adiabatik genişlənir. O, xariclə istilik mübadiləsində olmur. Bu zaman tıxacın hər iki tərəfində qoyulmuş t_1 və t_2 termometrləri genişlənən qazın temperaturunun dəyişdiyini göstərir (şəkil 13.6).

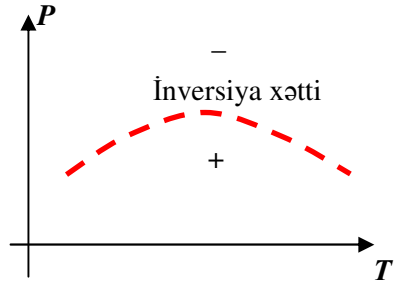


□□kil 12.6

Başlanğıc təzyiq və temperaturdan asılı olaraq, temperaturun dəyişməsinin işarəsi müsbət və mənfi ola bilər.

Qaz adiabatik genişlənmənin temperaturunun dəyişməsinə Coul-Tomson effekti deyilir. Əgər qazın temperaturu aşağı düşürsə ($\Delta T < 0$), effekt müsbət, əgər qaz qızırırsa ($\Delta T > 0$), effekt mənfi hesab edilir.

$P(T)$ diaqramında Coul-Tomson effektinin işarəsi şəkil 13.6-dəki kimi təsvir oluna bilər. Burada, qırıq xətlə təsvir olunan inversiya üzrə effekt «0»-a bərabərdir.



Şəkil 13.6

Coul-Tomson təcrübəsində qaz adiabatik ($Q=0$) genişləndiyi üçün enerjinin saxlama qanununa görə yazmaq olar:

$$U_1 + A_1 = U_2 + A_2 \quad (13.20)$$

Burada, U_1 və U_2 , uyğun olaraq, təzyiqləri P_1 və P_2 olan hissələrdəki daxili enerji, A_1 və A_2 isə görülən işlərdir. Borunun təzyiqi P_1 olan hissəsində yerləşən V_1 həcmli qazı tıxacın məsamələri arasından itələyib o biri tərəfə keçirmək üçün qaz üzərində görülən iş $A_1 = P_1 V_1$ olar. O biri tərəfdə isə qazın özünün gördüyü iş $A_2 = P_2 V_2$ olar. Bunları (13.20)-də nəzər salmaq:

$$U_1 + P_1 V_1 = U_2 + P_2 V_2$$

və ya

$$\Delta U = U_2 - U_1 = P_1 V_1 - P_2 V_2 \quad (13.21)$$

İndi də tıxacdan keçən qazın hansı hallarda soyuyub, hansı hallarda qızdığını izah edək.

Bunun üçün bəzi ideallaşdırılmış hallara baxaq.

a) Tutaq ki, tıxacdan keçirdiyimiz qazın molekulları arasında olan ilişmə qüvvələri yox dərəcəsindədir, yəni çox-çox azdır, lakin molekulların müəyyən həcmi vardır. Onda Van-der Waals tənliyi $P(V-b)=RT$ və ya $PV=Pb+RT$ şəklində olar. Bu şərt daxilində daxili enerji artımı,

$$\Delta U = P_1 V_1 - P_2 V_2 = (P_1 - P_2)b + (T_1 - T_2)R \quad (13.22)$$

şəklində yazıla bilər. Burada, $P_1 > P_2$ olduğundan $\Delta U > 0$ ola-
caqdır. Yəni, qazın daxili enerjisi artır və ona görə də qazın
temperaturu artır. Deməli, qaz molekulları arasında ilişmə qüvvəsi
olmadıqda, məsaməli tıxacdan keçərək genişlənən qaz qızmalır.

b) İndi də fərz edək ki, müşahidə apardığımız qazın mo-
lekulları arasında müəyyən ilişmə qüvvələri var, lakin molekulların
ölçüləri çox kiçik olduğundan onun məxsusi həcmi nəzərə alınmaya
bilir. Onda Van-der-Vaals tənliyi

$$\left(P + \frac{a}{V^2}\right)V = RT \text{ və ya } PV = RT - \frac{a}{V}$$

şəklində yazırlar. Bu halda, qazın daxili enerjisi

$$\Delta U = RT - \frac{a}{V_1} - RT + \frac{a}{V_2} = a \left(\frac{1}{V_2} - \frac{1}{V_1} \right) \quad (13.23)$$

qədər dəyişmiş olar. $V_2 > V_1$ olduğundan, $\Delta U < 0$ olar, bu da qazın
daxili enerjisinin azalması deməkdir. Yəni, məsaməli tıxacdan
keçən qaz soyuyur.

Real qazlar üçün ilişmə qüvvəsi və molekulların həcmi nəzərə
alındığı üçün bu soyuma və qızma yanaşı gedir.

Coul və Tosmon genişlənən qazın temperaturunun düşməsi
üçün $T_1 - T_2 = \alpha(P_1 - P_2) \left(\frac{273}{T_1} \right)^2$ şəklində düstur vermişlər. Burada

α -qazın növündən asılı kəmiyyətdir.

Dyuar və Linda, qazları soyutmaq üçün Coul-Tomson effek-
tindən istifadə etmişlər. Bu məqsədə nail olmaq üçün orta
temperaturda mənfi Coul-Tomson effekti verən qazları hər hansı
vasitə ilə inversiya temperaturundan aşağı temperatura qədər
soyutmaq, sonra isə boşluğa genişləndirmək prosesinə məcbur
etmək lazımdır.

XIV Fəsil

Mayelərin və bərk cisimlərin əsas xüsusiyyətləri

§ 14.1. Mayelərin quruluşu

Mayelər bir çox cəhətlərinə görə qazlara və bəzi cəhətlərinə görə bərk cisimlərə yaxındır. Mayelər qazlar kimi olduqları qabın formasını alır, bərk cisimlər kimi az sıxılırlar. Van–der–Vaals nəzəriyyəsinə görə bizə məlumdur ki, böhran halında maye və qaz fazaları biri–birinə keçir. Ona görə də normal şəraitdə olan mayeyə minimum həcmə qədər sıxılmış qaz kimi baxmaq olar. Lakin qazlardan fərqli olaraq mayelər sərbəst səthə malik olurlar və bu səth üzərində mayenin öz buxarları və hava molekulları olur. Maddənin maye fazası temperatur və təzyiqdən asılı olaraq həm qazlara, həm də bərk cisimlərə oxşayır. Mayelərin xassələri yüksək temperaturlarda qazlara, bərkimə temperaturuna yaxınlaşdıqca isə onların xassələri bərk cisimlərə daha çox oxşayır. Bərk cisimin molekulları yalnız öz tarazlıq vəziyyətləri ətrafında rəqsi hərəkət edirlər. Maye molekulları isə həm rəqsi, həm də irəliləmə hərəkətində olurlar. Bundan başqa, maye molekulları hər hansı bir tarazlıq vəziyyəti ətrafında müəyyən müddət rəqsi hərəkət etdikdən sonra sıçrayışla başqa bir vəziyyətə (yerə) keçir və yeni yerdə rəqsi hərəkətini davam etdirir.

Tarazlıq vəziyyəti ətrafında maye molekulunun rəqsi hərəkət etdiyi müddətə relaksasiya müddəti deyirlər.

Relaksasiya müddəti temperatur və təzyiqdən asılı olaraq dəyişir. Relaksasiya müddəti nə qədər çox olsa, molekulların eyni bir orta vəziyyət ətrafında rəqsi də stabil olur və maye bu cəhətdən bərk cismə daha çox oxşayır. Həm mayelər və həm də bərk cisimlər axıcılığa malikdirlər.

Mayelərdə molekulların yerləşməsi “*yaxın tərtib*” düzülüşü qanununa tabedir. Bu o deməkdir ki, maye molekulu yalnız onu

əhatə edən və çox da uzaqda olmayan molekullarla qarşılıqlı təsirdə olur.

Maye halının nəzəriyyəsinin işlənilməsində Y.İ.Frenkelin rolu böyükdür.

Frenkelə görə relaksasiya müddəti (τ)

$$\tau = \tau_0 e^{\frac{\Delta \varepsilon}{kT}} \quad (14.1)$$

şəklində ifadə olunur. Burada, τ – relaksasiya müddəti, τ_0 - molekulun tarazlıq vəziyyəti ətrafında rəqsi hərəkəti periodunun orta qiyməti, k – Bolsman sabiti, T – mütləq temperatur, $\Delta \varepsilon$ - molekulun aktivləşmə enerjisidir. τ -nu bilməklə, molekulun maye daxilindəki sürətini təyin etmək olar.

$\bar{v} = \frac{\vec{r}}{\tau}$ olduğunu (14.1) düsturunda nəzərə alsaq,

$$\bar{v} = \frac{\vec{r}}{\tau_0} \cdot e^{\frac{\Delta \varepsilon}{kT}} \quad (14.2)$$

olar.

Qazlarda olduğu kimi, mayelərdə də köçürmə hadisələri baş verir.

Mayelərdə diffuziya əmsalı qazlardakına oxşayır,

$$D = \frac{1}{6} v \cdot r \quad (14.3)$$

və ya (14.2) düsturunu (14.3) –də nəzərə alsaq,

$$D = \frac{1}{6} \left(\frac{r}{\tau_0} \right)^2 \cdot e^{\frac{\Delta \varepsilon}{kT}} \quad (14.4)$$

olar.

Mayelərdə daxili sürtünmə əmsalının temperaturdan asılılığı

$$\eta = A e^{\frac{\Delta \varepsilon}{kT}} \quad (14.5)$$

şəklində ifadə olunur. Neft və neft məhsullarının istilik keçirməsi üçün belə düsturdan istifadə etmək olar:

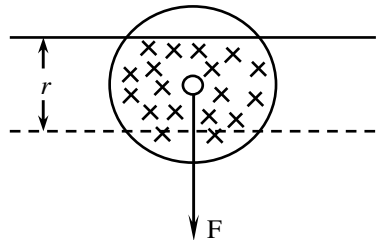
$$\lambda = B \cdot \frac{\rho}{\mu} \quad (14.6)$$

Burada, ρ – mayenin sıxlığı, μ - molekulun çəkisi, B - mayenin növündən asılı sabitdir. Neft üçün $B=0,1$ -dir.

§14.2. Mayelərin sərbəst səthi

Maddənin maye halı üçün axıcılıq, sıxılmamazlıq və sərbəst səthə malik olma xarakterikdir. Mayelərdə molekular arasındakı orta məsafə, qaz molekulaları arasındakı orta məsafəyə nisbətən, nəzərə alınacaq dərəcədə azdır. Ona görə də molekular arasındakı qarşılıqlı təsir qüvvəsi mayelərdə əhəmiyyətli rol oynayır. Mayenin səth layı öz xassələrinə görə mayenin daxili hissələrinin xassələrindən fərqlənir ki, bu da molekulyar hadisələrlə əlaqədardır. Maye daxilindəki molekul onu əhatə edən molekularla qarşılıqlı təsirdə olur. Qarşılıqlı təsir qüvvəsi statistik simmetrik olduğundan, sonda yekun qarşılıqlı təsir sıfıra bərabər olur. Məsafənin artması ilə qarşılıqlı təsir kəskin azaldığından, müəyyən məsafədən sonra molekular arasındakı cazibə qüvvəsini nəzərə almamaq olur. Bu məsafəyə *r- molekulyar təsir radiusu*, *r* radiuslu sferaya isə *molekulyar təsir sferası* deyilir. Deməli, *iki molekul arasında qarşılıqlı təsirin özünü göstərə bildiyi ən böyük məsafə molekulyar təsir radiusu, bu radiusla əhatə olunan sfera molekulyar təsir sferası adlanır.*

Molekulyar təsir radiusu bir neçə molekulun effektiv diametrinin qiyməti tərtibindədir. Hər bir molekul, mərkəzi verilmiş molekul ilə üst-üstə düşən, molekulyar təsir sferası məsafəsində yerləşən və onunla qonşu olan bütün molekular tərəfindən cəzb olunur. Məlumdur ki, maye səthindən *r* məsafədən uzaqda yerləşən molekul əyni təsir göstərən bütün bu qüvvələr orta



Şəkil 14.1

hesabla sıfıra bərabər olar (şəkil 14.1).

Maye buxarının sıxlığı mayenin sıxlığından bir neçə dəfə az olduğundan, maye səthindən kənarda qalan molekulyar təsir sferası hissəsindəki molekulaların sayı, sferanın maye səthindən altıda qalan hissəsindəkindən az olar. Nəticədə r qalınlıqlı maye səthindəki hər bir molekula, mayenin daxilinə yönəlmiş qüvvə təsir edir. Bu qüvvənin qiyməti daxili maye layından xarici maye layına doğru yönəlmiş istiqamətdə artır. Deməli, səth təbəsinin mayenin daxilinə doğru təzyiqi yaranacaqdır. Bu təzyiq **molekulyar təzyiq** adlanır. Molekulun maye dərinliyindən səth layına keçidi, səth layı qüvvələrinə qarşı görülən işlə əlaqədardır. Bu iş molekul tərəfindən onun malik olduğu ehtiyat kinetik enerji hesabına görülür və molekulun potensial enerjisinin artmasına sərf olunur.

Beləliklə, molekul səth layında əlavə potensial enerjiyə malik olur. Tarazlıq halı minimum potensial enerjiyə malik olur. Tarazlıq halı minimum potensial enerjiyə uyğun gəldiyindən maye ən kiçik səthə malik forma, yəni kürə formasını alır. Maye səthi enerjiyə malik olduğundan öz səthini kiçiltməyə çalışır, özünü sıxılmağa çalışan, gərilmiş elastiki pərdə kimi aparır.

Deməli, mayenin səth layının bütün molekulaları mayenin qalan hissəsindəki, yaxud həcmindəki molekulardan artıq enerjiyə malikdir. Buna görə də mayenin səth layında bu səth boyunca təsir edən molekulalar arasında cazibə qüvvəsi yaranır. Maye səth layının sıxılmasına, yaxud azalmasına cəhd göstərən bu qüvvəyə **səthi gərilmə qüvvəsi** deyilir. Qüvvə sahəsinin təsir etdiyi səth layının qalınlığı bir neçə molekulalararası məsafə tərtibində, yəni $\sim 10^{-7}$ sm olur.

§ 14.3. Buxarlanma, kondensasiya və qaynama

Yuxarıda qeyd etdik ki, mayelər sərbəst səthə malik olurlar. Əlverişli şərait olduqda mayeni təşkil edən atom və molekulalar onun sərbəst səthini tərk edərək həmin səth üzərində buxar əmələ gətirilir. **Bu proses buxarlanma adlanır.** Buxarlanmanın baş

verməsi üçün mayeni təşkil edən atom və molekulların kinetik enerjisi həmin hissəcikləri sətdən qoparmaq üçün lazım olan enerjiden böyük olmalıdır.

Buxarlanma sərbəst olduqda, mayenin sərbəst səthini tərk edən atom və molekullar bütün istiqamətlərdə hərəkət edir. Bu zaman mayenin sərbəst səthi üzərində yaranan buxar ***doymamış buxar*** olur. Lakin elə hal (maye kip qapalı qabda olduqda) ola bilər ki, vahid zamanda mayenin sərbəst səthini tərk edən atom və molekulların sayı, həmin vaxtda mayenin sərbəst səthinə qayıdan atom və molekulların sayına bərabər olar. Bu hala ***dinamik tarazlıq halı*** deyilir.

Dinamik tarazlıq olduqda buxar doymuş, dinamik tarazlıq olmadıqda isə buxar doymamış olur.

Buxardan mayeyə keçən molekulların sayı əks istiqamətdə keçən molekulların sayından çox olduqda buxar ifrat doymuş buxar adlanır.

Yuxarıda qeyd etdik ki, molekulların buxar fazasından maye fazasına keçidi də baş verə bilər. Bu proses isə ***kondensasiya*** adlanır.

Mayenin temperaturunu artırıqda, temperaturun elə bir qiyməti olur ki, bu halda maye hissəciklərinin nəinki sərbəst səthdən, həm də mayenin bütün səthindən buxarlanması baş verir. ***Maye molekulları içərisində doymuş buxar olan qabarcıqlar şəklində mayenin sərbəst səthinə qalxaraq onu tərk etməsi hadisəsinə qaynama deyilir. Bu prosesin baş verdiyi temperatur isə qaynama temperaturu adlanır.***

Qaynama sabit təzyiqdə baş verdikdə qaynama temperaturu dəyişmir. Buna səbəb qaynama temperaturunda mayenin aldığı bütün istiliyin onun buxar fazasına keçməsi üçün lazım olan işə sərf olunmasıdır. Həmin bu istilik qaynama temperaturunda mayenin xüsusi buxarlanma istiliyidir:

Xüsusi buxarlanma istiliyi mayenin vahid kütləsini tamamilə buxara çevirmək üçün lazım olan istiliyə deyilir. Xüsusi buxarlanma istiliyi sabit kəmiyyət olmayıb mayenin temperaturu artdıqca azalır və böhran halında sıfıra bərabər olur.

§14.4. Mayelərin səthi gərilmə qüvvəsi

Vahid maye səthinin yaranması üçün sərbəst enerji ölçüsü olan müəyyən qədər işin görülməsi tələb olunur. Bu iş xüsusi səth enerjisini, yaxud səthi gərilmə əmsalını təyin edir.

Maye səthinin izotermik yaranması zamanı görülmən ΔA işinin, bu səthin ΔS sahəsinə olan nisbətinə bərabər olan kəmiyyətə **səthi gərilmə əmsalı** deyilir və α ilə işarə edilir:

$$\alpha = \frac{\Delta A}{\Delta S} \quad (14.7)$$

İndi isə fərz edək ki, AE tərəfi sərbəst olaraq yerini dəyişən bilən $ABDE$ düzbucaqlı çərçivəyə nazik maye təbəqə, yaxud maye pərdə çəkilməmişdir (şəkil 14.2). Maye pərdənin başlanğıc vəziyyəti A_1E_1 vəziyyətinə uyğun gəlir. Maye səthinin azalması zamanı çərçivə üzərində maye pərdəsi yerini h məsafəsi qədər dəyişir. Maye pərdəsini tarazlıqda saxlamaq üçün səthi gərilmə qüvvəsinə bərabər $\vec{F}$ qüvvəsi tətbiq etmək lazımdır. Bu zaman sərbəst enerjinin dəyişməsi hesabına

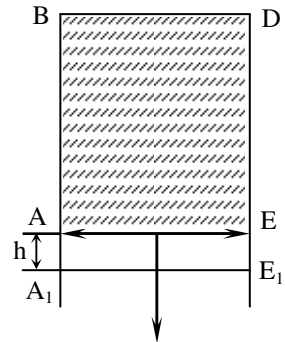
$$\Delta A = Fh \quad (14.8)$$

iş görülmə. Təcrübənin izotermik şəraitdə getdiyi fərz edildiyindən, $F = \text{const}$ olar. Əgər pərdənin AE tərəfinin uzunluğu l -ə bərabər olarsa, onda pərdənin sahəsinin dəyişməsi (nəzərə alsaq ki, maye pərdəsi çərçivədə iki tərəfə malikdir), yəni azalması

$$\Delta S = 2h \cdot l$$

olar.

Maye səthinin sərbəst enerjisinin dəyişməsi ədədi qiymətcə molekulyar qüvvələrin işinə bərabər olduğundan, (14.8) düsturundan alırıq:



Şəkil 14.2

$$\Delta A = \alpha \cdot \Delta S = \alpha \cdot 2h \cdot l \quad (14.9)$$

Bu bərabərliyin (14.8) ilə müqayisəsindən alarıq:

$$\alpha \cdot 2hl = \vec{F}h$$

Buradan isə

$$\alpha = \frac{\vec{F}}{2l} \quad (14.10)$$

alarıq. Burada, $\vec{F}$ -*səthi gərilmə qüvvəsidir*. Deməli, *səthi gərilmə əmsalı ədədi qiymətə maye səthindəki sərhəd xəttinin vahid uzunluğuna düşən səthi gərilmə qüvvəsinə bərabərdir*.

Səthi gərilmə qüvvəsi səth üzrə istənilən xətt elementinə normal və maye səthinə toxunan istiqamət üzrə yönəlir.

BS-də səthi gərilmə əmsalı N/m-lə ölçülür.

Səthi gərilmə əmsalı mayelərin kimyəvi tərkibindən və temperaturundan asılıdır.

Qeyd etdiyimiz kimi səthi gərilmə əmsalı temperaturdan asılıdır:

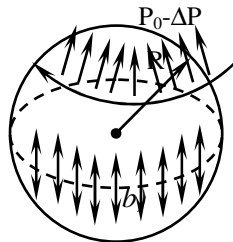
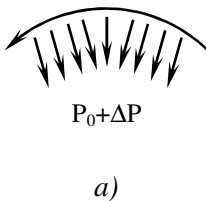
$$\alpha_T = \alpha_0 \left(1 - \frac{T}{T_\sigma} \right) \quad (14.11)$$

Burada, T_σ – mayenin böhran temperaturudur. $T_0 = T_\sigma$ olanda $\alpha = 0$ olar.

Deməli, *mayenin səthi gərilmə əmsalının sıfıra bərabər olduğu temperatura böhran temperaturu deyil*.

§14.5. Öyilmiş maye səthi altındakı təzyiq. Laplas düsturu

Müstəvi maye səthi malik olduğu həcmi ni kiçiltməyə çalışır. Maye səthinin müstəviliyi pozulduqda, yəni səthin əyriliyi zamanı (qabarıqlığı və çöküklüyü) maye səthi altında əlavə təzyiq yaranır. Daha doğrusu, müstəvi səth altındakı molekulyar təzyiqə nisbətən əlavə təzyiq yaranır (şəkil 14.3). Maye səthi qabarıq olduqda, əlavə təzyiq müsbət



Şəkil 14.3 Şəkil 14.4

(şəkil 14.3, a), çökük olduqda isə əlavə təzyiq mənfi olur (şəkil 14.3, b). Axırncı halda səth layı həcmi ni kiçiltməyə çalışarkən, mayeni gərir. Bu zaman yaranan əlavə təzyiqin qiyməti məlumdur ki, α səthi gərilmə əmsalının və səth əyriliyinin artması ilə artır. İndi isə sferik maye səthinə düşən əlavə təzyiqi hesablayaq. Bu məqsədlə sferik maye damcısını diametr müstəvisi üzrə fikrən iki yarım kürəyə ayırmaq (şəkil 14.4). Səthi gərilmə hesabına hər iki yarımkürə bir-birlərini bərabər qüvvə ilə qarşılıqlı olaraq cəzb edəcəklər:

$$\vec{F} = l\alpha = 2\pi R\alpha$$

Bu qüvvə hər iki yarımkürəni $S = \pi R^2$ səthi üzrə bir-birinə sıxdığına görə,

$$\Delta P = \frac{F}{S} = \frac{2\pi R\alpha}{\pi R^2} = \frac{2\alpha}{R}$$

şəklində əlavə təzyiq yaranar.

Sferik səthin əyriliyi hər bir nöqtədə eynidir və sferanın radiusu ilə təyin edilir. Məlumdur ki, R kiçik olduqca, sferik səthin əyriliyi bir o qədər böyük olar.

İxtiyari səth altındakı əlavə təzyiq

$$\Delta P = \alpha \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \quad (14.12)$$

düsturu ilə hesablanır və **Laplas düsturu** adlanır. Burada, α -səthi

gərilmə əmsalı, $\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right)$ - verilən nöqtədəki səth ayrılıyını təyin

edən ifadədir. R_1 və R_2 - ayrılık radiuslarıdır.

Əlavə təzyiq nazik borularda (kapilyarlarda) mayenin səviyyəsini dəyişə bildiyindən, onu bəzən kapilyar təzyiq adlandırırlar.

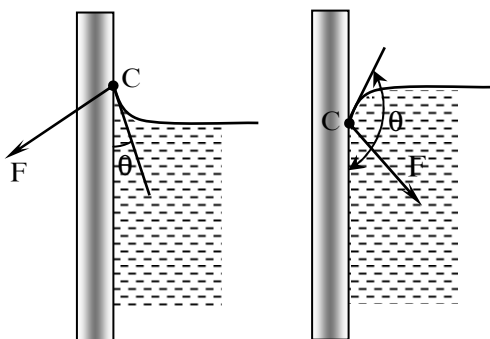
§14.6. Bərk cisimlə maye sərhəddində baş verən hadisələr. İslatma

Müxtəlif mühitlərin toxunma sərhədlərində baş verən hadisələri öyrənərkən nəzərə almaq lazımdır ki, mayenin yaxud bərk cismin səth enerjisi yalnız verilmiş mayenin yaxud bərk cismin xassəsindən asılı olmayıb, həmçinin onların həmsərhəd olduqları maddənin xassəsindən də asılıdır. Daha dəqiq desək, bir-biri ilə həmsərhəd olan, yaxud toxunan iki maddənin səth enerjisinə ayrı-ayrı səth enerjilərinin cəmi kimi baxmaq lazımdır.

Mayələr bərk cisimlərə nəzərən *isladan* və *islatmayan* olmaqla iki yerə bölünür.

Məsələn, şüşəyə və platina nəzərən su isladan, parafinə nəzərən isə islatmayan mayedir. Səth təbəqəsində olan maye molekulları bərk cismin səthindən uzaqda olduqda onlar mayenin aşağı laylarının molekulları və maye üzərindəki su buxarı molekulları ilə qarşılıqlı təsirdə olurlar.

Bərk cisim səthi yaxınlığında, məsələn, qabın divarı yaxınlığında maye səthi əyilir (şəkil 14.5 a,b). Qabda maye



Şəkil 14.5

səthinin aldığı forma **menisk** (hilal) adlanır. Şəkil 14.5 a-da **çökük menisk** (məsələn, şüşə qabdakı su səthi), şəkil 14.5 b -də isə **qabarıq menisk** (məsələn, şüşə qabdakı civə səthi) təsvir edilmişdir. Qabın divarına çox yaxın olan, yaxud ona toxunan maye molekulı mayenin başqa molekulı ilə yanaşı, həmçinin qabın divarının molekulı ilə də qarşılıqlı təsirdə olurlar. İndi isə maye molekulunun qabın divarı yaxınlığındakı C nöqtəsində olduğunu fərz edək. Əgər maye molekulı arasında qarşılıqlı təsir qüvvəsi qabın divarının molekulı ilə maye molekulı arasındakı qarşılıqlı təsir qüvvəsinə nisbətən az olarsa, onda sabit $\vec{F}$ qüvvəsi qabın divarına doğru, əks halda isə mayenin daxilinə doğru yönəlir (şəkil 14.5). Maye səthi tarazlıqda olduqda, $\vec{F}$ qüvvəsi səthə perpendikulyar istiqamətdə yönəlir. Şəkil 14.5 a-da maye səthinin divar boyunca yuxarı qalxması, bərk cismin maye tərəfindən islatmasına, şəkil 14.5 b-də isə maye səthinin divar boyunca aşağı enməsi islatmamasına uyğun gəlir. İslatmanın (və ya islatmamanın) kəmiyyətə qiymətini bərk cisimlə maye səthinin toxunduqları nöqtədəki **kənar bucağının** (θ) köməyi ilə təyin etmək olar.

Maye səthinin divarla kəsişdiyi nöqtədən çəkilmiş və maye səthinə toxunanla divarın arasında qalan bucağa **θ - kənar bucağı** deyilir. O, maye daxilindən hesablanır.

Deyilənlərdən belə nəticəyə gəlmək olar ki, bərk cismin maye tərəfindən isladan olması zamanı sərhəd bucağı $0 \leq \theta \leq \pi/2$ intervalında olur. $\theta = 0$ olduqda isə tam islanma baş verir. Maye isladan olmadıqda, kənar bucağı $\pi/2 \leq \theta \leq \pi$ intervalında olur. $\theta = \pi$ olduqda isə ümumiyyətlə islatma baş vermir.

§14.7. Kapillyarlıq hadisəsi

Əvvəlki paraqraflardan öyrəndiyimiz kimi, θ - **kənar bucağı**-nın mövcud olması, qabın divarı yaxınlığında maye səthinin əyilməsinə səbəb olur. Nazik boruda (kapilyarlarda), yaxud iki divar arasındakı ensiz aralıqda maye səthi bütövlükdə əyilmiş olur.

Maye yerləşdiyi qabın divarını islatdıqda səth **çökük** (şəkil 14.6, a), islatmadıqda isə **qabarıq** (şəkil 14.6, b) formada olur.

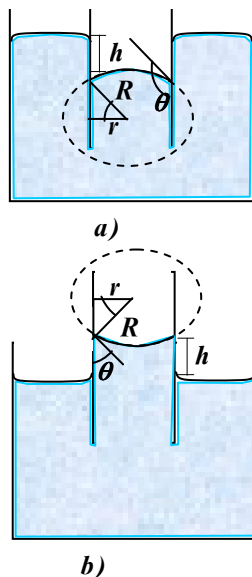
Qeyd etdiyimiz kimi, bu formada əyilmiş maye səthinə **menisk** (hilal) deyilir. Qabın en kəsiyi dairəvi olduqda, menisk müəyyən radiuslu sferanın bir hissəsi olur. Mayenin əyri səthi altındakı əlavə təzyiqin qiyməti bildiyimiz kimi, meniskin radiusundan, istiqaməti isə mayenin isladan və ya islatmayan olmasından asılıdır. Əgər kapilyarların bir tərəfini geniş qaba tökülmüş mayeyə batırısaq, bu zaman kapilyarlarda əyilmiş səth altında yaranan təzyiq geniş qabdakı müstəvi səth altındakı təzyiqdən ΔP qədər fərqlənəcəkdir. Nəticədə kapilyarın islanmasında zamanı onda olan maye səviyyəsinin hündürlüyü qabdakına nisbətən yuxarı, kapilyar islanmadıqda isə aşağı olacaqdır. Səthi gərilmə qüvvəsinin təsiri ilə kiçik diametrlili borularda maye sütununun hündürlüyündə dəyişmələr (əvvəlki hündürlüyə nəzərən qalxma və ya enmə) baş verir. Bu hadisə **kapilyarlıq** adlanır. Geniş mənada kapilyarlıq hadisəsi dedikdə mövcud səthi gərilmənin malik olduğu bütün hadisələr başa düşülür. O cümlədən, səthi gərilmənin yaratdığı təzyiq qeyd olunduğu kimi **kapilyar təzyiq** adlanır.

Borudakı maye səthində yaranan əlavə təzyiq maye sütununun h hündürlüyünü yaradaraq onun hidrostatik təzyiqi ilə tarazlaşır:

$$\rho gh = \frac{2\alpha}{R} \quad (14.13)$$

(14.3) düsturunda α -maye-qaz sərhəddindəki səthi gərilmə, R -meniskin əyrilik radiusudur. Şəkil 14.6 - dan da göründüyü kimi, meniskin R - əyrilik radiusunu θ - kənar bucağı və kapilyar borunun en kəsiyinin r - radiusu ilə ifadə etmək olar:

$$R = r / \cos \theta$$



Şəkil 14.6

Bu ifadəni (14.13) -də nəzərə alsaq və alınan düsturu h -a görə həll etsək, aşağıdakı yekun düsturu alarıq:

$$h = \frac{2\alpha \cos \theta}{\rho g r} \quad (14.14)$$

Göründüyü kimi, $\theta < \pi/2$ ($\cos \theta > 0$) olduqda, düsturda h müsbət olur, yəni maye kapillyar boru boyunca yuxarı qalxır, $\theta > \pi/2$ ($\cos \theta < 0$) olduqda isə, düsturda h mənfi olur, yəni maye kapillyar boru boyunca aşağı enir. Maye tam isladan olduqda, yəni $\theta = 0$ olduqda mayenin kapillyar boruda qalxma hündürlüyü aşağıdakı kimi olar:

$$h = \frac{2\alpha}{\rho g r} \quad (14.15)$$

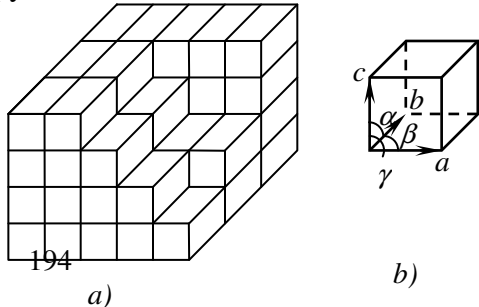
Deməli, *kapillyar boruda qalxan mayenin hündürlüyü borunun radiusu ilə tərs mütənasibdir. Bu qanun, Juren qanunu adlanır.*

§14.8. Kristal və amorf cisimlər

Bərk cisimləri maye və qaz halından fərqləndirən əsas cəhətlərdən biri bərk cisimin atom və molekulalarının sabit orta vəziyyət ətrafında rəqsi hərəkət etməsidir. Bərk cisimləri **kristal** və **amorf** olmaqla iki yerə ayırırlar.

Cismin kristal halını maye və qaz halından fərqləndirən xarakterik cəhəti, **anizotropluq** xassəsinin olmasıdır. **Anizotropluq dedikdə, bir sıra fiziki xassələrin (məsələn, mexaniki, istilik, elektrik, optik) istiqamətdən asılılığı başa düşülür.** Qeyd edək ki, eyni bir cismin kristalında müxtəlif istiqamətlərdə, cismi təşkil edən, atom və molekulaların təkrarlanma periodikliyi müxtəlif olduğundan fiziki xassələrin qiymətləri də müxtəlif olur.

Fiziki xassələri bütün istiqamətlərdə eyni olan cismə izotrop cisim deyilir. İzotrop cisimlərə misal olaraq əksər mayeləri və amorf bərk cisimləri

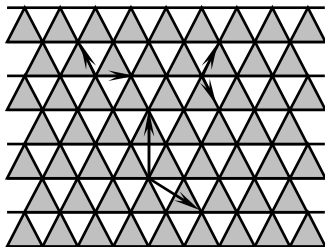


Şəkil 14.7

(məsələn, şüşə, rezin, qətran, bitum və s.) göstərmək olar. Kristalların anizotropluğu xassəsinə malik olması, onları təşkil edən atom və molekulların fəza qəfəsin-dəki nizamlı düzülüşü ilə (müxtəlif istiqamətlərdə müxtəlif olmaqla) əlaqədar-dır. Kristal cisimlər simmetrik olan müstəvi üzlərlə əhatə olunmuş həndəsi cisimlərdir. Kristallarda, onları təşkil edən atom və molekullar simmetrik düzülərək fəza qəfəsi yaradırlar. Kristal cisimlər adətən iki formada müşahidə olunur: **monokristal** və **polikristal**.

Müxtəlif üsullarla ərinti və məhlullardan kristalların alınması zamanı yaradılan temperatur qradienti (ərintinin soyudulması zamanı), alınan maddənin kristallaşma sürətinə uyğun gəldikdə və vahid kristallaşma mərkəzi hesabına kristallaşma baş verdikdə, alınan maddə monokristal, əks halda isə polikristal olur. Təbiətdə bəzi mineralların monokristalları təbii halda müşahidə olunur.

Kristal atomlarının nizamlı düzülüşü dedikdə, atomların (yaxud molekulların) düzgün həndəsi formaya malik olan fəza qəfəsinin düyün nöqtələrində yerləşməsi başa düşülür. Kristal bütövlükdə, **elementar kristal qəfəs adlanan**, eyni quruluş elementinin üç müxtəlif istiqamətlərdə çoxsaylı təkrarlanması yolu ilə almaq olar (şəkil 14.7a). Kristal qəfəsin a , b və c tillərinin uzunluqlarına kristalın identiklik periodu, yaxud təkrarlanma periodu deyilir.



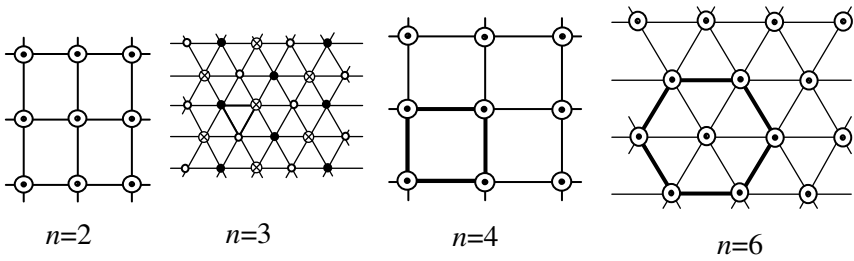
Şəkil 14.8

Kristal qəfəs üç a , b və c vektorları üzərində qurulan və ədədi qiymətə indentiklik perioduna bərabər olan paralelepipeddən ibarətdir. Bu paralelepiped a , b və c tillərindən başqa, eləcə də bu tillər arasındakı α , β və γ bucaqları ilə xarakterizə olunur (şəkil 14.7b).

Elementar kristal qəfəs müxtəlif formada seçilə bilər (şəkil 14.8).

§14.9. Kristalların təsnifatı

Kristal qəfəs müxtəlif formalı simmetriyaya malikdir. Kristal qəfəsin simmetriyası dedikdə, bir neçə fəza yerdəyişməsi zamanı kristalın öz-özünü təkrarlanması xassəsi başa düşülür. İstənilən kristal qəfəs identiklik periodu, müəyyən oxlara nəzərən dönməsi və müəyyən müstəvilərə nəzərən güzgü əks olunması zamanı öz-özünü təkrar edir. Əgər kristal qəfəs ixtiyari ox ətrafında $2\pi/n$ bucaq qədər dönersə, yaxud tam bir dövr zaman müddətində özü-özünü təkrarlayarsa, onda bu oxa n saylı **simmetriya oxu** deyilir. Kristallarda yalnız 2,3,4 və 6 sayda simmetriya oxları mövcuddur (şəkil 14.9).

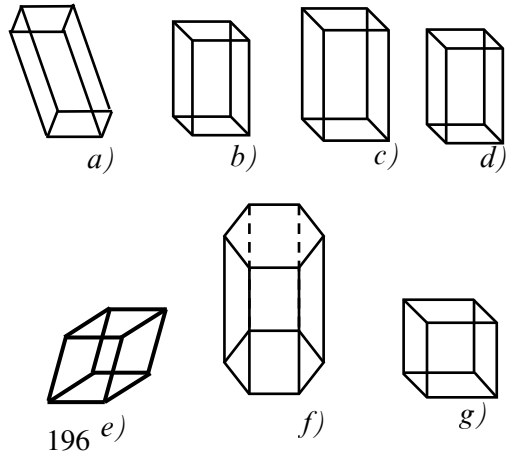


Şəkil 14.9

Şəkilə müxtəlif növ dairələrlə müxtəlif növ atomlar işarə edilmişdir. Güzgü əks olunması zamanı qəfəsin öz-özünü təkrarladığı müstəviyə **simmetriya müstəvisi** deyilir.

Simmetriyanın müxtəlif növlərinə kristal qəfəsin **simmetriya elementləri** deyilir.

Kristal qəfəs, bir qayda olaraq, eyni zamanda bir neçə simmetriya formasına malik olur. Ümumiyyətlə, **fəza**



Şəkil 14.20

qrupu adlanan, 230 simmetriya elementi kombi-nasiyası mümkündür. Bu fəza qrupları 32 sinfə bölünür. Bütün mövcud kristallar elementar qəfəs formasına görə yeddi kristalloqrafik sistemə bölünür. Bu sisteminlərin xarakterik cəhətləri aşağıdakılardır:

1. **Triklin sistem.** $a \neq b \neq c$; $\alpha \neq \beta \neq \gamma$. Elementar qəfəs korbucaqlı paralelepipeddir (şəkil 14.20 a).

2. **Monoklin sistem.** $a \neq b \neq c$; $\alpha = \gamma = 90^\circ$; $\beta \neq 90^\circ$. Elementar qəfəs əsasını paraleloqram təşkil edən, düz formalı prizmadır (şəkil 14.20 b).

3. **Rombik sistem.** Bütün bucaqlar düz bucaq, tilləri isə müxtəlifdir. $a \neq b \neq c$; $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$. Elementar qəfəs düzbucaqlı paralelepipeddir (şəkil 14.20 c).

4. **Tetraqonal sistem.** Bütün bucaqları düz bucaqdır, parametrlərdən ikisinin qiyməti eynidir: $a = b \neq c$; $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$. Elementar qəfəs kvadrat əsaslı düz prizma formasındadır (şəkil 14.20 d).

5. **Romboedrik (yaxud triqonal) sistem.** Elementar qəfəsin bütün tilləri və bu tillər arasında qalan bucaqlar eynidir və düz bucaqdan fərqlidir: $a = b = c$; $\alpha = \beta = \gamma \neq 90^\circ$. Elementar qəfəs sıxılmadan yaxud dioqonal boyunca dartılaraq deformasiya olunmuş kub formasındadır (şəkil 14.20 e).

6. **Heksaqonal sistem.** Elementar qəfəsin tilləri və onlar arasında qalan bucaqlar aşağıdakı şərti ödəyir: $a = b \neq c$; $\alpha = \beta = 90^\circ$ $\gamma = 120^\circ$. Elementar qəfəs heksaqonal prizmadır (şəkil 14.20 f).

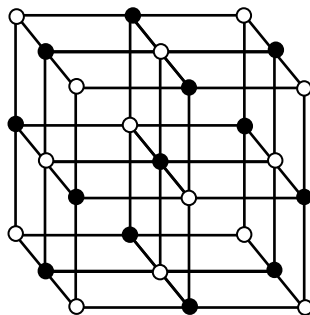
7. **Kubik sistem.** Bütün tillər eynidir, bütün bucaqlar düz bucaqdır: $a = b = c$; $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$. Elementar qəfəs kub formasındadır (şəkil 14.20 g).

§14.10. Kristal qəfəsin növləri

Kristal qəfəsin düyün nöqtələrində yerləşən hissəciklərin təbiətindən və onların arasında mövcud olan qarşılıqlı təsir qüvvəsinin xarakterindən asılı olaraq dörd kristal qəfəs növü və

uyğun olaraq dörd kristal növü müəyyən edilmişdir: ion, atom, metallik və molekulyar kristallar.

1. İon kristallar. İon kristalları-kubik kristallara aiddir və bu kristallarda fəza qəfəsinin düyünlərində bir-birinin ardınca müsbət və mənfi ionlar yerləşirlər. İonlar arasındakı təsir qüvvəsi elektrostatik qüvvələridir. Belə qəfəslər *heteropolyar* və ya *ion qəfəsləri* adlanır. İon kristal qəfəsinə əyani misal olaraq, şəkil 14.21-də təsvir edilmiş və kubik sistemə məxsus olan, daş duzun ($NaCl$) kristal qəfəsini göstərmək olar. Şəkildə ağ dairələrlə müsbət yüklü natrium ionları, qara dairələrlə isə mənfi yüklü xlor ionları təsvir edilmişdir.

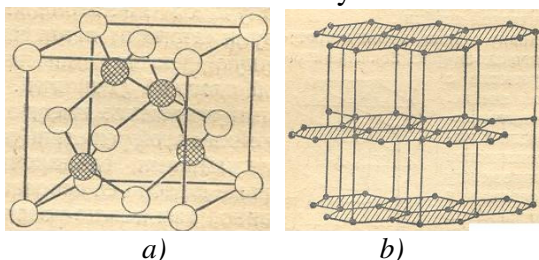


Şəkil 14.21

Qeyd etmək lazımdır ki, qaz halında $NaCl$ natrium ionlarının xlor ionları ilə cüt-cüt birləşmiş molekullarından ibarətdir. İon kristal, ionlardan ibarət olduğundan, kristala bütövlükdə nəhəng bir molekula kimi baxmaq olar.

2. Atom kristallar. Qəfəsin düyün nöqtələrində neytral atomlar yerləşirlər. Neytral atomlar arasındakı rabitəyə *homeopolyar*, yaxud *kovalent* rabitə deyilir. Heteropolyar rabitədə olduğu kimi, homeopolyar rabitə zamanı da qarşılıqlı təsir qüvvəsi elektrik (lakin Kulon qüvvəsi deyil) xarakterlidir. Bu qüvvələrin xarakteri mürəkkəb olduğundan, izahı yalnız kvant mexanikası əsasında verilə bilər.

Homeopolyar rabitə elektron cütü hesabına yaranır. Belə ki, iki atom arasında rabitənin təmin olunması üçün hər bir atomdan yalnız bir elektron iştirak edir. Buna görə də homeopolyar rabitə istiqamətə malik olur.

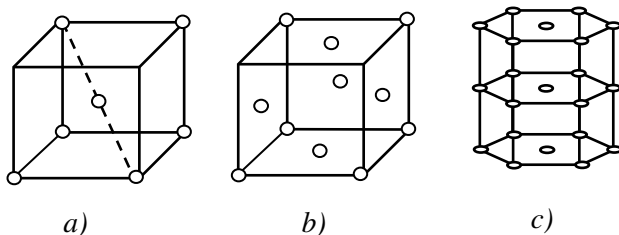


Şəkil 14.22

Qeyd edək ki, heterepolyar rabitə zamanı hər bir ion ona daha yaxın yerləşən bütün ionlara təsir edir. Homeopolyar rabitə zamanı isə qarşılıqlı təsir qüvvəsi yalnız elektron cütü iştirak edən atoma istiqamətlənir. Homeopolyar rabitə **valent elektronların**, yəni atomun nüvəsi ilə daha zəif rabitədə olan elektronların hesabına yaranır. Atom kristallarına tipik misal olaraq, eyni maddənin müxtəlif modifikasiyaları olan almaz və qrafiti göstərmək olar. Şəkil 14.22, a-da almazın, şəkil 14.22 b-də isə qrafitin kristal qəfəsi təsvir edilmişdir.

Kristal quruluşunun dəyişməsi maddənin fiziki –kimyəvi xassələrinin dəyişməsinə səbəb olur.

3. Metallik kristallar. Bu kristallarda, kristal qəfəsinin bütün düyün nöqtələrində metalın müsbət ionları yerləşir. Onların arasında qaz molekulları kimi, nizamsız olaraq sərbəst elektronlar hərəkət edir. Bu elektronlar kristal qəfəsdə müsbət ionları bir-birinə “bağlayırlar”, yəni bərkidici rol oynayırlar. Əks halda kristal qəfəs müsbət ionlar arasındakı itələmə (dəfətmə) qüvvəsinin təsiri altında dağılırdı. Bununla yanaşı, elektronlar da kristal qəfəs hüddudunda müsbət ionlar tərəfindən saxlanılır və onu tərk edə bilmirlər. Əksər metallar şəkil 14.23-də



Şəkil 14.23

göstərilən üç kristal qəfəs növündən birinə malik olur. (a-həcmə mərkəzləşmiş kub, b-üzdə mərkəzləşmiş kub, c-heksoqonal qəfəs).

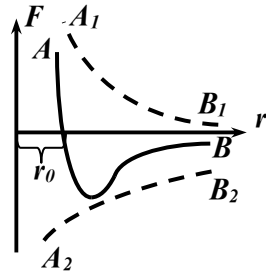
4. Molekulyar kristallar. Kristal qəfəsin düyün nöqtələrində müəyyən formada istiqamətlənmiş molekullar yerləşir. Kristalda molekullar arasındakı rabitə qüvvəsi təbiətə real qaz molekulları arasındakı cazibə qüvvəsi ilə eynidir. Buna görə də belə rabitə qüvvəsini **Van-der-Vaals qüvvəsi** adlandırırlar. Molekulyar kristal qəfəsi yaradan maddələrə misal olaraq: H_2 , N_2 , O_2 , CO_2 və H_2O -nu

göstərmək olar. Belə ki, adi buz və həmçinin quru buz molekulyar kristaldan ibarətdir.

§ 14.11. Bərk cisimin molekulyar qüvvələri

Kristal qəfəsinin dayanıqlı olması onu təşkil edən hissəciklər arasında cəzb etmə və itələmə qüvvələrinin olmasını göstərir.

Nəzəriyyə və təcrübələr göstərir ki, cəzb etmə qüvvəsinin hissəciklər arasındakı məsafədən asılı olaraq dəyişməsi həmin qüvvələrin təbiətindən asılıdır. Təsir qüvvəsinin zərrəciklər arasındakı məsafədən asılı olaraq dəyişməsi şəkildə göstərilmişdir (şəkil 14.24). A_1B_1 -əyrisi cəzb etmə, A_2B_2 - əyrisi itələmə, AB -əyrisi isə əvəzləyici qüvvəni göstərir. Bu asılılıq cəzb etmə qüvvəsi üçün



Şəkil 14.24

$$F_{r_1} = -\frac{b}{r^{m+1}} \quad (14.16)$$

dəfətmə qüvvəsi üçün

$$F_g = \frac{a}{r^{n+1}} \quad (14.17)$$

şəklində ifadə edilir.

Bu halda əvəzləyici qüvvə

$$F = \frac{a}{r^{n+1}} - \frac{b}{r^{m+1}} \quad (14.18)$$

olar. Burada $-a, b, m$ və n qarşılıqlı təsirdə olan zərrəciklərdən asılı olan sabit kəmiyyətlərdir.

Bərk cismi təşkil edən zərrəciklər arasında məsafəni bir qədər dəyişsək, əvəzləyici qüvvə $dA = Fdr$ qədər iş görər. Bu iş zərrəciklərin potensial enerjisinin azalmasına bərabər olur:

$$dA = -dW_p \quad \text{və ya} \quad \frac{dW_p}{dr} = -F \quad (14.19)$$

Burada, $r = r_0$ olanda $F = 0$ olur. Onda $\left(\frac{dW_p}{dr} \right)_{r=r_0} = 0$ olar.

Şəkildə göstərilən r_0 məsafəsi elə məsafədir ki, itələmə və cəzb etmə qüvvələri bir-birini tarazlaşdırır.

§ 14.12. Bərk cisimlərin istilik tutumu. Dülonq-Pti qanunu

Bərk və maye halında olan cisimlərin istidən genişlənmə əmsalları qazlarınkına nisbətən çox kiçik olduğundan onların sabit həcmdəki və sabit təzyiqdəki istilik tutumları bir-birindən az fərqlənirlər. Ona görə də onlardan birini öyrənməklə kifayətlənmək olar.

Fərz edək ki, götürdüyümüz cisim atomar fəza qəfəsinə malikdir. Belə qəfəsdə hər bir atom bir-birinə perpendikulyar üç istiqamətdə rəqsi hərəkət edə bilər. Yəni hər bir atomun sərbəstlik dərəcəsinin sayı üçə bərabərdir. Onda atomun bir sərbəstlik dərəcəsinə düşən tam enerji (kinetik və potensial enerjilərin cəmi),

$$E_0 = \frac{1}{2}kT + \frac{1}{2}kT = kT \quad (14.20)$$

olar. Burada, $E_k = E_p$ –dir (rəqsi hərəkətdə bu enerjilər eynidir).

Bir atomun tam enerjisi isə

$$E_1 = 3E_0 = 3kT \quad (14.21)$$

şəklində olar. Götürdüyümüz bərk cisim 1 mol miqdarında olarsa, onun daxili enerjisi

$$E = N_A E_1 = 3N_A kT = 3RT \quad (14.22)$$

şəklində olar. Onda bərk cisimin qram-atom istilik tutumu

$$C = \frac{dE}{dp} = 3R \quad (14.23)$$

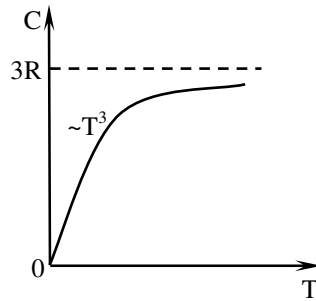
kimə ifadə olunur. Əgər $R \approx 2 \frac{\text{kal}}{\text{mol} \cdot \text{dr}}$ olduğunu nəzərə alsaq,

$$C = 6 \frac{\text{kal}}{\text{mol} \cdot \text{der}}$$

olar. Deməli, bütün kimyəvi bəsit bərk cisimlərin atom istilik tutumu kifayət qədər yüksək temperaturda $6 \frac{\text{kal}}{\text{mol} \cdot \text{der}}$ olur. Bu

qanun ***Dülonq və Pti qanunu*** adlanır. Bu qanunda görünür ki, bərk cisimlərin istilik tutumu temperaturdan asılı deyildir.

Bu qanunun bir çox maddələr üçün otaq temperaturunda çox yaxşı ödənilir (almazdan başqa). Lakin təcrübə göstərir ki, temperatur azaldıqca istilik tutumu da azalır və mütləq sıfırda sıfıra bərabər olur. Bu asılılığın xarakteri şəkil 14.25-də göstərilən formadadır. Mütləq sıfıra yaxın temperaturlarda bütün cisimlərin istilik tutumu T^3 -ə mütənasibdir və yalnız hər bir maddə üçün xarakterik olan, kifayət qədər yüksək temperaturda (14.23) düsturu ödənilir. Bunun səbəbi onunla izah olunur ki, enerjinin sərbəstlik dərəcələri arasında bərabər paylanma qanununu alçaq temperaturlarda rəqsi hərəkətə tətbiq etmək olmaz. Bu isə öz növbəsində istilik tutumunun klassik nəzəriyyəsinin məhdudluğunu göstərir.



Şəkil 14.25

Qeyd edək ki, $3R$ qiymətinə otaq temperaturunda əksər maddələr, almaz isə 1000°C -yə yaxın temperaturda çatır.

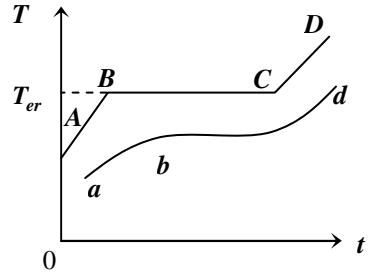
§ 14.13. Ərimə və bərkimə

Maddənin bərk haldan maye hala keçməsi prosesinə ərimə deyilir. Ərimə prosesi baş verdikdə maddənin temperaturu sabit qalır və bu temperatur ***ərimə temperaturu*** adlanır.

Ərimə hadisəsi kristal və amorf cisimlərdə eyni qaydada baş

vermir. Şəkil 4.26-dan göründüyü kimi ərimə prosesində temperaturun zamandan asılılıq qrafikindən kristalın ərimə əyrisi $ABCD$ formasında olduğu halda, amorf cismin ərimə əyrisi $abcd$ formasında olur və kristal bərk cismin sabit təzyiq altında müəyyən ərimə temperaturu (B nöqtəsi) olduğu halda, amorf bərk cisimlər də maye və bərk fazalarını biri-birindən kəskin şəkildə fərqləndirən belə bir temperatur yoxdur.

Kristalı qızdırmağa başladıda verilən istilik miqdarı hesabına temperatur AB xətti boyunca artır. B nöqtəsinə çatdıqda kristal əriməyə başlayır və C nöqtəsinə qədər bu temperatur sabit qalır. C nöqtəsindən maddə tamamilə maye halına keçir. BC parçasında temperaturun dəyişməməsinə səbəb udulan istilik miqdarının kristal qəfəslərinin dağılmasına sərf olunmasıdır.



Şəkil 14.26

Ərimə temperaturu xarici təzyiqdən asılıdır və bu asılılıq Klapeyron–Klauzius tənliyi ilə ifadə olunur.

$$\frac{dT}{dP} = T(V_2 - V_1)/q \quad (14.25)$$

Burada, V_1 və V_2 – uyğun olaraq maddənin bərk maye fazalarının xüsusi həcmli, T – ərimə temperaturu, q isə xüsusi ərimə istiliyidir.

Xüsusi ərimə istiliyi ərimə temperaturunda vahid kütləli bərk maddənin maye halına keçirmək üçün lazım olan istiliyə deyilir.

Maddənin maye fazasından bərk fazaya keçməsi prosesi isə bərkimə adlanır. Bərkimə prosesi ərimə prosesinin əksinə olan prosesdir. Mayeni kristallaşdırmaq üçün onu yavaş–yavaş soyutmaq lazımdır. Bu zaman verilən təzyiqdə maddənin maye və bərk fazaları tarazlıqda olmalıdırlar. Yuxarıda deyilənlərdən aydın olur ki, hər bir maddənin sabit təzyiqdə ərimə və bərkimə

temperaturları, eləcə də ərimə zamanı həmin maddənin udduğu istilik miqdarı ilə bərkimə zamanı ayrılan istilik miqdarı da biri-birinə bərabər olurlar.

§ 14.14. Bərk cisimlərin istilikkeçirməsi

İstilikkeçirmə haqqında, daşıma hadisələrinə baxılarkən danışılmışdır. Qeyd etmişdik ki, qərarlaşmış istilik axını zamanı istilik miqdarı Furiye tənliyi ilə təyin edilir:

$$Q = -\chi \frac{\Delta T}{\Delta x} \cdot \Delta S \cdot \Delta \tau \quad (14.26)$$

Təcrübə əsasında məlum olmuşdur ki, kristalların istilikkeçirmə əmsalı, temperaturla tərs mütənasib olaraq dəyişir. Ona görə də

$$\chi \cdot T = \text{const} \quad (14.27)$$

olur. Bu, *Eygen qanunudur*.

Qeyri–metal kristallar üçün həmin asılılığı Debay nəzəri olaraq almışdır.

Metallar elektriki yaxşı keçirdikləri kimi istiliyi də yaxşı keçirirlər. Metallarda istiliyi keçirən əsasən sərbəst elektronlardır. Metallarda, sərbəst elektronlardan əlavə kristal qəfəsini təşkil edən atomların rəqsi hərəkəti nəticəsində də istilik keçirilir. Ona görə də metallar üçün istilikkeçirmə əmsalı

$$\chi = \chi_e + \chi_r \quad (14.28)$$

şəklində təyin edilir. Burada χ_e elektron keçiriciliyi, χ_r isə qəfəsin payına düşən istilikkeçirmə əmsalıdır.

Qəfəs vasitəsilə istiliyin keçirilməsinə fononlarla keçirilən istilik də deyilir:

$$\chi_r = \frac{1}{3} \bar{\lambda} \cdot v \cdot c \quad (14.29)$$

Burada, $\bar{\lambda}$ - fononun sərbəst yolunun orta uzunluğu, v verilmiş cismin daxilində səsin sürəti, c - isə cismin vahid həcminə düşən istilik tutumudur.

III HİSSƏ

ELEKTROMAQNETİZM

XV Fəsil

Elektrostatika

§15.1. Elektrik yükü və onun saxlanması qanunu

Elektriklənmə maddənin xüsusi halıdır. Sürtünmə nəticəsində cisimlərin elektriklənməsi qədimdən məlum olsa da, elektrik haqqında təlimin əsası keçən əsrin əvvəllərində qoyulmuşdur. O dövrdən keçən vaxt ərzində bu təlim çox sürətlə inkişaf etmiş və müasir sivilizasiyanın atributlarından birinə çevrilmişdir.

Təbiətdə elektrikle bağlı olmayan hadisə tapmaq çətindir. Çünki bütün maddələrin əsasını təşkil edən atom və molekulların özləri əks işarəli elektrik yüklərindən təşkil olunub. Elektrik yüklərinin müasir elm tərəfindən müəyyən edilmiş əsas xassələri ilə tanış olaq.

Elektrik yükünün başlıca, fundamental xassəsi onun iki formada mövcud olmasıdır. Şərti olaraq onları *müsbət və mənfi yüklər* adlandırırlar. Təcrübədən məlumdur ki, *eyni adlı yüklər bir-birini itələyir, əks işarəli yüklər isə biri-birini cəzb edirlər*. Əks işarəli yüklərin mövcud olmasının səbəbi məlum olmasa da, bir şey aydındır ki, Kainat müsbət və mənfi elektirik yüklərinin tarazlığı sayəsində mövcuddur.

Elektrik yükünün ikinci fundamental xassəsi onun kvantlanması və ya diskret quruluşa malik olmasıdır. Məlum olduğu kimi atom müsbət yüklü nüvədən və onun ətrafında hərəkət edən mənfi yüklü elektronlardan ibarətdir.

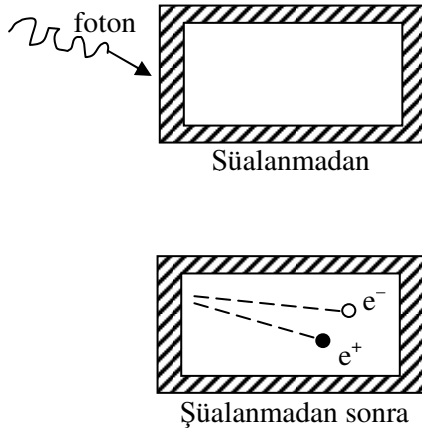
Elektronun yükü təbiətdə müşahidə olunan ən kiçik yükdür: $e = -1,6 \cdot 10^{-19}$ Kl., kütləsi isə $m = 9,1 \cdot 10^{-31}$ kq-dır. Ona görə də elektronun yükünə ümumiyyətlə, elektrik yükünün elementar kvantı kimi baxılır. **İxtiyari makroskopik yük tam sayda elektronların yükündən ibarətdir: $q = \pm ne$**

Burada, $n = 1, 2, 3, \dots$ tam qiymətlər qəbul edir. Buna **yükün diskretliyi və ya kvantlanması** deyilir. Yükün diskretliyi ilk dəfə Milligen təcrübələrində təsdiq olunub.

Qeyd etmək lazımdır ki, təbiətdə bu vaxta qədər kəşf olunmuş elementar hissəciklərin hamısının yükü ədədi qiymətcə elektronun yükünə bərabərdir. Məsələn, protonun, pozitronun, π – və k – mezonların və s. hissəciklərin yükünün işarəsinin müsbət olmasına baxmayaraq ədədi qiyməti elektronun yükü e -yə bərabərdir. Elementar hissəciklərin kütlələrinin elektronun kütləsindən bir neçə tərtib intervalında böyük olmasına baxmayaraq, yüklərinin eyni olmasının səbəbi məlum deyil. Sağlam düşüncəyə görə hər bir elementar yükü daha kiçik elementar hissələrdən ibarət hesab etmək olar. Belə olan halda nə üçün elektron, proton və başqa yüklü hissəciklər parçalanmır? Bu sual təbiətin sirri olaraq qalır.

Əksər hallarda təcrübədə alınan və ya rast gəlinən elektrik yükü miqdarca böyük olduğu üçün onun diskretliyini müşahidə etmək çətindir. Odur ki, bir çox hallarda elektrik yükünün paylanması kəsilməz qəbul olunur. Yükün diskretliyi o vaxt müşahidə oluna bilər ki, onun dəyişməsi çox kiçik olsun.

Məsələn, fotoeffektdə, atom və molekulların ionlaşması zamanı və s.



Şəkil 15.1

Elektrik yükünün üçüncü fundamental xassəsi onun saxlanmasıdır. Kainat yaranandan ondakı müsbət və mənfi yüklərin miqdarı eynidir. Bütövlükdə Kainat və ondakı hər bir cisim, kənar təsirlər yoxdursa, elektrik baxımından neytraldır. Odur ki, yalnız bir işarəli yük almaq mümkün deyil. Əgər bir cisim müsbət yüklənibsə, deməli, başqa bir cisim eyni miqdarda mənfi yük əldə edib. ***Əks işarəli elektrik yükləri bərabər miqdarda yaranır və bərabər miqdarda yox olur. Buna elektrik yükünün saxlanması qanunu deyilir.*** Əks işarəli yüklərin bərabər olması təbiətin universal simmetriklik xassəsinin təzahürlərindən biridir.

Fərz edək ki, izolə olunmuş qabdakı fəzada havadan asılı vəziyyətdə müxtəlif tozcuqlar var (şəkil 15.1). Kənardan qaba yüklü hissəcik daxil ola bilməz və qabdan kənara çıxı bilməz. Qabdakı fəzanı rentgen şüaları ilə şüalandıranda tozcuqlar elektornlarını itirərək müsbət yüklənəcək. Yaranmış müsbət və mənfi yüklərin miqdarı eyni olacaq. Elə ki, şüalanmanın təsiri kəsilir, elektronlar tozcuqlara qonaraq onların yükünü neytralaşdırır. Qab əvvəldən neytral idisə, şüalanma kəsildikdən sonra da bu halda qalır, elektrik yükü var idisə, onun miqdarı dəyişməz qalır.

Beləlikə, ***qapalı (izolə, təcrid olunmuş) sistemdəki elektrik yükünün miqdarı sabit kəmiyyətdir.*** Xüsusi halda əks işarəli yüklərin miqdarı bərabədirsə, sistem elektrik baxımından neytral olur. Buradan elektrik yükünün additivliyi bir nəticə kimi alınır. Yəni, ***ixtiyari sistemin tam yükü ona təsir edən hissəciklərin yükləri cəminə bərabərdir.*** Məsələn, ionun yükü onun nüvəsi ilə elektronların yükləri cəmindən ibarətdir.

Elektrik yükünün maraqlı xassələrindən biri də onun ədədi qiymətinin hesablama sisteminin seçilməsindən asılı olmamasıdır. Odur ki, yükün qiyməti onun hərəkət edib, etməməsindən asılı deyil və müxtəlif hesablama sistemlərinə nəzərən invariantdır.

Elektrik yükünün qiyməti onun hərəkət sürətindən asılı olsaydı, atomda nüvəyə nəzərən çox böyük sürətlə hərəkət edən elektronların yükü dəyişərdi və atom özbaşına neytrallığını itirərdi. Çox dəqiq təcrübələr göstərir ki, müxtəlif atomlar elektrik

yükü baxımından neytraldır. Həmişə *cisim daxilində olan elektrik yüklərinin cəmi sabit qalır*. Bu elektrik yüklərinin saxlanması qanunu adlanır.

Bu qanun riyazi olaraq: $Q = \sum_{i=1}^n q_i = \text{const}$ şəklində

ifadə olunur.

§15.2. Elektrik yüklərinin qarşılıqlı təsiri. Kulon qanunu

Təcrübələr göstərir ki, elektrik yükləri bir-birinə qarşılıqlı təsir edirlər. Məlum olmuşdur ki, *eyni adlı yüklər bir-birini dəf, müxtəlif adlı yüklər isə bir-birini cəzb edirlər*.

Elektrik yükləri arasındakı qarşılıqlı təsiri ilk dəfə kəmiyyətcə xarakterizə edən 1873-ci ildə fransız fiziki Ş.Kulon olmuşdur. Elektriklənmiş cisimlərin qarşılıqlı təsiri onların şəkil və ölçülərindən asılıdır. Ona görə də nöqtəvi yük anlayışından istifadə edirlər. *Nöqtəvi yüklər elə yüklərə deyilir ki, onların ölçüləri aralarındakı məsafəyə nəzərən çox kiçik olsun*. İstənilən yüklənmiş cismi çoxlu sayda nöqtəvi yüklərin cəmi kimi təsəvvür etmək olar.

Kulon müəyyən etmişdir ki: *iki nöqtəvi yük arasındakı qarşılıqlı təsir qüvvəsi bu yüklərin hasili ilə düz, aralarındakı məsafənin kvadratı ilə tərs mütənasib olub, bu yükləri birləşdirən düz xətt üzrə yönəlir*.

Kulon qanunu:

$$F = k \frac{q_1 \cdot q_2}{r^2} \quad (15.1)$$

şəklində yazılır. Burada, q_1 və q_2 – qarşılıqlı təsirdə olan nöqtəvi elektrik yükləri; r – onlar arasındakı məsafədir. Müəyyən edilmişdir ki, yüklər arasındakı qarşılıqlı təsir qüvvəsi bu yüklərin yerləşdikləri mühitin xassələrindən asılıdır. Bu o deməkdir ki, (15.1) düsturuna daxil olan k əmsalı həm ölçü sisteminin seçilməsindən, həm də mühitin xassələrindən asılıdır. Ona görə də

$k = \frac{K}{\varepsilon_m}$ götürmək daha məqsədə uyğundur. Burada, K –yalnız ölçü

sisteminin seçilməsindən asılıdır. ε_m – kəmiyyəti yüklər arasındakı qarşılıqlı təsir qüvvəsinin mühitdən asılılığını xarakterizə edir və ***mühitin mütləq dielektrik nüfuzluğu*** adlanır.

Mütləq dielektrik nüfuzluğu ε_m – i

$$\varepsilon_m = \varepsilon_0 \varepsilon \quad (15.2)$$

şəklində ifadə edirlər. Burada, ε_0 – ***elektrik sabiti*** adlanır. Onun qiyməti və vahidi yalnız ölçü sisteminin seçilməsi ilə təyin edilir. ε_0 –mühitdən asılı deyildir. ε – ***mühitin nisbi dielektrik nüfuzluğu adlanır və boşluqda götürülmüş elektrik yükləri arasındakı qarşılıqlı təsir qüvvəsinin bu yüklər mühitdə götürüldükdə aralarındakı qarşılıqlı təsir qüvvəsindən neçə dəfə böyük olduğunu göstərir.***

(15.2) ifadəsini nəzərə alsaq, Kulon qanunu

$$F = K \frac{q_1 \cdot q_2}{\varepsilon_m r^2} \quad (15.3)$$

və ya

$$F = K \frac{q_1 q_2}{\varepsilon \varepsilon_0 r^2} \quad (15.4)$$

şəklində yazılar.

$SQSE$ –vahidlər sisteminə $K = 1$, $\varepsilon_0 = 1$ götürülür və bu sistemdə Kulon qanunu

$$F = \frac{q_1 \cdot q_2}{\varepsilon r^2} \quad (15.5)$$

şəklini alır.

BS –də $K = \frac{1}{4\pi}$ olduğundan, bu sistemdə Kulon qanunu

$$F = \frac{1}{4\pi} \frac{q_1 q_2}{\varepsilon \varepsilon_0 r^2} \quad (15.6)$$

şəklində yazılır.

SQSE-də –elektrik yükünün vahidi **1 SQSE yük vahidi** qəbul edilir.

1 SQSE yük vahidi olaraq elə yük götürülür ki, bu yük boşluqda ondan 1 sm məsafədə götürülmüş özünə bərabər yükə 1 dina (dn) qüvvə ilə tə'sir etsin.

BS-də yük vahidi olaraq **1Kulon** qəbul olunur. **1Kulon (Kl) olaraq elə yük miqdarı qəbul edilir ki, bu yük 1 saniyə müddətində naqilin en kəsiyindən keçdikdə naqildən axan cərəyanın şiddəti 1Amper (A) olsun.**

$$1Kl=1A \cdot \text{san}$$

$$1Kl=3 \cdot 10^9 \text{ SQSE yük vahidi.}$$

Elektrik sabiti ϵ_0 -ın qiymətini hesablayaq. Onun üçün fərz edək ki, hər biri 1Kl olan iki nöqtəvi yük boşluqda bir-birindən 1m məsafədə yerləşmişdir. Bu yüklər arasındakı qarşılıqlı təsir qüvvəsi ($\epsilon=1$) SQSE-də

$$F = \frac{q^2}{r^2} = \frac{(3 \cdot 10^9 \text{ SQSE yük.vah})^2}{(10^2)^2 \text{ sm}^2} = 9 \cdot 10^{14} \text{ dn} = 9 \cdot 10^9 \text{ N}$$

BS-də isə

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q^2}{r^2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Kl^2}{m^2}$$

olar. Aydındır ki, bu ifadələr bərabərdirlər. Onda

$$\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Kl^2}{m^2} = 9 \cdot 10^9 \text{ N}$$

Buradan da

$$\epsilon_0 = \frac{1}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9} \frac{Kl^2}{N \cdot m^2} = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{Kl^2}{N \cdot m^2}$$

alarıq. Deməli,

$$\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{Kl^2}{N \cdot m^2}$$

Sonralar görəcəyik ki, $1 \frac{Kl^2}{N \cdot m^2} = 1 \frac{F}{m}$ -dir.

Boşluq üçün $\epsilon=1$ olduğundan, boşluqda SQSE-də Kulon qanunu

$$F_0 = \frac{q_1 q_2}{r^2} \quad (15.7)$$

şəklində yazılar.

(15.5) və (15.7) ifadələrindən istifadə etməklə

$$\varepsilon = \frac{F}{F_0} \quad (15.8)$$

olduğunu alırıq. Buradan görünür ki, ε -mühitin nisbi dielektrik nüfuzluğu adsız ədəddir.

§15.3. Elektrostatik sahə. İntensivlik. İntensivlik seli.

Hər bir cisim öz ətrafında cazibə sahəsi yaratdığı kimi hər bir elektrik yükü də öz ətrafında elektrik sahəsi yaradır.

Sükunətdə olan yüklərin yaratdığı sahə elektrostatik sahə adlanır. Elektrik sahəsi sonsuzluğa kimi davam edir. Elektrik sahəsi obyektiv reallıq olub, materiyanın xüsusi növüdür. Elektrik yüklərinin qarşılıqlı təsiri onların yaratdıqları sahə vasitəsilə verilir. Elektrik sahəsi bu sahəyə gətirilmiş yükə təsir etməklə özünü büruzə verir.

Əgər sahəyə müxtəlif $q_1, q_2, \dots, q_n$ yükləri yerləşdirilsə, sahə bu yüklərin hər birinə uyğun olaraq müxtəlif $f_1, f_2, \dots, f_n$ qüvvələri ilə təsir edir. Lakin həmişə $\frac{f_1}{q_1}, \frac{f_2}{q_2}, \dots, \frac{f_n}{q_n}$ nisbətləri bir-birinə bərabər olur. Deməli,

$$\frac{f_1}{q_1} = \frac{f_2}{q_2} = \frac{f_3}{q_3} = \dots = \frac{f_n}{q_n} = \text{const} \quad (15.9)$$

Ona görə də elektrik sahəsini $\frac{f}{q}$ nisbəti ilə xarakterizə etmək daha məqsədəuyğun olar. Həmin bu $\frac{f}{q}$ nisbəti **elektrik sahəsinin intensivliyi** adlanır. Deməli,

$$\vec{E} = \frac{\vec{f}}{q} \quad (15.10)$$

Burada, q –sahəyə gətirilmiş yükün miqdarı, $\vec{f}$ –sahənin yükə etdiyi təsir qüvvəsi; $\vec{E}$ –sahə intensivliyidir.

(15.10) düsturundan görünür ki, $q=+1$ olsa, $\vec{E} = \vec{f}$ olar. Deməli, ***elektrostatik sahənin intensivi bu sahəyə gətirilmiş müsbət vahid yükə sahənin etdiyi təsir qüvvəsinə bərabər olan kəmiyyətə deyilir.***

(15.10) düsturundan istifadə edərək intensivliyə vahid təyin etmək olar.

BS–də $f=1$ N və $q=1$ Kl ilə ölçüldüyündən bu sistemdə intensivlik $E=1 \frac{N}{Kl}$ ilə ölçülür.

Fərz edək ki, q yükünün sahəsinə q_0 –yükü gətirilib. Bu yüklər arasındakı qarşılıqlı təsir qüvvəsi, aydındır ki, SQSE–də, boşluqda

$$F = \frac{qq_0}{r^2} \quad (15.11)$$

şəklində ifadə olunar. Bu ifadənin hər tərəfini q_0 -a bölək. Onda, alarıq

$$\frac{F}{q_0} = \frac{q}{r^2} \quad (15.12)$$

Burada, $\frac{F}{q_0}$ – sahənin müsbət vahid yükə etdiyi təsir qüvvəsidir. Yəni, sahə intensivliyidir. Ona görə də $\frac{F}{q_0} = E$ olduğunu nəzərə alsaq,

$$E = \frac{q}{r^2} \quad (15.13)$$

alarıq. (15.13) düsturu SQSE–də, boşluqda götürülmüş nöqtəvi yükün özündən r məsafədə yaratdığı sahə intensivliyinin ifadəsidir.

Bu ifadə BS–də istənilən mühit üçün

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \cdot \frac{q}{r^2} \quad (15.14)$$

şəklində yazılar. (15.14) düsturunu boşluq üçün yazdıqda isə

$$E_0 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2} \quad (15.15)$$

alınar.

(15.14) və (15.15) düsturlarını tərəf-tərəfə böldükdə

$$\epsilon = \frac{E_0}{E} \quad (15.16)$$

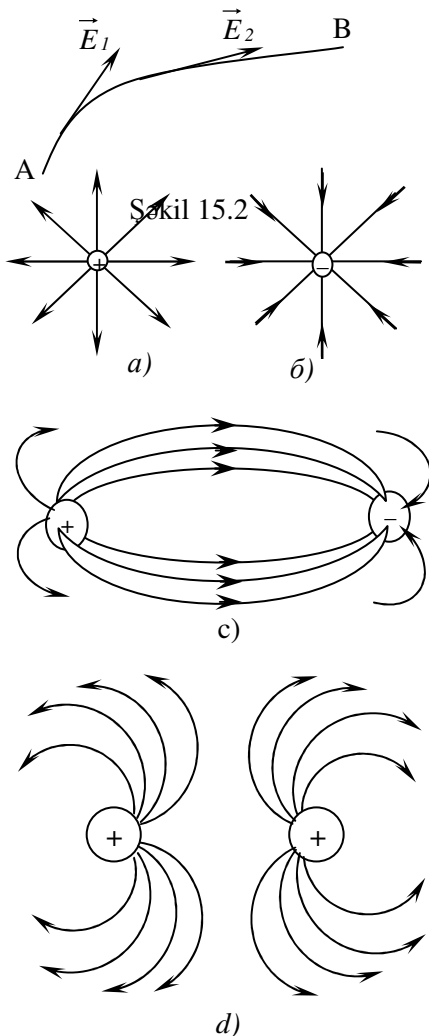
alınar. Buradan aydın olur ki, *mühitin nisbi dielektrik nüfuzluğu hər hansı yükün boşluqda yaratdığı sahə intensivliyinin həmin yükün mühidə yaratdığı sahə intensiviylindən neçə dəfə böyük olduğunu göstərir.*

Əgər elektrik sahəsi çoxlu sayda: $q_1, q_2, \dots$ yükləri tərəfindən yaradılmış olsa, onda sahənin hər hansı nöqtəsində intensivliyin qiyməti hər bir yükün həmin nöqtədə yaratdığı sahələrin intensivlikləri cəminə bərabər olar. Bu *elektrik sahəsinin superpozisiyası (toplanması) prinsipi* adlanır. Yəni,

$$E = E_1 + E_2 + E_3 + \dots + E_n = \sum_{i=1}^n E_i$$

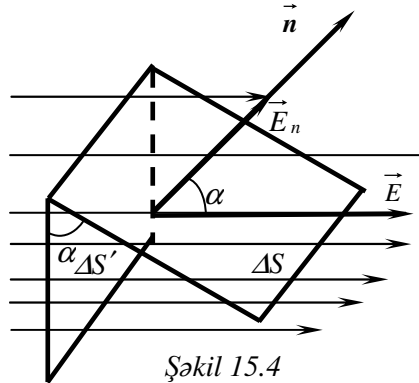
(15.17)

Sahə intensivliyi vektor kəmiyyətdir və sahəni qüvvə cəhətdən xarakterizə edir. Bundan istifadə *edərək elektrik sahəsini intensivlik xətləri və ya qüvvə*



xətləri adlanan xətlər vasitəsilə qrafiki təsvir etmək olur.

İntensivlik xətti elə xəttə deyilir ki, onun hər bir nöqtəsinə çəkilən toxunan bu nöqtədə intensivlik vektorunun istiqamətini göstərsin. 15.2-ci şəkildə AB intensivlik və ya qüvvə xətti, $\vec{E}_1$ və $\vec{E}_2$ intensivlik vektorudur. Qəbul edilmişdir ki, müsbət yükün intensivlik xətləri bu yükdən çıxan, mənfi yükün intensivlik xətləri isə bu yükə daxil olan xətlərdən ibarətdir (şəkil 15.3 a,b). Müxtəlif adlı yüklərin intensivlik xətləri müsbət yükdən başlayır, mənfi yükə qurtarır (şəkil 15.3, c) və ya sonsuzluğa kimi davam edir. Eyni adlı yüklərin qüvvə xətləri heç vaxt görüşmürlər (şəkil 15.3, d).



Şəkil 15.4

Elektrik sahəsini ədədi qiymətcə qüvvə xətlərinin sıxlığı ilə xarakterizə etmək mümkündür. İntensivlik xətlərini qüvvətli sahələrdə sıx, zəif sahələrdə isə seyrək çəkirlər. Bunu nəzərə aldıqda, **sahə intensivliyi ədədi qiymətcə intensivlik xətlərinə perpendikulyar qoyulmuş vahid səthdən keçən intensivlik xətlərinin sayına bərabər olar.** Yəni,

$$E = \frac{\Delta N}{\Delta S} \quad (15.18)$$

Buradan

$$\Delta N = E \cdot \Delta S \quad (15.19)$$

olar. ΔN - **intensivlik seli** adlanır və **qüvvə xətlərinə perpendikulyar qoyulmuş ΔS səthindən keçən intensivlik xətlərinin tam sayını göstərir.**

Əgər ΔS səthinə çəkilən normal intensivlik vektoru ilə α bucağı təşkil etmiş olsa, onda intensivlik seli

$$\Delta N = E \Delta S \cos \alpha$$

şəklində olar. 15.4-cü şəkildən görünür ki,

$$E \cos \alpha = E_n \quad (15.20)$$

Bunu nəzərə alsaq,

$$\Delta N = E_n \Delta S \quad (15.21)$$

olar. Sahə bircinsli olarsa, yəni fəzanın istənilən yerlərində qüvvə xətləri bir-birinə paralel və sıxlıqları eyni olarsa, intensivlik seli

$$N = ES \quad (15.22)$$

şəklində yazılar.

Əgər sahə bircinsli olmasa, onu elə kiçik hissələrə ayırmaq lazımdır ki, hər bir hissəyə bircins sahə kimi baxmaq mümkün olsun. Onda belə hissədən keçən intensivlik xətlərinin sayı

$$dN = EdS \cos \alpha = E_n dS$$

şəklində ifadə olunur. Bütün S səthindən keçən intensivlik xətlərinin sayı isə

$$N = \int_{(S)} E_n dS \quad (15.23)$$

olar.

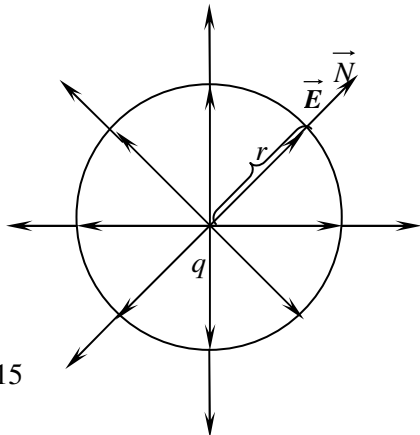
Əgər səth qapalı olarsa, ondan keçən qüvvə xətlərinin tam sayı

$$N = \oint E_n ds \quad (15.24)$$

şəklində ifadə olunur.

§15.4. Gauss teoremi

Elektrik sahəsini hesablamaq üçün Kulon qanunu və intensivliyin toplanması qaydası olan $\vec{E} = \sum \vec{E}_i$ (elektrik sahəsinin superpozisiyası prinsipi) ifadəsindən istifadə etmək olar. Lakin sahə bircinsli olmayanda və yüklər bu sahədə qeyri-müntəzəm paylandıqda $\vec{E} = \sum \vec{E}_i$ ifadəsindəki cəmləməni inteqrallama ilə əvəz etmək lazım gəlir. Bu isə öz növbəsində çox böyük riyazi çətinliklərə gətirir. Ona görə də sahə



intensivliyini hesablamaq üçün çox vaxt köməkçi üsullardan istifadə edirlər. Belə üsullardan biri və geniş yayılmış **Qauss teoremi** adlanan üsüldür.

Qauss teoremi qapalı səth daxilində olan yükün miqdarı ilə bu səthdən çıxan qüvvə xətləri arasında əlaqə yaradır. Sadə olsun deyə fərz edək ki, radiusu r olan sferanın mərkəzində $+q$ yükü yerləşir. Aydındır ki, bu yükün qüvvə xətləri sferanın səthinə normal istiqamətdə radius boyunca sferadan çıxan düz xətlərdən ibarət olacaqdır (şəkil 15.5).

§15.3-də göstərdik ki, belə yükədən çıxan intensivlik xətlərinin tam sayı, yəni sferanın səthinin əhatə etdiyi intensivlik seli

$$N = ES \quad (15.25)$$

olar. Burada, $S = 4\pi r^2$ - sferanın tam səthidir. Digər tərəfdən, (15.13) düsturuna görə nöqtəvi yükün boşluqda özündən r məsafədə yaratdığı sahənin intensivliyi SQSE-də

$$E = \frac{q}{r^2} \quad (15.26)$$

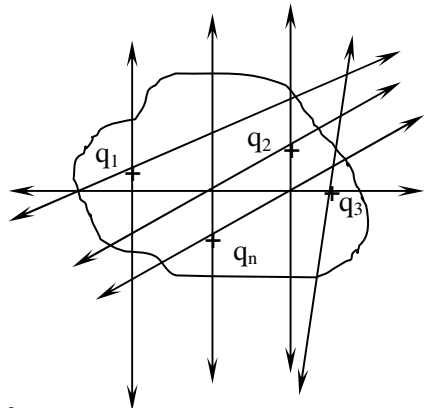
şəklində ifadə olunur. Bunları nəzərə alsaq, sferadan çıxan intensivlik xətlərinin sayı

$$N = ES = \frac{q}{r^2} \cdot 4\pi r^2 = 4\pi q \quad (15.27)$$

olar. Buradan görünür ki, **daxilində elektrik yükü olan qapalı səthdən çıxan qüvvə xətlərinin tam sayı bu yükün miqdarı ilə 4π -nin hasilinə bərabərdir.**

Bu Qauss teoremi adlanır. (15.27) düsturuna səthin ölçüləri daxil olmadığından bu ifadə istənilən formalı qapalı səth üçün də doğrudur.

Ola bilər ki, elektrik yükü qapalı səthin xaricində yerləşmiş olsun. Bu halda yükün qüvvə xətləri səthi iki dəfə kəsmiş olur: səthə daxil



Şəkil 15.6

olanda və səthdən çıxanda. Əgər qüvvə xətləri səthə daxil olanda intensivlik selini mənfə, səthdən çıxanda isə müsbət qəbul etsək, onda bu səthin əhatə etdiyi tam intensivlik seli

$$N = (-4\pi q) + 4\pi q = 0$$

olar.

Dediklərimizdən aydın olur ki,

$$N = \begin{cases} 4\pi q, & \text{əgər yük qapalı səthin daxilində yerləşibse,} \\ 0, & \text{əgər yük qapalı səthin xaricində yerləşibse.} \end{cases}$$

İndi fərz edək ki, hər hansı qapalı səthin daxilində bir deyil çoxlu sayda $q_1, q_2, \dots, q_n$ yükləri yerləşmişdir (şəkil 15.6). Aydındır ki, bu halda qapalı səthdən çıxan intensivlik xətlərinin tam sayı hər bir yükün bu səthdən çıxan intensivlik xətlərinin cəminə bərabər olar, yə'ni

$$\begin{aligned} N &= N_1 + N_2 + \dots + N_n = 4\pi q_1 + 4\pi q_2 + \dots + 4\pi q_n = \\ &= 4\pi (q_1 + q_2 + \dots + q_n) = 4\pi \sum_{i=1}^n q_i \end{aligned}$$

alınır. Yəni,

$$N = 4\pi \sum_{i=1}^n q_i \quad (15.27)$$

Deməli, daxilində çoxlu sayda elektrik yükləri olan qapalı səthdən çıxan intensivlik xətlərinin tam sayı və ya intensivlik seli 4π ilə bu səth daxilindəki yüklərin cəbri cəmi hasilinə bərabərdir. Bu Gauss teoreminin daha ümumi şəklidə ifadəsidir.

Nöqtəvi yükün özündən r -məsafədə yaratdığı sahənin intensivliyi hər hansı mühit üçün BS-də

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \cdot \frac{q}{r^2} \quad (15.29)$$

şəklində yazıldığından (15.27) və (15.28) ifadələri

$$N = \frac{q}{\epsilon_0\epsilon} \quad (15.30)$$

və

$$N = \frac{1}{\epsilon_0\epsilon} \cdot \sum_{i=1}^n q_i \quad (15.31)$$

şəklini alar.

§15.5. Qauss teoreminin tətbiqləri

Qauss teoreminin tətbiqlərinə keçməzdən əvvəl bəzi anlayışlarla tanış olaq.

a) Yükün xətti sıxlığı. Fərz edək ki, sonsuz uzun tel– Δq yükü ilə yüklənib. Bu telin vahid uzunluğuna düşən yükün miqdarı, yəni yükün xətti sıxlığının orta qiyməti

$$\tau = \frac{\Delta q}{\Delta l} \quad (15.32)$$

olar. Telin verilmiş nöqtəsində yükün xətti sıxlığı isə

$$\tau = \lim_{\Delta l \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta l} = \frac{dq}{dl} \quad (15.33)$$

şəklində yazılar.

Əgər yük tel boyunca bərabər paylanmış olsa yükün xətti sıxlığı

$$\tau = \frac{q}{l} \quad (15.34)$$

olar. (15.34) düsturundan görünür ki, *yükün xətti sıxlığı yüklənmiş telin vahid uzunluğuna düşən yükün miqdarına bərabər olan kəmiyyətə deyilir*. BS-də $\tau = 1 \frac{Kl}{m}$ ilə ölçülür.

b) Yükün səthi sıxlığı. Tutaq ki, hər-hansı müstəvi səth Δq yükü ilə yüklənir. Bu yükün səth sıxlığının orta qiyməti

$$\sigma = \frac{\Delta q}{\Delta S} \quad (15.35)$$

şəklində ifadə olunur.

Verilmiş nöqtədə yükün səth sıxlığı isə

$$\sigma = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta S} = \frac{dq}{dS} \quad (15.36)$$

olar.

Əgər yük səthdə bərabər paylanmış olsa, yükün səth sıxlığı

$$\sigma = \frac{q}{S} \quad (15.37)$$

şəklində yazılar. ***Yükün səthi sıxlığı vahid səthə düşən yükün miqdarına bərabər olan kəmiyyətə deyilir.*** (15.37)

düsturundan görünür ki, BS -də $\sigma = 1 \frac{Kl}{m^2}$ ilə ölçülür.

c) Yükün həcmi sıxlığı. Fərz edək ki, hər hansı ΔV həcmi Δq yükü ilə yüklənib. Bu halda yükün həcmi sıxlığının orta qiyməti

$$\rho = \frac{\Delta q}{\Delta V} \quad (15.38)$$

şəklində yazılar.

Verilmiş nöqtədə yükün həcmi sıxlığı isə

$$\rho = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta V} = \frac{dq}{dV} \quad (15.39)$$

olar. Əgər yük həcmdə bərabər paylanmış olsa yükün həcmi sıxlığı

$$\rho = \frac{q}{V} \quad (15.40)$$

şəklində ifadə olunar. ***Yükün həcmi sıxlığı vahid həcmə düşən yükün miqdarına bərabər olan kəmiyyətə deyilir.***

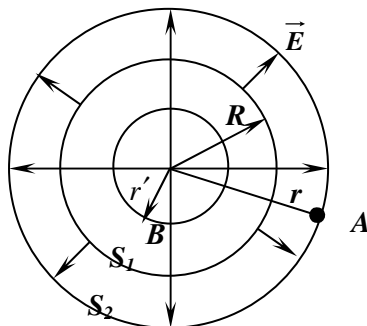
(15.40) ifadəsindən görünür ki, BS -də $\rho = \frac{Kl}{m^3}$ ilə

ölçülür.

İndi Qauss teoreminin bəzi tətbiqləri ilə tanış olaq.

1. Bərabər yüklənmiş sferik səthin sahə intesivliyi.

Fərz edək ki, radiusu R olan sfera q yükü ilə bərabər yüklənib. Bu o deməkdir ki, sferanın hər bir nöqtəsində yükün səth sıxlığı σ –eynidir. Bu sferanın mərkəzindən r məsafədə ($r > R$) A nöqtəsi götürək. A nöqtəsindən ikinci bir sfera çəkək (şəkil 15.7).



Məlumdur ki, S_2 səthinin əhatə etdiyi intensivlik seli aşağıdakı kimi olar.

$$N = \int_{S_2} E_n dS = ES = E \cdot 4\pi r^2$$

Digər tərəfdən, Qauss teoreminə görə S_2 səthindən çıxan intensivlik seli, $SQSE$ -də boşluqda $N = 4\pi q$ -yə bərabərdir. Bu son ifadələrin müqayisəsindən $E \cdot 4\pi r^2 = 4\pi q$ və ya

$$E = \frac{q}{r^2} \quad (15.41)$$

olduğu alınar.

(15.41) ifadəsi BS -də mühitdə

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \cdot \frac{q}{r^2} \quad (15.42)$$

şəklində yazılar.

(15.41) və (15.42) ifadələrindən aydın olur ki, bərabər yüklənmiş sferik səthin öz xaricində əmələ gətirdiyi sahənin intensivliyi, həmin yük onun mərkəzində yerləşmiş olduğu halda əmələ gətirdiyi sahənin intensivliyinin eynidir.

Ona görə də R radiuslu sferanın səthində hər bir nöqtədə yaranan sahə intensivliyi $SQSE$ -də

$$E = \frac{q}{\epsilon R^2} \quad (15.43)$$

BS -də isə,

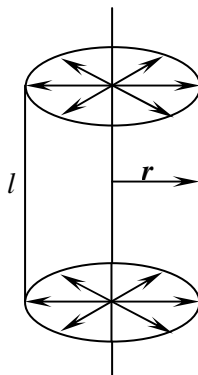
$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \cdot \frac{q}{R^2} \quad (15.44)$$

şəklində ifadə olunar.

İndi bu R radiuslu sferanın daxilində B nöqtəsi götürək. Bu nöqtədən r' radiuslu ($r' < R$) sfera çəkək. Bu r' radiuslu sferanın daxilində elektrik yükü olmadığından (yəni, $q=0$ olduğundan) Qauss teoreminə görə bu səthdən çıxan intensivlik xətlərinin sayı $N=0$ olar. Ona görə də yüklənmiş sferanın daxilində $E=0$ olar.

2. Yüklənmiş sonsuz uzun nazik telin sahə intensivliyi.

Fərz edək ki, q -yükü ilə yüklənmiş sonsuz uzun tel r radiuslu silindrin oxu boyunca yerləşdirilmişdir (şəkil 15.8). Telin uzunluğunu l qəbul edək. Telin yükü $q = \tau \cdot l$ olar. Burada τ – yükün xətti sıxlığıdır. Bu telin özündən r məsafədə yaratdığı sahə intensivliyini hesablamaq üçün teldən hər tərəfə çıxan $N = 4\pi q$ qədər qüvvə xətti çəkilmişdir.



Şəkil 15.8

Vahid səthdən çıxan qüvvə xətlərinin sayı qiymətcə sahə intensivliyinə bərabər olduğundan telin yaratdığı sahənin intensivliyi

$$E = \frac{N}{S} = \frac{4\pi q}{2\pi r l} = \frac{2q}{r l} = \frac{2\tau l}{r \cdot l} = \frac{2\tau}{r}.$$

$$E = \frac{2\tau}{r} \quad (15.45)$$

Bu ifadə *SQSE*-də boşluqda yüklənmiş telin özündən r məsafədə yaratdığı sahə intensivliyini göstərir. (15.45) ifadəsi *BS*-də

$$E = \frac{\tau}{2\pi\epsilon_0 r} \quad (15.46)$$

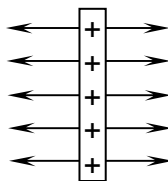
şəklində yazılar.

3. Yüklənmiş sonsuz müstəvinin yaratdığı sahə intensivliyi.

Hər yerində yükünün səth sıxlığı eyni olan yüklənmiş sonsuz müstəvi təsəvvür edək.

Müstəvinin yükünün səth sıxlığı σ , sahəsi S olsun (şəkil 15.9).

Aydınır ki, belə müstəvidən çıxan qüvvə xətləri müstəviyə perpendikulyar olar və hər tərəfə bərabər paylanar.



Şəkil 15.9

Qauss teoreminə görə bu

müstəvidən çıxan qüvvə xətlərinin tam sayı $4\pi q$ olar. Bu qüvvə xətlərinin yarısı müstəvinin bir tərəfinə, yarısı isə o biri tərəfinə yönəlir. Onda müstəvinin hər bir tərəfindən çıxan qüvvə xətlərinin sayı

$$N_1 = N_2 = \frac{N}{2} = 2\pi q$$

olar. $q = \sigma S$ olduğunu nəzərə alsaq, $N_1 = N_2 = 2\pi\sigma S$ alırıq. Müstəvinin hər tərəfində yaratdığı sahə intensivliyi isə

$$E_1 = E_2 = \frac{N_1}{S} = 2\pi\sigma$$

$$E = 2\pi\sigma \quad (15.47)$$

olar. Bu ifadə SQSE-də, boşluqda götürülmüş yüklü müstəvinin yaratdığı sahə intensivliyidir.

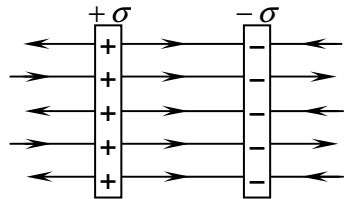
(15.47) ifadəsi BS-də hər hansı mühit üçün

$$E = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0\varepsilon} \quad (15.48)$$

şəklində ifadə olunur.

4. Bir-birinə paralel olan yüklənmiş iki sonsuz müstəvinin yaratdığı sahə intensivliyi.

Fərz edək ki, qiymətcə bərabər, işarəcə əks olan yüklərlə yüklənmiş iki paralel sonsuz müstəvi lövhə vardır. (şəkil 15.10). Lövhələrin sahəsi S , yüklərinin səth sıxlıqları isə $+\sigma$ və $-\sigma$ -dir. Təklənmiş lövhədə olduğu kimi burada da hər lövhədən hər tərəfə çıxan qüvvə xətlərinin sayı bərabər olub



Şəkil 15.10

$2\pi q = 2\pi\sigma \cdot S$ qədərdir. 15.10-cu şəkildən göründüyü kimi bu qüvvə xətlərinin istiqaməti lövhələr arasında eyni, lövhələrin kənarlarında isə bir-birinin əksinədir. İntensivliyin toplanması qaydasına görə lövhələr arasında sahələr toplanar, lövhələrdən kənarda isə çıxırlar. Onda lövhələr arasında yaranan sahənin intensivliyi SQSE-də, boşluqda

$$E_{dax} = 2\pi\sigma + 2\pi\sigma = 4\pi\sigma \quad (15.49)$$

lövhlərin xaricində isə

$$E_{xar} = 2\pi\sigma - 2\pi\sigma = 0 \quad (15.50)$$

olar. (15.50) ifadəsi BS -də istənilən mühit üçün

$$E = \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \varepsilon} \quad (15.51)$$

şəklində ifadə olunur.

§ 15.6. Elektrostatik sahədə yükün yerdəyişməsi zamanı görülmə iş. Potensial

Elektrik sahəsinə düşən yükə qüvvə təsir edir. Bu zaman yük yerini dəyişir və sahə qüvvələri iş görür. Fərz edək ki, q yükü sahəsində q_0 yükü dl qədər yerini dəyişir (şəkil 15.11). Bu zaman görülmə iş

$$dA = Fdl \cdot \cos \alpha \quad (15.52)$$

olacaq. F - q ilə q_0 arasındakı Kulon qüvvəsi, $dr = dl \cdot \cos \alpha$ isə dl yerdəyişməsinin $\vec{r}$ radius-vektoru istiqamətində proyeksiyasıdır.

Onda (15.52)

$$dA = k \frac{qq_0}{r^2} dr \quad (15.53)$$

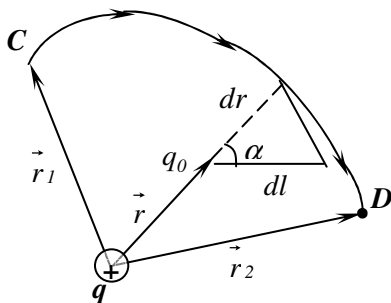
şəklini alır. q_0 yükünün radius-vektoru r_1 olan nöqtədən, radius-vektoru r_2 olan nöqtəyə yerdəyişməsi zamanı görülmə işi tapmaq üçün son ifadəni integrallamaq lazımdır:

$$\begin{aligned} A &= kqq_0 \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r^2} = kqq_0 \left(-\frac{1}{r} \right) \Big|_{r_1}^{r_2} = kqq_0 \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) = \\ &= k \frac{qq_0}{r_1} - k \frac{qq_0}{r_2} = - \left(k \frac{qq_0}{r_2} - k \frac{qq_0}{r_1} \right) = -(W_2 - W_1) \end{aligned} \quad (15.54)$$

Burada, $W_1 = \frac{kqq_0}{r_1}$ və

$W_2 = \frac{kqq_0}{r_2}$ uyğun olaraq, birinci

və ikinci vəziyyətlərdə q və q_0 yüklərinin qarşılıqlı təsirinin potensial enerjiləridir. Göründüyü kimi, sahə qüvvələrinin gördüyü iş yüklərin potensial enerjilərinin azalmasına bərabərdir.



Şəkil 15.11

(15.54)–dən çıxarılan ilk nəticə bundan ibarətdir ki, elektrostatik sahədə görülmüş iş yükün hərəkət trayektoriyasından deyil, yerdəyişmənin başlanğıc və son vəziyyətlərini təyin edən $\vec{r}_1$ və $\vec{r}_2$ radius vektorlarından asılıdır. **Görülən işin yolun formasından aslı olmadığı sahələr, məlum olduğu kimi, potensiallı sahələr adlanır. Bu sahələrdə təsir edən qüvvələrə isə konservativ qüvvələr deyilir.**

Beləliklə, mexanikadan bizə məlum olan qravitasiya sahəsi kimi **elektrostatik sahə də potensiallıdır.**

Potensial enerjinin yerini dəyişən yükə nisbəti həmin nöqtədə sahənin potensialı adlanır.

$$\varphi_1 = W_1/q_0 = kq/r_1 \quad \varphi_2 = W_2/q_0 = kq/r_2 \quad (15.55)$$

Onda yükün sahədə yerdəyişməsi zamanı görülmüş iş

$$A = -q_0(\varphi_2 - \varphi_1) = q_0(\varphi_1 - \varphi_2) \quad (15.56)$$

olar.

Burada, $(\varphi_1 - \varphi_2)$ **potensiallar fərqi**dir və **ədədi qiymətə vahid yükün sahənin iki nöqtəsi arasında yerdəyişməsi zamanı görülmüş işə bərabərdir**: $q_0 = 1$, $A = \varphi_1 - \varphi_2$. BS–də potensiallar fərqi və eləcə də potensialın vahidi 1 V–dur.

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{A}{q_0}; \quad 1V = 1 \frac{C}{Kl}$$

Əgər q_0 yükü q -dən r_1 məsafədəki C nöqtəsindən sonsuzluğa yerini dəyişirsə ($r_2 = \infty$), onda

$$A = q_0 \varphi_1 = k q q_0 / r_0 \quad (15.57)$$

Buradan görünür ki, **sahənin verilmiş nöqtəsinin potensialı ədədi qiymətcə vahid yükü ($q_0=1$) sonsuzluğa aparmaq üçün görülmə işə bərabərdir**: $A = \varphi_1$. Bu əlbəttə, müsbət yükə aiddir. Mənfi yük halında potensial vahid yükün sonsuzluqdan sahənin verilmiş nöqtəsinə gətirilməsi üçün sərf olunan iş kimi təyin edilir.

Potensialın tərifindən göründüyü kimi, o, sahənin iş, enerji xarakteristikası olub, skalyar kəmiyyətdir. Ona görə də yüklər sisteminin fəzanın müəyyən nöqtəsindəki potensialı ayrı-ayrı yüklərin sahələrinin həmin nöqtədəki potensialları cəminə bərabərdir:

$$\varphi = \sum_{i=1}^N \varphi_i = k \cdot \sum_{i=1}^N \frac{q_i}{r_i} \quad (15.58)$$

(15.53) ifadəsini $dA = \vec{F} d\vec{l} = q \vec{E} d\vec{l}$ şəklində yazıb integrallayaq:

$$A = q_0 \int \vec{E} d\vec{l} \quad (15.59)$$

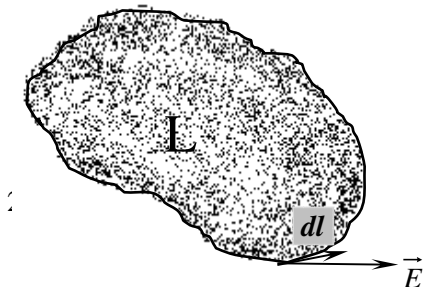
Bunun hər tərəfini q_0 -a bölüb, nəzərə alsaq ki, $\frac{A}{q_0} = \varphi_1 - \varphi_2$ – dir. Onda,

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_1^2 \vec{E} d\vec{l} \quad (15.60)$$

alınır. Əgər yük elektrostatik sahədə qapalı xətt boyunca yerini dəyişirsə, $\varphi_1 = \varphi_2$ və

$$\oint \vec{E} d\vec{l} = 0 \quad (15.61)$$

Son ifadə elektrostatik sahənin potensiallı olmasının riyazi formasıdır. Sahədə görülmə iş yolun formasından asılı deyilsə, yükün qapalı xətt



Şəkil 15.12

boyunca yerdəyişmə işi sıfırdır. İnteqralın üstündəki dairəcik inteqrallamanın qapalı xətt boyunca aparıldığını göstərir. ***Hər hansı vektorun qapalı kontur boyunca ayrışatlı inteqralı onun sirkulyasiyası adlanır.***

Fərz edək ki, $d\vec{l}$ qapalı L konturunun bir hissəsidir. (şəkil 15.12) $\vec{E}$ -nin $d\vec{l}$ istiqamətindəki proyeksiyasını E_l ilə işarə edək. Onda $\vec{E}d\vec{l} = Edl \cdot \cos \alpha = E_l dl$ alırıq. (15.61) isə

$$\oint E_l dl = 0 \quad (15.62)$$

şəklini alır.

Bu ifadənin hər tərəfini L konturunun əhatə etdiyi S sahəsinə bölüb, $S \rightarrow 0$ olduqda limitə keçək:

$$\lim_{S \rightarrow 0} \frac{\oint E_l dl}{S} = 0$$

olar. Sol tərəf qapalı konturun vahid səthindən keçən sirkulyasiyanı verir. Buna $\vec{E}$ vektorunun rotoru və ya burulğanlığı deyilir və $\text{rot} \vec{E}$ kimi işarə olunur. Digər tərəfdən $\vec{\nabla}$ (nabla) operatorun vektora vektorial hasili bu vektorun rotorunu və ya burulğanlığını verdiyi üçün

$$[\vec{\nabla} \vec{E}] = \text{rot} \vec{E} = 0 \quad (15.63)$$

Bu ifadə elektrostatik sahənin potensiallı olmasının differensial formasıdır və belə oxunur: ***elektrostatik sahənin burulğanlığı sıfırdır, yəni qüvvə xətləri qapalı yox, açıqdır.***

Qüvvə xətləri ya müsbət yüklərdə başlayıb sonsuzluğa gedir, ya da sonsuzluqda başlayıb mənfi yüklərdə qurtarır. Nəhayət, $[\vec{\nabla} \vec{E}] = \text{rot} \vec{E}$ vektorial hasilinin proyeksiyalarla yazılma qaydası ilə tanış olaq. Bu açılışı yadda saxlamaq üçün determinant qaydası belədir.

$$\begin{aligned}
 [\vec{\nabla} \vec{E}] = \text{rot } \vec{E} &= \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ E_x & E_y & E_z \end{vmatrix} = \vec{i} \cdot \left(\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right) + \\
 &+ \vec{j} \cdot \left(\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \right) + \vec{k} \cdot \left(\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right)
 \end{aligned} \quad (15.64)$$

Bu açılışı asan yadda saxlamaq üçün x, y, z koordinatlarını dairə boyunca düzüb, hər bir  proeksiyanın özüindən sonra gələn dəyişənə görə törəmə ilə başlayır və sonra onların yerini dəyişirlər. Məsələn, $(\text{rot } \vec{E})_x$ proyeksiyası y -ə görə, $(\text{rot } \vec{E})_y$ proyeksiyası z -ə görə, $(\text{rot } \vec{E})_z$ proyeksiyası x -ə görə törəmə ilə başlamalıdır:

$$(\text{rot } \vec{E})_x = \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z}; (\text{rot } \vec{E})_y = \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x}; (\text{rot } \vec{E})_z = \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \quad (15.65)$$

§15.7. Sahə intensivliyi ilə potensiallar fərqi arasında əlaqə

Elektrostatik sahənin hər bir nöqtəsi eyni zamanda iki müxtəlif kəmiyyətlə xarakterizə olunur: verilmiş nöqtədə intensivlik və potensial. Ona görə də bu kəmiyyətlər arasında əlaqə olacağı şübhəsizdir. Doğrudan da yükün sahədə yerdəyişmə işini, bir tərəfdən,

$$dA = q \vec{E} d\vec{r} \quad (15.66)$$

digər tərəfdən isə

$$dA = -q d\varphi \quad (15.67)$$

şəklində yazı bilərik. Bu ifadələri bərabərləşdirib buradan isə,

$$\vec{E} = -\frac{d\varphi}{d\vec{r}} = -\vec{\nabla} \varphi \quad (15.68)$$

alırıq.

$$\vec{\nabla} = \frac{\partial}{\partial r} = \vec{i} \frac{\partial}{\partial x} + \vec{j} \frac{\partial}{\partial y} + \vec{k} \frac{\partial}{\partial z} \quad (15.69)$$

Bu simvolik yazılış nabla operator adlanır. Nabla operatorun skalyar funksiyaaya hasilinə isə bu funksiyanın qradienti deyilir.

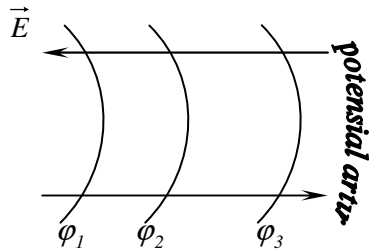
$$\text{grad}\varphi = \vec{\nabla}\varphi = \left(i\frac{\partial}{\partial x} + j\frac{\partial}{\partial y} + k\frac{\partial}{\partial z} \right) \varphi = i\frac{\partial\varphi}{\partial x} + j\frac{\partial\varphi}{\partial y} + k\frac{\partial\varphi}{\partial z} \quad (15.70)$$

Beləliklə, (7.3)-ə görə sahə intesivliyi əks işarə ilə potensialın qradientinə bərabərdir.

$$\vec{E} = -\text{grad}\varphi = -\vec{\nabla}\varphi = -\frac{\partial\varphi}{\partial r} \quad (15.71)$$

Mənfi işarəsi isə onu göstərir ki, intensivlik potensialın artma istiqamətinin əksinə yönəlir (şəkil 15.13). Buna oxşar hadisələrlə başqa sahələrdə də qarşılaşırıq. Məsələn, çubuğun soyuq ucundan isti ucuna yaxınlaşdıqca temperatur artır. Amma istilik axını əksinə, isti ucdan soyuq uca doğru yönəlir.

Şəkildəki hər bir səth eyni potensiallı nöqtələr toplusudur. Bunlara **ekvipotensial səthlər** deyilir. Elektrik sahəsinin ixtiyari nöqtəsindən ekvipotensial səth keçirmək mümkündür. Yəni sahədə sonsuz sayda ekvipotensial səth təsəvvür etmək olar. Amma qəbul olunmuş qaydaya görə bu səthlər elə çəkilir ki, iki qonşu ekvipotensial səth arasındakı potensiallar fərqi sabit olsun. Bu səbəbdən yükə yaxınlaşdıqca ekvipotensial səthlər arasındakı məsafə kiçilir.



Şəkil 15.13

XVI Fəsil

Dielektriklər və naqillər elektrik sahəsində

§16.1. Dielektriklər elektrik sahəsində

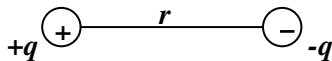
Adətən cisimləri elektrik keçirmələrinə görə iki yerə bö-lürlər: *naqillər* və *qeyri-naqillər* (dielektriklər).

Naqillər elektriki yaxşı keçirən cisimlərə deyilir. Naqillərin özləri də iki yerə bölünür. Birinci növ və ikinci növ naqillər. Əgər *naqildən cərəyan keçərkən onun kimyəvi tərkibində heç bir dəyişiklik baş vermirsə, belə naqillər birinci növ naqillər adlanırlar*. Əgər *naqildən cərəyan keçərkən onun kimyəvi tərkibində dəyişiklik baş verirsə, belə naqillər ikinci növ naqillər adlanır*. Bütün metallar birinci növ naqillərə aiddirlər. Müxtəlif duzların sulu məhlulları ikinci növ naqillərdirlər.

Metallarda çoxlu sayda sərbəst hərəkət edən yüklü hissəciklər-elektronlar vardır. Metalı elektrik sahəsinə daxil etdikdə bu elektronlar sahənin təsirindən istiqamətlənmiş hərəkət edirlər, yəni cərəyan yadırlar.

Dielektriklərin tərkibində sərbəst yüklər yoxdur. Ona görə də dielektriklər cərəyan keçirmirlər. Dielektrikin atom və molekulunda olan müsbət və mənfi yüklər bir-biri ilə möhkəm bağlıdırlar. Ona görə də dielektrik daxilində sərbəst yüklər olmur.

Məlumdur ki, hər bir atom müsbət yüklü nüvədən və onun ətrafında qapalı orbit üzrə hərəkət edən mənfi yüklü elektronlardan ibarətdir. Dielektriki elektrik sahəsinə gətirdikdə sahənin təsirindən onun atom və molekullarındakı müsbət və mənfi yüklərin ağırlıq mərkəzləri bir-birinə nəzərən öz yerini dəyişir. Bunun nəticəsin-də atom və molekullar dipola çevrilirlər.



Şəkil 16.1

Bir-birindən müəyyən məsafədə yerləşən

iki, qiymətə bərabər, işarəyə əks olan yük sisteminə dipol deyirlər (şəkil 16.1).

Dipolu onun momenti ilə xarakterizə edirlər. Dipolun yükləri arasındakı məsafə onun qolu, yükləri birləşdirən xəttə isə onun

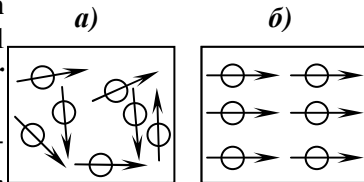
oxu deyirlər. **Dipolun yükünün onun qoluna hasili dipol momenti adlanır.** Deməli, **dipol momenti**

$$\vec{M} = q \cdot \vec{l} \quad (16.1)$$

şəklində yazılır.

Bəzi dielektriklərin molekulları sahə olmadan da özlərini dipol kimi aparırlar. Belə maddələr **polyar maddələr** adlanırlar.

Sahə olmayanda dielektrikin dipolları qarmaqarışq düzülürlər. Dielektrik sahəyə gətiriləndə isə bu dipollar sahə istiqamətində düzülürlər (şkil 16.2).



Şkil 16.2

Dielektrikdə sahənin təsirindən dipolların müəyyən istiqamədə düzülməsinə dielektrikin polyarlaşması deyilir. Deməli, elektrik sahəsi dielektriki polyarlaşdırır.

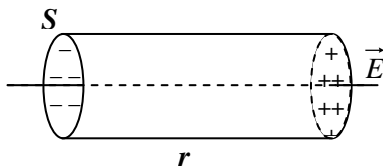
Dielektrikin polyarlaşma dərəcəsini **polyarlaşma vektoru** adlanan kəmiyyətlə təyin edirlər.

Dielektrikin vahid həcmində düşən dipol momentlərinin cəminə polyarlaşma vektoru deyilir. Onda dielektrikin polyarlaşma vektoru

$$\vec{P} = \frac{\sum \vec{M}_i}{\Delta V} \quad (16.2)$$

şəklində ifadə olunur.

Dielektrik sahəyə gətiriləndə, ondakı dipolların müəyyən istiqamətdə düzülməsi nəticəsində dielektrikin səthində əlaqəli yüklər yaranır. Bunun nəticəsində dielektrikin bir tərəfində müsbət, o biri tərəfində ona bərabər miqdarda mənfi yük əmələ gəlir.



Şkil 16.3

Dielektrikin

polyarlaşma vektoru $-\vec{P}$ ilə onun səthində əmələ gələn əlaqəli yüklərin səth sıxlığı $-\sigma$ arasında əlaqə yaratmaq olar. Onun üçün oturacağının sahəsi $-S$, uzunluğu $-l$ olan silindr şəkilli dielektriki intensivliyi $-\vec{E}$ olan sahədə yerləşdirək (şkil 16.3). Aydındır ki, bu silindrin səthlərində

əlaqəli yüklər əmələ gələcəkdir. Bu yüklərin səth sıxlığı $\sigma = \frac{q}{S}$ olar.

Buradan da $q = \sigma \cdot S$ yazırıq. Bu dielektrikin dipol momentlərinin cəmi $\sum M_i = q \cdot l$, həcmi isə $\Delta V = S \cdot l$ olar. Bunları nəzərə alsaq, dielektrikin polyarlaşma vektoru

$$P = \frac{\sum M_i}{\Delta V} = \frac{ql}{Sl} = \frac{q}{S} = \sigma \quad (16.3)$$

şəklində ifadə olunur. Buradan görünür ki, dielektrikin polyarlaşma vektoru qiymətcə onun səthində əmələ gələn yüklərin səth sıxlığına bərabərdir.

Təcrübə göstərir ki, dielektrikin polyarlaşma vektoru polyarlaşdırıcı sahənin intensiviylə düz mütənasibdir. Yəni,

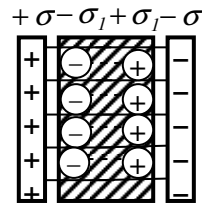
$$P = \chi \cdot E \quad (16.4)$$

Burada, χ – dielektrikin polyarlaşma əmsalındır. (16.3) və (16.4) ifadələrinin müqayisəsindən

$$\sigma = \chi \cdot E \quad (16.5)$$

alırıq.

İndi dielektrik daxilində yaranan elektrik sahəsinin intensivliyini hesablayaq. Onun üçün qiymətcə bərabər, işarəcə əks olan bərabər yüklə yüklənmiş iki paralel lövhə götürək və bunların arasına dielektrik yerləşdirək. Sahənin təsirindən dielektrikin səthində əlaqəli yüklər əmələ gəlir. Lövhələrdəki yükün səth sıxlıqları $+\sigma$ və $-\sigma$, əlaqəli yüklərin səthi sıxlıqları isə $+\sigma_1$ və $-\sigma_1$ olsun. Əlaqəli yüklər əsas sahənin əksinə yönələn əlavə sahə yaradar.



Şəkil 16.4

16.4-cü şəkildə əsas sahənin qüvvə xətləri bütöv, əlavə sahənin qüvvə xətləri qırıq xətlərlə göstərilmişdir.

Qauss teoreminə görə lövhələr arasında yaranan əsas sahənin intensiviylə, dielektrik olmayanda,

$$E_0 = 4\pi\sigma \quad (16.6)$$

şəklində ifadə olunur. Dielektrikin daxilində əmələ gələn əlavə sahənin intensiviylə isə

$$E_1 = -4\pi\sigma_1 \quad (16.7)$$

olar. $\sigma_1 = \chi \cdot E$ olduğunu nəzərə alsaq

$$E_1 = -4\pi\chi E \quad (16.8)$$

alırıq.

Dielektrik olan halda ümumi sahənin intensivliyi

$$\begin{aligned} E &= E_0 + E_1 = E_0 - 4\pi\chi E \\ E_0 &= (1 + 4\pi\chi) \cdot E \\ E &= \frac{E_0}{1 + 4\pi\chi} \end{aligned} \quad (16.9)$$

olar. Əgər

$$1 + 4\pi\chi = \varepsilon \quad (16.10)$$

qəbul etsək,

$$E = \frac{E_0}{\varepsilon} \quad (16.11)$$

olar. Buradan da

$$\varepsilon = \frac{E_0}{E} \quad (16.12)$$

alırıq. İstənilən mühit üçün $\varepsilon > 1$ olur.

Deməli, mühitin dielektrik nüfuzluğu, boşluqda yaranan sahə intensivliyinin mühitdə yaranan sahə intensivliyindən neçə dəfə böyük olduğunu göstərir.

§16.2. Elektrostatik induksiya vektoru

İndiyə qədər elektrik sahəsindən danışanda hesab edirdik ki, sahə boşluqda əmələ gəlir. Boşluqda əmələ gələn sahəni onun intensivliyi ilə xarakterizə edirdik. Digər tərəfdən boşluqda yaranan sahəni intensivlik və ya qüvvə xətləri ilə qrafiki təsvir edirdik. Göstərmişdik ki, intensivlik xətləri müsbət yükə başlayır, mənfi yükə qurtarır. Əgər mənfi yükə rast gəlməsə, intensivlik xətləri sonsuzluğa kimi davam edirlər. Başqa sözlə, boşluqda intensivlik xətləri qırılırlar.

Məlumdur ki, elektrik sahəsi dielektrik mühitdə əmələ gəldikdə, dielektrikin səthində əlaqəli yüklər əmələ gəlir. Ona görə də sahənin intensivlik xətlərinin bir hissəsi ya bu yüklərdə qurtarır, ya da bu yüklərdən yeni xətlər başlayır. Başqa sözlə, intensivlik xətləri dielektrikin səthində qırılırlar. Bu səbəbdən də bircinsli olmayan dielektrik mühitlərdə

Qauss teoremi ödənilmir və dielektrik daxilində sahəni intensivlik vektoru ilə xarakterizə etmək əlverişli olmur.

Dielektrik daxilində elektrik sahəsini xarakterizə etmək üçün **elektrostatik induksiya vektoru** ($\vec{D}$ -vektoru) adlanan kəmiyyətdən istifadə edirlər.

İnduksiya və intensivlik vektorları arasında

$$\vec{D} = \varepsilon \varepsilon_0 \vec{E} \quad (16.13)$$

şəklində əlaqə vardır. Bu ifadə *SQSE*-də

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} \quad (16.14)$$

şəklini alır. Məlumdur ki, boşluq üçün $\varepsilon = 1$ və ona görə də boşluqda yaranan sahə üçün *SQSE*-də

$$\vec{D} = \vec{E} \quad (16.15)$$

olur. Deməli boşluqda $\vec{D}$ vektoru $\vec{E}$ vektoruna həm qiymətcə və həm də istiqamətcə bərabərdir.

Göstərmişdik ki, (16.9) düsturuna görə

$$\varepsilon = 1 + 4\pi\chi \quad (16.16)$$

Bunu nəzərə alsaq,

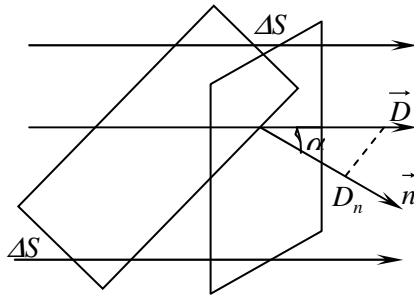
$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} = (1 + 4\pi\chi) \cdot \vec{E} = \vec{E} + 4\pi\chi \vec{E} = \vec{E} + 4\pi \vec{P}$$

Burada, $\vec{P} = \chi \vec{E}$ – **polyarlaşma vektorudur**.

$$\vec{D} = \vec{E} + 4\pi \vec{P} \quad (16.17)$$

olar. Buradan görünür ki, elektrostatik induksiya vektoru intensivlik vektoru ilə polyarlaşma vektorunun 4π hasilinin cəminə bərabərdir. Boşluqda intensivlik xətlərinə uyğun olaraq, mühitdə yaranan sahəni induksiya vektoru xətləri vasitəsilə təsvir edirlər.

İnduksiya vektoru xətləri elə xətlərə deyil ki, onun hər bir nöqtəsinə çəkilən toxunan bu nöqtədə sahənin induksiya vektorunun istiqamətini göstərsin. İnduksiya xətlərinə perpendikulyar qoyulmuş vahid səthdən keçən induksiya xətlərinin sayı ədədi qiymətcə induksiya vektoruna



Şəkil 16.5

bərabər götürülür. Yəni, induksiya vektoru

$$\vec{D} = \frac{\Delta \vec{N}'}{\Delta S} \quad (16.18)$$

Buradan

$$\Delta \vec{N}' = \vec{D} \cdot \Delta S_1 \quad (16.19)$$

$\Delta N'$ –elektrostatik induksiya seli adlanır. Əgər ΔS səthinə çəkilən normal induksiya vektoru ilə α bucağı təşkil edirsə, belə səthdən keçən induksiya seli

$$\Delta N' = D \cdot \Delta S \cdot \cos \alpha \quad (16.20)$$

olar. 16.5-ci şəkildən görünür ki,

$$D_n = D \cdot \cos \alpha \quad (16.21)$$

onda

$$\Delta N' = D_n \cdot \Delta S \quad (16.22)$$

Bütün S səthinin əhatə etdiyi induksiya seli

$$N' = \sum D_n \cdot \Delta S \quad (16.23)$$

Əgər sahə bircinsli olmasa, onun kiçik dS səthindən keçən induksiya xətlərinin sayı

$$dN' = D_n dS \quad (16.24)$$

olar.

Bütün səthdən keçən induksiya xətlərinin tam sayı isə

$$N' = \int D_n dS \quad (16.25)$$

olar.

Əgər səth qapalı olsa, onun əhatə etdiyi induksiya xətlərinin tam sayı–induksiya seli

$$N' = \oint_{(S)} D_n dS \quad (16.26)$$

şəklində ifadə edilir.

§16.3. Naqillər elektrik sahəsində

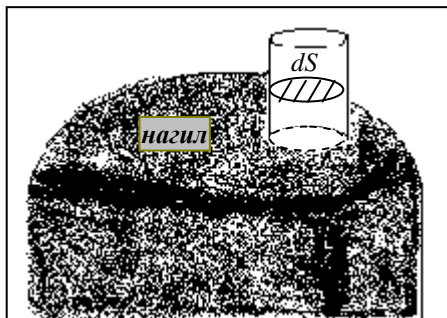
Naqıl, dielektrik və ya izolyator anlayışları elektrik cərəyanı haqqında heç bir məlumat olmadığı bir dövrdə meydana çıxmışdır. Elektriklə bağlı ilk təcrübələr (XVIII əsrin əvvəlləri) göstərdi ki, bir qrup maddələr sürünmə nəticəsində elektriclənir və bu halı uzun müddət saxlaya bilir. Elektrik yükü yarandığı yerdə də qalır, başqa

cisimlərə ötürülmür. Belə cisimlər izolyator və ya dielektrik adlanır. Başqa qrup cisimlərdə isə sürtünmə nəticəsində yaranan elektrik yükü bir yerdə qalır, bütün cisim boyunca paylanır və onunla bağlı başqa cisimlərə ötürülür. Belə cisimlər naqıl adlanır.

Beləliklə, maddələrin elektrik baxımından ilk təsnifatı onların elektrik yükünü saxlaya bilib-bilməməsi xassəsinə görə aparılmışdır: naqildə yük yerini dəyişə bilər, dielektrikdə isə yerini dəyişə bilmir.

Fərz edək ki, mənfi yüklənmiş metal parçasına müəyyən miqdarda müsbət yük verilib.

Yüklərin kompensasiyasından sonra onda bu və ya digər yükün artıqlığı yaranır. Qalan yüklər eyni adlı olduğu üçün bir-birini itələyir və müəyyən müddətdən sonra yüklərin paylanması qərarlaşır. Bu andan sonra metal daxilində yükün yerdəyişməsi baş vermir. Bu o deməkdir ki, metal daxilində qərarlaşmış yüklər sisteminin yaratdığı elektrik sahəsi sıfırdır.



Şəkil 16.6

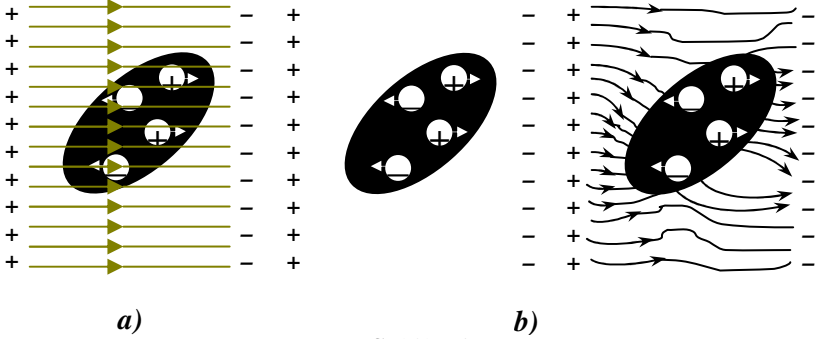
$$E = 0 \quad (16.27)$$

Əks halda sahənin təsiri ilə yüklər yerini dəyişər və metalda cərəyan yaranardı. Buradan belə çıxır ki, naqıl daxilindəki bütün nöqtələrdə, o cümlədən onun səthi altındakı nöqtələrdə potensial eynidir. Yüklər naqilin səthi boyunca paylanır. Onun daxilində yük yoxdur: $\rho = 0$. Bu səbəbdən yüklənmiş naqildən xaricdə sahə var, daxildə isə yox. Naqilin daxili səthindən xaricinə keçəndə sahə sıçrayışla dəyişir. Naqilin səthi ekvipotensial səthdir və səth boyunca potensialın sabit ($\varphi = \text{const}$) olması göstərir ki, elektrik sahəsinin qüvvə xətləri hər yerdə onun səthinə perpendikulyardır: $E = E_n$. Onun ədədi qiymətini hesablamaq üçün naqilin səthini kəsən sonsuz kiçik silindr təsəvvür edək (şəkil 16.6). Qüvvə xətləri silindrin yan səthinə paralel olduğu üçün yan səthdən keçən sel də sıfır olacaq. Naqilin daxilində sahə olmadığı üçün silindrin alt oturacağından keçən sel də sıfır olur. Onda silindrin naqilin səthini

kəsdiyi yerdən keçən sel bir tərəfdən $dN = E_n dS$, digər tərəfdən isə $dN = \frac{dq}{\epsilon_0} = \frac{\sigma dS}{\epsilon_0}$ olduğu üçün onların bərabərliyindən

$$E_n = \frac{\sigma}{\epsilon_0} \quad (16.28)$$

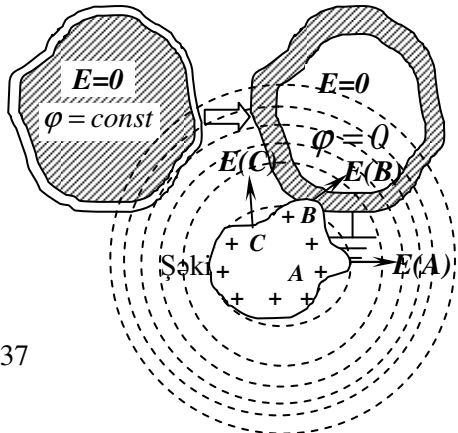
alırıq.



Şəkil 16.7

Fərz edək ki, elektrik sahəsində eyni formalı dielektrik və metal cisimlər var (şəkil 16.7). Dielektrikdə müsbət və mənfi yüklər hərəkət etmir. Metaldakı yüklər isə o vaxta qədər yerini dəyişəcək ki, şəkil 16.7-dəki *b* halı qərarlaşsın. Bundan artıq yüklər yerini dəyişə bilməz. Bu zaman onların yaratdığı sahə naqıl daxilində ilkin sahəni tamamilə yox edir. Naqılın səthinə yığılan yüklər səthdən ətraf fəzaya gedə bilməz. Bunun üçün onların enerjisi kifayət etmir. Yüklənmiş naqılın daxilində sahənin və yükün olmaması hadisəsindən mühüm nəticə çıxır: naqıl daxilində boşluq yaradılsa, bu boşluğun yükün paylanmasına heç bir təsiri olmaz. Bundan əlavə əgər boşluğu olan naqıl yerlə birləşibse, onun daxilində potensial sıfır bərabər olacaq (şəkil 16.8). Belə boşluq ondan xaricdəki elektrik sahələrindən tam izolə olunub. Xarici elektrik sahələrindən cismin təcrid olunması elektrik müdafiəsi və ya ekranlaşdırma adlanır.

Elektrik cihazlarını



Şəkil 16.9

və xətlərini mühafizə etmək üçün bu üsuldən geniş istifadə olunur. Qeyd etmək lazımdır ki, etibarlı elektrik müdafiəsi kimi nəinki bütöv metal təbəqələrdən, həm də dəşikləri çox sıx yerləşmiş metal torlardan istifadə olunur. İldırım çaxan zaman maşında oturan sərnişin üçün heç bir təhlükə yoxdur. Ona görə yox ki, rezin təkərlər onu yerdən təcrid edir. Ona görə ki, metal korpus sərnişini güclü elektrik sahələrindən qoruyur. Naqilin daxilində potensialın sabit və onun səthində sahənin maksimum olması şərtlərindən belə çıxır ki, naqilin çıxıntılarında, sıvri yerlərində yükün səthi sıxlığı qalan yerlərə nisbətən çox olmalıdır (şəkil 16.9). Bunun səbəbi odur ki, eyni adlı yüklər bir-birindən mümkün olduqca uzaq yerləşməyə çalışır.

Deməli, yükün səthi sıxlığı səthin əyrilik dərəcəsiindən asılıdır. Səthin əyriliyi artdıqca yükün sıxlığı da artır. Bunu naqilin iti, şiş uclarından yükün axmasından da görmək olar. İti udda sahə çox güclüdür. Bu sahədə ətraf havadakı müxtəlif yüklü hissəciklərə (ionlara, elektronlara) qüvvə təsir edir. Əks işarəli yüklər iti uclara cəzb olunur və onun yükünü azaldır. Eyni adlı yüklər isə ucdan itələnilir və özü ilə neytral molekulaları da aparır. Hər iki halda naqilin ucunda yük azalır ki, buna yükün axması deyilir.

§16.4. Elektrik tutumu. İki naqilin qarşılıqlı tutumu. Kondensatorlar

Elektrik tutumu naqilin əsas xarakteristikalarından biridir. Belə ki, ixiyari naqilin səthində sahənin potensialı onun yükündən aslıdır. Yük artdıqca potensial da artır. Lakin naqilin yükünü sonsuz artırmaq mümkün deyil. Onun potensialının elə qiyməti var ki, bu zaman yük naqili əhatə edən ətraf mühitə axacaq.

Təklənmiş naqilin yükünün onun potensialına olan nisbəti elektrik tutumu adlanır.

$$C = \frac{q}{\varphi} \quad (16.29)$$

$q = 1 \text{ Kl}$ və $\varphi = 1 \text{ V}$ olduqda, BS sistemində elektrik tutumunun vahidi $1 \text{ F} = 1 \text{ Kl/V}$ alınır. Buna-Farad deyilir.

Farad böyük olduğu üçün praktikada mikrofarad (mkf) və pikofaraddan (pf) istifadə olunur.

$$1\text{mkF} = 10^{-6} \text{ F} ; \quad 1\text{pF} = 10^{-12} \text{ F}$$

Radiusu r olan kürə şəklində naqilin səthində potensial $\varphi = kq/r$ olduğuna görə onun elektrik tutumu üçün

$$C = \frac{q}{\varphi} = \frac{q}{kq/r} = \frac{r}{k} = 4\pi\epsilon_0 r \quad (16.30)$$

alınır.

Buradan görünür ki, radiusu $r = 1\text{m}$ olan kürə şəklində naqilin elektrik tutumu $C = \frac{1}{9 \cdot 10^9} \text{ F}$ –dır. Yer kürəsinə naqil kimi baxılrsa (Yerin radiusu $r = 6,4 \cdot 10^6 \text{ m}$ -dir) onun elektrik tutumu üçün $C = \frac{6,4 \cdot 10^6}{9 \cdot 10^9} \text{ F} \approx 0,7 \cdot 10^{-3} \text{ F} \approx 700\text{mkF}$ alınır.

Yerin elektrik tutumunun çox böyük olması torpaqlama (yerləbirləşdirmə) hadisəsinin əsasında durur. Fərz edək ki, təklənmiş naqilə q yükü verilib və onun potensialı φ –dir. Bu naqili Yerlə birləşdirək, torpaqlayaq. Yerin potensialı şərti olaraq $\varphi_J = 0$ olsun. Onda yük naqildən Yerə o vaxta qədər axacaq ki, hər ikisinin potensialı bərabərləşsin

$$\varphi' = q'/C = q''/C_J$$

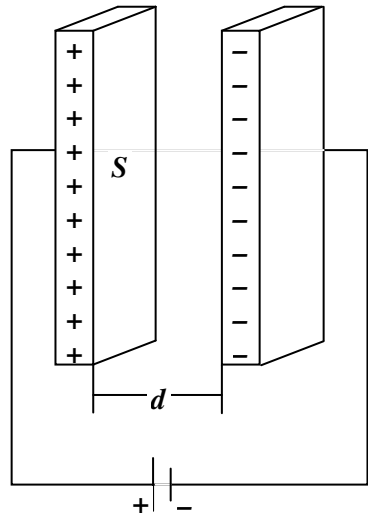
q' - naqildə qalan yük, q'' - isə yerə keçən yüküdür. $q = q' + q''$

$$\text{Beləliklə } q'/q'' = C/C_J \ll 1 \quad q' \ll q'' \approx q.$$

Odur ki, tutumu kiçik olan naqilləri torpaqlayanda onların yükü Yerə keçir. Yerin isə tutumu çox böyük olduğu üçün onun potensialı demək olar ki, dəyişmir. Müxtəlif yüklü naqilləri torpaqlamaqla onların potensialını Yerin potensialına bərabər edirlər.

Elektrik tutumu naqilin ölçülərindən; formasından, əhatəsindəki başqa naqillərdən və dielektrik mühitdən asılıdır. Tutumları müxtəlif olan naqillərə eyni miqdarda yük verdikdə tutumu kiçik olan naqilin potensialı daha böyük olur.

239

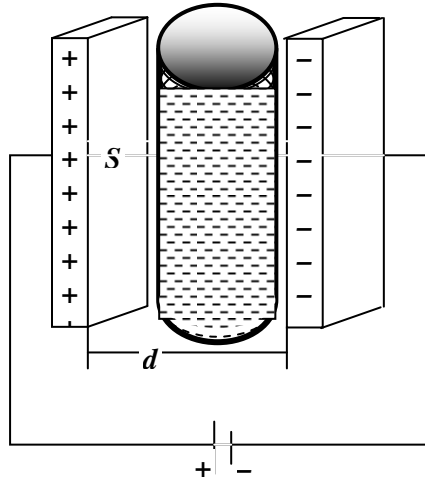


Şəkil 16.10

Potensialları eyni olan naqillərdən tutumu böyük olanın yükü də çoxdur.

Ayrı-ayrı naqillərin elektrik tutumu və deməli, yükü və ya elektrik enerjisini saxlamaq imkanı kiçikdir. Odur ki, praktikada elektrik sxemlərinin əsas elementlərindən biri olan kondensatorlardan istifadə olunur. **Kondesator elektrik yükünü yığıb saxlamaq üçün istifadə olunan bir qurğudur.**

For- masından və yerləşməyindən asılı olmayaraq ixtiyari cüt naqilləri kondensator kimi qəbul etmək olar. Praktikada müstəvi kondensatordan daha geniş istifadə olunur. Müstəvi kondensator bir-birindən d məsafədə yerləşmiş iki müstəvi lövhədən ibarətdir (şəkil 16.10). Lövhələrin yükü qiymətcə bərabər, işarəcə əksdir. Məlumdur ki, iki cismi bir-birinə sürtəndə onlardan biri müsbət, digəri mənfi yüklənir. Yükləndəndən sonra yan- yana qoyulmuş, belə cisimlərə kondensator kimi baxmaq olar.



Şəkil 16.11

Praktikada kondensatoru yük-ləmək üçün onun lövhələrini e.h.q.-si mənbəyinə qoşurlar. Bu zaman lövhələr tezliklə eyni miqdarda əks işarəli yük əldə edir. Mənbədən açılan yüklü kondensator uzun müddət yükünü saxlayır. Kondensatordakı yükün miqdarı onun tutumundan asılıdır. Təcrübi olaraq kondensatorun tutumunu ölçmək çətin deyil. Bunun üçün lövhələrdəki yükü və onlar arasındakı potensiallar fərqi ölçüb (16.29)-ə əsasən C -ni hesablamaq lazımdır. Düzgün həndəsi formalı kondensatorun tutumunu isə nəzəri də hesablamaq mümkündür. Məsələn, müstəvi kondensatorun tutumunu hesablayaq.

Müstəvi kondensator hər birinin sahəsi S , aralarındakı məsafə d , potensialları φ_1 və φ_2 olan iki lövhədən ibarətdir. Bir qayda olaraq lövhələrin ölçüləri d -yə nisbətən çox-çox böyük olur. Əks işarəli yükə malik iki lövhə arasındakı elektrik sahəsinin intensivliyi üçün

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon_0} = \frac{q}{\epsilon_0 \cdot S}, \text{ potensiallar fərqi üçün isə}$$

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int Edl = \frac{1}{\varepsilon_0} \cdot \frac{q}{S} \cdot \int dl = \frac{qd}{\varepsilon_0 \cdot S} \quad (16.31)$$

alırıq.

Buradan

$$C_0 = \frac{q}{(\varphi_1 - \varphi_2)} = \varepsilon_0 \cdot \frac{S}{d} \quad (16.32)$$

alınır. Bu ifadəni başa düşmək çətin deyil. Lövhələrin sahəsi böyük olduqca yüklər daha “sərbəst” yerləşir, aralarındakı itələmə qüvvəsi kiçik olur və hər bir lövhə daha çox yük qəbul edə bilər. d böyük olduqca isə lövhələrdəki yüklərin cəzb-etmə qüvvəsi azalır və lövhələrə e.h.q.-si mənbəyindən daha az yük daxil olur.

Fərz edək ki, kondensatorun lövhələri arasındakı fəzada dielektrik təbəqəsi var (şəkil 16.11). Dielektrikin müsbət lövhə tərəfdəki üzündə mənfi yüklər, mənfi lövhə tərəfdəki üzündə isə müsbət yüklər yaranır. Nəticədə kondensatorun sahəsi zəifləyir, potensial aşağı düşür. Lövhələrdəki yükün qiyməti dəyişmədiyi üçün kondensatorun tutumu artır. Lövhələr arasında dielektrik mühit olduqda kondensatorun tutumu boşluq olan hala nəzərən ε dəfə artır.

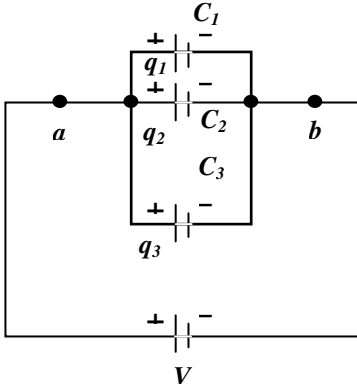
$$C = \varepsilon C_0 = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon S'}{d} \quad (16.33)$$

Elektrik tutumuna dielektrik mühitin bu cür təsiri həcmi kiçik, tutumu böyük olan kondensatorlar düzəltməyə imkan verir. Kondensatorun sahəsi lövhələr arasında toplandığı üçün onun tutumu ətrafında başqa naqıl və dielektriklərin olub–olmamasından asılı deyil.

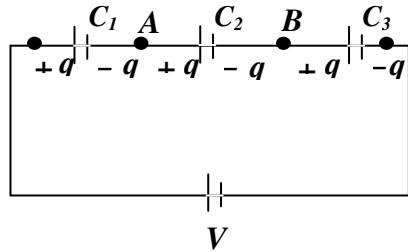
Kondensatorun lövhələri arasındakı d məsafəsini azaltdıqca dielektrikdə sahə intensivliyi $E = \frac{U}{d}$ artır. Çox güclü sahələrdə

($\sim 10^7 V/m$) dielektrik izolyasiya xassələrini itirir və o adi keçiriciyə çevrilir. Bu hadisə dielektrikin dəşilməsi adlanır. Hər bir dielektrikin dəşilməsi sahəsi vardır ki, bu da onun elektrik möhkəmliyi dərəcəsini göstərir.

İstənilən tutumu almaq üçün bir kondensatorun imkanı məhduddur. Böyük elektrik tutumu almaq üçün kondensatorları paralel birləşdirirlər (şəkil 16.12). Buna kondensatorlar batareyası deyilir. Paralel



Şəkil 16.12



Şəkil 16.13

birləşən 3 kondensatorun tutumları C_1, C_2, C_3 , yükləri isə q_1, q_2, q_3 olsun.

Batareyaya tətbiq edilmiş gərginlik hər üçü üçün eynidir. Onda hər bir kondensator üçün

$$q_1 = S_1 U, \quad q_2 = S_2 U, \quad q_3 = S_3 U$$

Bunları tərəf-tərəfə toplayaq:

$$q = q_1 + q_2 + q_3 = (S_1 + S_2 + S_3) U$$

q -sistemin tam yüküdür. Odur ki, paralel birləşmiş kondensatorların yekun tutumu üçün

$$C_{par} = C_1 + C_2 + C_3 \quad (16.34)$$

və n sayda kondensatorları paralel birləşdirdikdə

$$C_{par} = C_1 + C_2 + \dots + C_n = \sum_{i=1}^n C_i \quad (16.35)$$

olar.

İndi də üç kondensatoru ardıcıl birləşdirək (şəkil 16.13). Kənar lövhələri mənbəyin qütblərinə qoşsaq, onlar $\pm q$ yükü alacaqlar. Ara lövhələr isə induksiya nəticəsində eyni $\pm q$ ilə yüklənəcəklər. Hər bir kondensatordakı gərginlik

$$U_1 = \frac{q}{C_1}, \quad U_2 = \frac{q}{C_2}, \quad U_3 = \frac{q}{C_3}$$

tam gərginlik isə

$$U = U_1 + U_2 + U_3 = q \cdot \left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3} \right)$$

olacaq.

Buradan

$$\frac{1}{C_{ard}} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3} \quad (16.36)$$

alınır. n sayda kondensatorları ardıcıl birləşdirdikdə

$$\frac{1}{C_{ard}} = \sum_i^n \frac{1}{C_i}$$

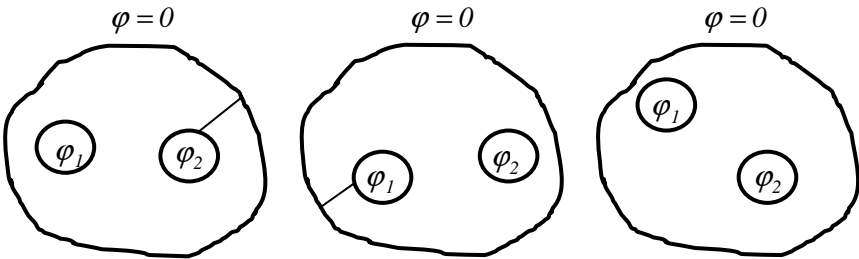
(16.37)

olar. Kondensatoların ardıcıl birləşdirməklə onların dəşilməsinin qarşısını almaq mümkündür.

İndi də iki naqilin qarşılıqlı elektrik tutumunu tapaq:

Elektrostatik məsələnin yeganəliyi prinsipinə görə yüklərin paylanması məlum olduqda potensialı və onun vasitəsilə də sahəni, potensialları məlum olduqda isə yükün paylanmasını tapmaq olar.

Fərz edək ki, keçirici örtük altında iki naqıl var. Örtüyün potensialı $\varphi = 0$ olsun (şəkil 16.14). Daxildəki naqillərin



Şəkil 16.14

potensiallarını φ_1, φ_2 ilə işarə edək. Əgər ikinci naqili örtüklə birləşdirsək, onun potensialı $\varphi_2 = 0$ olacaq. Onda örtüyün daxilində sahəni yaradan yalnız φ_1 potensialı olacaq. Ona görə də hər iki naqildəki yüklər φ_1 ilə mütənasib olacaq.

$$q_1 = C_{11}\varphi_1, \quad q_2 = C_{21}\varphi_1$$

Potensialı iki dəfə artıranda naqillərdəki yüklər və örtük daxilindəki sahə də iki dəfə artacaq.

İndi fərz edək ki, $\varphi_1 = 0, \varphi_2 \neq 0$. Onda birinci naqıldəki yük $q_1 = C_{12}\varphi_2$, ikincidəki yük isə $q_2 = C_{22}\varphi_2$ olar. Hər iki naqilin potensialları eyni zamanda sıfırdan fərqli olduqda, onlardakı yüklər baxılan halların hər birindəki yüklərin cəminə, elektrik sahəsi isə ayrı-ayrı sahələrin vektoru cəminə bərabər olacaqdır:

$$q_1 = C_{11}\varphi_1 + C_{12}\varphi_2, q_2 = C_{21}\varphi_1 + C_{22}\varphi_2$$

Bu qaydanı istənilən sayda naqillər üçün ümumiləşdirmək olar:

$$\begin{aligned} q_1 &= C_{11}\varphi_1 + C_{12}\varphi_2 + C_{13}\varphi_3 + \dots + C_{1n}\varphi_n \\ q_2 &= C_{21}\varphi_1 + C_{22}\varphi_2 + C_{23}\varphi_3 + \dots + C_{2n}\varphi_n \\ &\dots\dots\dots \\ q_n &= C_{n1}\varphi_1 + C_{n2}\varphi_2 + C_{n3}\varphi_3 + \dots + C_{nn}\varphi_n \end{aligned}$$

C_{11}, C_{12} və s. əmsalları tutum əmsalları adlanır. Deməli, yükün paylanmasını bilmək üçün bu əmsalları hesablamaq lazımdır. Məsələnin həllini asanlaşdıran odur ki, indeksləri müxtəlif olan əmsallar bir-birinə bərabərdir.

$$C_{12} = C_{21}, C_{13} = C_{31}, \dots, C_{1n} = C_{n1} \quad (16.38)$$

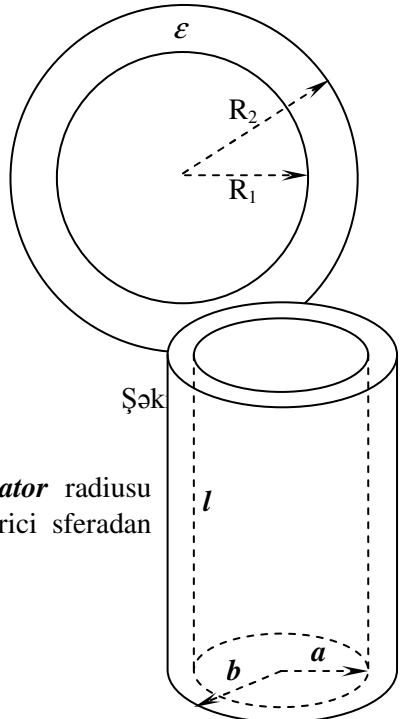
(16.38) ifadələri göstərir ki, təklənmiş və başqa naqillərin əhatəsindəki eyni bir naqilin tutumu müxtəlif olur, yəni naqillərin tutumu onların qarşılıqlı vəziyyətindən asılıdır.

İndi müxtəlif formalara malik kondensatorların elektrik tutumunun ifadələri ilə tanış olaq.

a) **müstəvi kondensatorun** tutum düsturu ilə biz artıq yuxarıda tanış olduğ:

$$C = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon S'}{d} \quad (16.39)$$

b) **kürə şəkilli kondensator** radiusu R_1 olan daxili və radiusu R_2 olan xarici sferadan



Şəkil 16.16

ibarətdir (şəkil 16.15). Onlar arasındakı potensiallar fərqi

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{kq}{\varepsilon} \cdot \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) = \frac{q}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0} \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right),$$

kondesatorun tutumu isə

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2} = \frac{\varepsilon}{k} \cdot \frac{R_1 \cdot R_2}{R_2 - R_1}$$

şəklində ifadə olunacaq.

$$d = R_2 - R_1 \ll R_1, R_2 \quad \text{olduqda,}$$

$$R_1 \approx R_2, R_1 \cdot R_2 \approx R^2$$

qəbul etmək olar. Onda kondesatorun tutumu üçün

$$C = \frac{\varepsilon}{k} \cdot \frac{R^2}{d} = \frac{\varepsilon \cdot 4\pi\varepsilon_0 R^2}{d} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon S}{d} \quad (16.40)$$

alınır. Burada, $S = 4\pi R^2$ bir kürəvi lövhənin sahəsidir.

c) iki koaksial (eyni oxlu) silindrik lövhədən ibarət sistem ***silindrik kondensator*** əmələ gətirir. Silindrik lövhələr dielektrik təbəqələr vasitəsilə ayrılıb (şəkil 16.16). a və b daxili və xarici lövhələrin radiusları, l isə silindrin uzunluğu olsun. Silindrik kondensatorun tutumu

$$C = \frac{2\pi\varepsilon_0\varepsilon \cdot l}{\ln\left(\frac{b}{a}\right)} \quad (16.41)$$

düsturu ilə hesablanır.

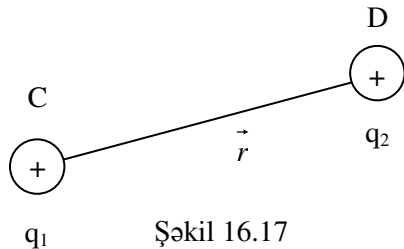
q) ***İki düz paralel məftilin tutumu.*** l məftillərin uzunluğu, a və b onların en kəsiklərinin radiusu, $2h$ isə onlar arasındakı məsafə olsun (şəkil 16.17).

Belə sistemin tutumu

$$C = \frac{2\pi\varepsilon_0\varepsilon \cdot l}{\ln\frac{4h^2}{ab}}$$

(16.42)

düsturu ilə təyin olunur.



§16.5. Yüklər sisteminin, təklənmiş

naqilin və elektrostatik sahənin enerjisi

Elektrik yüklərini yaratmaq üçün iş görmək lazımdır. Bu iş yüklər sisteminin enerjisinə çevrilir.

İki yükədən ibarət sistemin enerjisinin hesablayaq.

Fəzanın ixtiyari nöqtəsindəki q_1 yükündən r məsafədəki nöqtədə sahənin potensialı

$$\varphi_1 = \frac{kq_1}{r} \quad (16.43)$$

olduğu üçün bu nöqtəyə başqa bir q_2 yükü gətirmək üçün sahə qüvvələrinə qarşı

$$A = q_2\varphi_1 = k \cdot \frac{q_1q_2}{r} \quad (16.44)$$

işini görmək lazımdır. Bu iş iki yükün qarşılıqlı təsirinin potensial enerjisinə çevrilir. Onu

$$W = k \cdot \frac{q_1q_2}{r} = \frac{1}{2}k \cdot \frac{q_2}{r} \cdot q_1 + \frac{1}{2}k \cdot \frac{q_1}{r} \cdot q_2 \quad (16.45)$$

şəklində yazmaq. Buradakı $\varphi_1 = k \cdot \frac{q_2}{r}$, q_2 yükü sahəsinin C nöqtəsindəki, $\varphi_2 = \frac{kq_1}{r}$ isə q_1 yükünün D nöqtəsindəki sahənin potensialıdır (şəkil 16.17). Onda

$$W = \frac{1}{2}q_1\varphi_1 + \frac{1}{2}q_2\varphi_2 \quad (16.46)$$

alınır. Əgər sistem n dənə yükədən ibarətdirsə, onların qarşılıqlı təsirinin potensial enerjisi üçün

$$W = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n q_i\varphi_i \quad (16.47)$$

yaza bilərik.

Burada $1/2$ əmsli ona görə yazılır ki, cəmləmə zamanı hər cüt yükün potensial enerjisi iki dəfə nəzərə alınır. Üç yükədən ibarət sistemin potensial enerjisi üçün

$$W = k \frac{q_1q_2}{r_{12}} + k \frac{q_1q_3}{r_{13}} + k \frac{q_2q_3}{r_{23}} \quad (16.48)$$

alınır.

Yüklər sisteminin enrjisi potensial enerji xarakteri daşıyır və bu səbəbdən də yüklərin yerdəyişməsindən asılıdır. Eyni sayda yüklərin müxtəlif konfigurasiyasına müxtəlif də potensial enerji uyğun gəlir.

İndi də təklənmiş yüklü naqıl götürək. Onun yükü q , potensialı isə φ olsun. Naqilin yükünü dq qədər artırmaq üçün sahə qüvvələrinə qarşı

$$dA = dq \cdot \varphi = C d\varphi \cdot \varphi \quad (16.49)$$

iş görməliyik. Bu iş yüklü naqilin potensial enerjisinə çevrilir.

$$W = A = C \cdot \int_0^{\varphi} \varphi d\varphi = \frac{C\varphi^2}{2} = \frac{(C\varphi)^2}{2C} = \frac{q^2}{2C} \quad (16.50)$$

Yük baxımından neytral iki metal lövhə götürək. Yaxın qoyulmuş bu lövhələrin birindən digərinə q yükü köçürdükdə yükü köçürülən lövhə müsbət, digəri isə mənfi yüklənəcək. Belə lövhələr kondensator əmələ gətirir. Yüku bir lövhədən digərinə köçürmək üçün görülmə iş isə lövhələrdəki yüklərin potensial enerjisinə çevrilir. Təcrübədə kondensatoru e. h. q. mənbəyinə qoşmaqla belə yükləyirlər. Kondensatorun tutumu C , lövhələrdəki potensiallar fərqi $\varphi_1 - \varphi_2 = U$ olarsa, onun enerjisi üçün

$$W = \frac{C(\varphi_1 - \varphi_2)^2}{2} = \frac{CU^2}{2} = \frac{q^2}{2C} \quad (16.51)$$

yaza bilərik.

Kondensatorun lövhələri əks adlı yüklərə malik olduğu üçün onlar arasında cazibə qüvvəsi yaranır. Bu qüvvələrə pondermator qüvvələr deyilir.

Fərz edək ki, lövhələr arasındakı məsafə $d=x$ -dir. Onda müstəvi kondensatorun enerjisi üçün

$$W = \frac{q^2}{2C} = \frac{q^2 \cdot x}{2\epsilon_0 \epsilon S} \quad (16.52)$$

yazmaq olar. Potensial enerji ilə qüvvə arasında əlaqə düsturuna görə cazibə qüvvəsi üçün

$$F_x = -\frac{\partial W}{\partial x} = -\frac{q^2}{2\epsilon_0 \epsilon S} \quad (16.53)$$

alınır.

Mənfi işarəsi bu qüvvənin cəzəbetmə qüvvəsi olduğunu göstərir. Kondensatorun elektrik sahəsi onun lövhələri arasında toplanıb. Ona görə də kondensatorun enerjisini bu sahəni xarakterizə edən kəmiyyətlərlə də ifadə etmək olar.

$$W = \frac{CU^2}{2} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\epsilon_0 \epsilon S}{d} \cdot (Ed)^2 = \frac{1}{2} \epsilon_0 \epsilon E^2 Sd = \frac{1}{2} \epsilon_0 \epsilon E^2 V$$

Bu ifadə müstəvi kondensatorun enerjisidir.

Elektrostatik sahənin enerjisi intensivliyin kvadratı ilə mütənasibdir. Son ifadənin hər tərəfini lövhələr arasındakı fəzanın V həcminə bölərək sahənin enerji sıxlığı üçün

$$w = \frac{1}{2} \epsilon_0 \epsilon E^2 = \frac{1}{2} \epsilon_0 \epsilon E \cdot E = \frac{ED}{2} \quad (16.54)$$

alırıq. Burada, $D = \epsilon_0 \epsilon E$ - elektrostatik induksiya vektorudur.

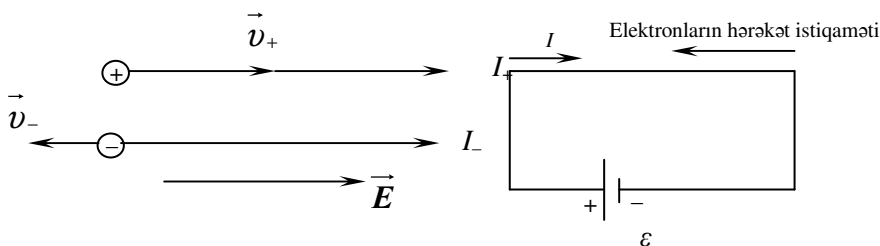
XVII Fəsil

Sabit cərəyan

§17.1. Sabit elektrik cərəyanı

Adi metal parçası götürək. Onun daxilində sərbəst elektronlar (onların yaranması haqqında bir qədər sonra məlumat veriləcək) xaosik hərəkət edir. Ona görə də müəyyən istiqamətdə hərəkət edən elektronların orta sayı, onun əksinə hərəkət elektronların orta sayına bərabər olur. Metal daxilində elektron axını yaranmır. Elektronların müəyyən istiqamətdə daşınması üçün onları bu istiqamətə yönəldən qüvvə lazımdır. Bu qüvvəni mənbənin elektrik hərəkət qüvvəsi və ya elektrik sahəsi yaradır. **Elektrik yüklərinin müəyyən, üstün istiqamətdə axını cərəyan adlanır. Cərəyanda iştirak edən yüklü hissəciklərə yükdaşıyıcılar deyilir.** Müxtəlif keçirici mühitlərdə yükdaşıyıcılar da müxtəlifdir: metallarda sərbəst elektronlar, elektrolitlərdə müsbət və mənfi ionlar, qazlarda sərbəst elektronlar və ionlar, yarımkəçiricilərdə elektronlar və deşiklər, üzvi maddələrdə molionlar və s.

Beləliklə, baxılan mühitdən cərəyan keçməsi üçün sərbəst yüklər və onları nizamlı hərəkət etməyə məcbur edən elektrik sahəsi və ya onu yaradan e.h.q. –si lazımdır.



Şəkil 17.1

Cərəyanın istiqaməti olaraq müsbət yüklərin hərəkət istiqaməti götürülür (şəkil 17.1). Mənfi yük halında cərəyan yüklərin hərəkət istiqamətinin əksinə axır.

Əgər elektrik sahəsində mənfi və müsbət yüklər eyni zamanda hərəkət edirlərsə, onların hərəkət istiqamətləri bir-birinə əks, cərəyanların istiqamətləri isə eyni olacaq:

$$I = I_+ + I_-$$

(17.1)

Naqilin en kəsiyindən vahid zamanda keçən yükün miqdarı cərəyan şiddəti adlanır:

$$I = \frac{dq}{dt}$$

(17.2)

BS sistemində elektrik kəmiyyətlərinin əsas vahid kimi cərəyan şiddət vahidi 1Amper (A) qəbul olunub.

$$1 A = 1 Kl/san$$

Cərəyanın istiqaməti və qiyməti zamandan asılı deyilsə ($I = const$), buna **sabit cərəyan** deyilir.

Cərəyan naqildə qeyri-bərabər paylandıqda onu cərəyanın sıxlığı ilə xarakterizə edirlər. Naqildə yüklərin hərəkət istiqamətinə perpendikulyar qoyulmuş vahid səthdən keçən cərəyana cərəyanın sıxlığı deyilir.

$$i = dI / dS_{\perp}$$

(17.3)

Vahidi $I A / m^2$ -dır.

Naqilin en kəsiyinə çəkilən normalı - $\vec{n}$, onunla cərəyanın istiqaməti arasındakı bucağı - α ilə işarə edək (şəkil 17.2). Onda, $dS_{\perp} = dS \cos \alpha$ və

$$dI = i dS \cos \alpha$$

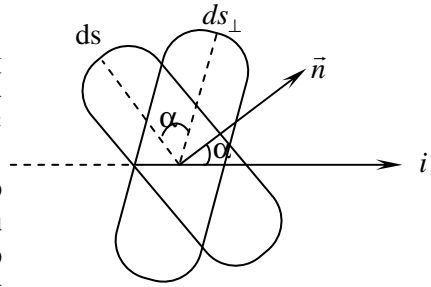
(17.4)

yaza bilərik. $i \cos \alpha = i_n$ cərəyanın sıxlıq vektorunun $\vec{n}$ normalı istiqamətindəki proyeksiyasıdır:

$$dI = i_n dS$$

(17.5)

Qapalı S səthdən keçən cərəyan bu ifadənin integralına bərabər olacaq.



Şəkil 17.2

$$I = \oint i_n dS$$

(17.6)

Beləliklə, *cərəyan şiddətinə cərəyanın sıxlıq vektorunun seli kimi baxmaq olar*. Bu sel S səthinin əhatə etdiyi V həcmdəki yükün vahid zamanda azalmasına bərabərdir.

$$\oint i_n dS = -\frac{dq}{dt} = -\frac{d}{dt} \int \rho dV = -\frac{\partial \rho}{\partial t} \int dV = -\frac{\partial \rho}{\partial t} \cdot V$$

(17.7)

Yükün sıxlığını $\rho(x, y, z) = \text{const}$ qəbul edib, onu inteqraldan kənara çıxaraq. Bu bərabərliyin birinci və sonucu hissələrini V həcmə bölüb, $V \rightarrow 0$ olduqda limitə keçək. Onda, sol tərəfdə vahid həcmdən çıxan cərəyanın sıxlıq vektorunun selini alırıq. Buna bildiyimiz kimi vektorun divergensiyası deyilir:

$$\text{div } \vec{i} = \vec{\nabla} \cdot \vec{i} = -\frac{\partial \rho}{\partial t}$$

(17.8)

Deməli, $\vec{i}$ vektorunun divergensiyası yükün sıxlığının vahid zamanda azalmasına bərabərdir. Buna cərəyanın kəsilməzliyi tənliyi deyilir. Əslində bu, yükün saxlanması qanununun başqa formasıdır.

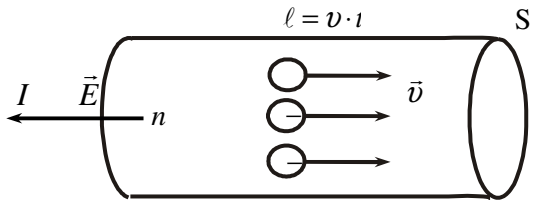
Son ifadədən daha bir nəticə alınır: naqildə yükün sıxlığı sabitdirsə ($\rho = \text{const}$), sabit də cərəyan axacaq.

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{i} = 0$$

(17.9)

Deməli, sabit cərəyan xətlərinin mənbəyi yoxdur və onlar qapalı xətlərdir.

Fərz edək ki, naqilin en kəsik sahəsi - S , uzunluğu - ℓ , ondakı sərbəst elektronların konsentrasiyası - n - dir (şəkil 17.3). Bu naqilin həcmi $S \cdot \ell$, ondakı elektronların sayı $n \cdot S \cdot \ell$, yük isə $q = enS\ell$ olar.



Şəkil 17.3

Elektronun nizamlı hərəkət sürəti - v dirsə, bu yük naqilin bir ucundan

digərinə $t = \ell / v$ zamanda gedər. Onda naqildəki yük üçün $q = enSv \cdot t$, cərəyanın sıxlıq vektoru üçün isə $\vec{i} = q / (S \cdot t) = en\vec{v}$, yəni,

$$\vec{i} = en\vec{v}$$

(17.10)

alınır.

Geniş istifadə olunan (17.10) düsturu bir daha göstərir ki, cərəyan sıxlığı vektorial kəmiyyətdir.

§17.2. Metalların elektrik keçiriciliyi nəzəriyyəsi

Metalların elektrikkeçirmə mexanizminin tədqiqi uzun bir tarixə malikdir. Təcrübədə müşahidə olunan belə bir fakt təəccüb doğururdu ki, daxilindən uzun müddət cərəyan keçən naqilin kütləsində heç bir dəyişiklik baş vermir. 1901-ci ildə Rikke ucları cilalanmış iki mis silindrin arasına alüminium silindri kip yerləşdirmiş və onlardan bir il ərzində $3,5 \cdot 10^6$ Kl yük buraxmışdı. Ayırı-ayrı silindrlərin təcrübədən qabaqkı və sonrakı çəkirləri arasındakı fərq alınmamışdı. Metalların keçiriciliyində maraq doğuran ikinci cəhət budur ki, çox zəif elektrik sahələri (potesiallar fərqi) metallarda cərəyan yarada bilir. Bu onu göstərir ki, metalda yükdaşıyıcılar kifayət qədər sərbəstdir.

Hazırda metalların keçiriciliyinin aşağıdakı şərh olunan mexanizmi külli miqdarda təcrübələrdə təsdiq və elm tərəfindən qəbul olunmuşdur.

Ayırı-ayrı metal atomlarının birləşib kristal qəfəsi əmələ gətirməsi üçün onlardan enerji ayrılmalıdır. Ayrılan enerji atomlardan valent elektronlarını qoparmaq üçün kifayət edir. Qəfəsin düyünlərində valent elektronlarını itirmiş atomlar, müsbət ionlar yerləşir. Qopan elektronlar isə metal daxilində sərbəstdir. Onlar metalın bir ucundan digər ucuna hərəkət edə bilər, amma metalı tərk edə bilməz. Buna müsbət ionların sahəsi maneçilik edir. Öz atomlarından qopmuş elektronlar elektron “buludu” əmələ gətirir, müsbət ionlar isə sanki bu buludun içində “üzürlər”.

Sərbəst elektronların sayı haqqında onu demək olar ki, bir valentli metallarda onların sayı yəqin ki, atomların sayına bərabər olmalıdır. Metalın vahid həcmindəki atomların sayı $n = \rho N_A / M$ (ρ – sıxlıq, M – molyar kütlə, N_A -Avoqadro ədədi-dir) olduğu üçün bir valentli metallarda elektronların konsentrasiyası da bu tərtibdə olacaqdır:

$$n = (10^{28} \div 10^{29}) m^{-3}$$

Onda iki valentli metallarda elektronların konsentrasiyası atomların konsentrasiyasından iki dəfə, üç valentli metallarda isə üç dəfə çox olar.

Sərbəst elektronlar metal daxilində istilik hərəkətindədir və bu zaman öz aralarında və qəfəsin düyünlərindəki müsbət ionlarla toqquşur. Odur ki, metaldakı sərbəst elektron qazına ideal qazın bir sıra xassələrini aid etmək olur. Məsələn, elektronun orta sürəti qaz molekulunun orta sürət düsturu ilə hesablanı bilər.

$$\bar{u} = \sqrt{8kT/m\pi}$$

Bu axıncı ifadədə $T = 300^\circ K$ qəbul edib, elektronun kütləsinin ($m = 9,1 \cdot 10^{-31} kq$) və Bolsman sabitinin ($k = 1,38 \cdot 10^{-23} C/K$) qiymətlərini yazsaq, xaotik hərəkət sürəti üçün $\bar{u} \approx 10^5 m/san$ alırıq.

Metallarda sərbəst elektron nəzəriyyəsi doğrudursa, belə bir təcrübə müsbət nəticə verməlidir. Metal parçasını sürətlə hərəkətə gətirdikdə onunla birlikdə daxiləki sərbəst elektronlar da həmin istiqamətdə hərəkət edəcək. Metalı ani olaraq ($-a$) təcili ilə tormozlasaq, elektronlar inersiya qüvvəsinin təsiri altında ona nəzərən ($+a$) təcili ilə hərəkətini davam etdirir və bu zaman naqildə yükün yerdəyişməsi baş verir, yəni cərəyan keçir. Qısaca desək, metallarda sərbəst elektronlar varsa, onların mexaniki hərəkəti cərəyan doğrurmalıdır.

Elektrona a təclini $F = ma$ ətalət qüvvəsi verir. Əgər bu təcili elektrik sahəsi versəydi $F = eE$ yazı bilərdik. Bunların bərabərliyindən

$$eE = ma$$

(17.11)

alınır. Naqilin uzunluğu ℓ , uclarında potesiallar fərqi $\varphi_1 - \varphi_2$ olduqda, $E = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{\ell} = \frac{IR}{\ell}$ olar. Naqilin hərəkəti sürəti v_0 , onun tormozlanmasından dayanana kimi keçən müddət t olarsa, $a = v_0 / t$ yazmaq olar. Bu ifadələri (17.11)-də yazsaq:

$$e \frac{IR}{\ell} = m \frac{v_0}{t}$$

(17.12)

Kiçik dəyişiklikdən sonra bu ifadə

$$q = It = \frac{m}{e} \frac{\ell v_0}{R}$$

(17.13)

şəklini alır.

Bu ifadəyə daxili olan q, ℓ, v_0, R kəmiyyətləri təcrübədə ölçülə bilir. Ona görə də elektronun xüsusi yükünü e/m –i hesablamaq olar.

Belə bir təcrübəni Stüart və Tolmen 1916-cı ildə aparmışdır. Onlar 500 m uzunluğunda məftili makaraya sarıyaraq onu 300m/s sürətlə fırlatmış və ani olaraq tormozlamışlar. Bu zaman makaradan keçən yükü onun uclarına bağlamış ballistik qlavanometrlə ölçmüşlər. Bu təcrübədən $\frac{e}{m}$ üçün alınan qiymət başqa üsullarla alınan qiymətlərlə üst-üstə düşür.

§17.3. Klassik elektron nəzəriyyəsi və sabit cərəyan qanunları

Sabit cərəyanın zahirən sadə, praktiki cəhətdən çox əhəmiyyətli və geniş yayılmış qanunu Om qanunudur: *Naqildən axan cərəyanın şiddəti onun uclarındakı potesiallar fərqi ilə düz mütənasibdir:*

$$I = U / R$$

(17.14)

Bu ifadədə gərginlikdən sahə intesivliyinə keçmək üçün $R = \rho \ell / S$ (ρ -xüsusi müqavimət, ℓ -naqilin uzunluğu, S –en kəsiyinin sahəsidir) olduğunu nəzərə alsaq

$$I = \frac{U}{\rho \ell / S} = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{U}{\ell} \cdot S = \sigma E S$$

Burada, $\sigma = 1 / \rho$ naqilin xüsusi keçiriciliyi, $E = U / \ell$ -sahə intesivliyidir. Son ifadənin hər tərəfini S –ə bölərək cərəyanın sıxlıq vektoru üçün

$$\vec{i} = \sigma \vec{E}$$

(17.15)

alırıq.

Cərəyanın sıxlıq vektoru sahə intesivliyi ilə mütənasibdir. Bu Om qanununun başqa bir formasıdır. Buna **diferensial şəkildə Om qanunu** deyilir. İndi də bu qanunu klassik elektron nəzəriyyəsinə görə izah edək. Cərəyanın sıxlıq vektoru elektronların nizamlı hərəkət sürəti ilə mütənasibdir.

$$\vec{i} = en\vec{v}$$

(17.16)

Elektrik sahəsindəki naqildə olan sərbəst elektrona $\vec{F} = e\vec{E}$ elektrik qüvvəsi təsir edir. Bu qüvvə bütün sərbəst elektronlara təsir etdiyi üçün elektron buludu sahədə yerini dəyişir. Elektronun təcili $\vec{F} = m\vec{a}$ –dan tapıla bilər. Son ifadələrdən alırıq: $ma = eE$. Buradan da

$$\vec{a} = e\vec{E} / m$$

(17.17)

Sahədə hərəkət edən elektronun yolu maneəsiz deyil. O, başqa elektronlarla və qəfəsin düyünlərindəki müsbət ionlarla toqquşur. Bu toqquşmalar nizamlı hərəkəti zəiflədir, müqavimət yaradır. İki ardıcıl toqquşma arasındakı yolu elektron sərbəst gedir. Bu yolu getmək üçün sərf olunan zamanı $\bar{\tau}$ ilə işarə edək:

$$\bar{\tau} = \frac{\bar{\lambda}}{\bar{v} + \bar{u}}$$

(17.18)

Elektron eyni zamanda xaosik və nizamlı hərəkətlərdə iştirak etdiyi üçün məxrəcdə onların müvafiq sürətləri yazılmışdır. Lakin ən yaxşı keçiricilərdə nizamlı hərəkət sürəti $\bar{v} \approx 10^{-3} m/san.$ tərtibdəndir. Bu isə xaosik hərəkətin $\bar{u} \approx 10^5 m/san.$ sürəti ilə müqaisədə çox kiçikdir. Ona görə də $\bar{\tau} = \bar{\lambda} / \bar{u}$ yazıla bilər. Onda, elektronun sahədə qazandığı sürət üçün

$$\bar{v}_{max} = \bar{a} \bar{\tau} = \frac{e}{m} \cdot \frac{\bar{\lambda}}{\bar{u}} \cdot \bar{E}$$

(17.19)

alınır. Bu sürət sərbəst yolun sonunda elektronun malik olduğu maksimum sürətidir. Sərbəst yolun başlanğıcında isə nizamlı hərəkət sürəti sıfır olduğu üçün nizamlı hərəkətin orta sürəti üçün

$$\bar{v} = \frac{1}{2} \bar{v}_{max} = \frac{1}{2} \frac{e}{m} \frac{\bar{\lambda}}{\bar{u}} \bar{E}$$

(17.20)

alırıq. Bunu (17.16)-da nəzərə alaraq:

$$\bar{i} = \frac{1}{2} \frac{e^2 n}{m} \cdot \frac{\bar{\lambda}}{\bar{u}} \cdot \bar{E}$$

(17.21)

Burada, $\sigma = \frac{1}{2} \cdot \frac{e^2 n}{m} \cdot \frac{\bar{\lambda}}{\bar{u}}$ əvəzləməsi etsək,

$$\bar{i} = \sigma \cdot \bar{E}$$

(17.22)

alırıq. ***Bu isə diferensial şəkildə Om qanununun ifadəsidir.*** Xüsusi keçiriciliyin sərbəst elektronların konsentrasiyasından (n), sərbəst yolunun orta uzunluğundan ($\bar{\lambda}$) və xaosik hərəkət sürətindən ($\bar{u}$) yuxarıdakı şəkildə asılılığına mənə vermək heç də çətin deyil. Elektronların konsentrasiyasının və sərbəst yolun böyük olması keçiriciliyi artırır, elektronun ətaləti və xaosik hərəkəti isə mane olur.

Om qanununun tətbiq həddlərinə baxaq. Cərəyan sıxlığının sahə intensivliyindən xətti asılılığı üçün xüsusi elektrik keçiriciliyi - σ sabit qalmalıdır. Bunun üçün cərəyan keçən

müddətdə yüklərin konsentrasiyası $-n$ və $\bar{\tau}$ sabit olmalıdır. Bu şərtlər ödənilən sahələr zəif sahələr adlanır. Periodik dəyişən elektrik sahələri üçün bu şərt sahənin T dəyişmə periodunun, $\bar{\tau}$ -dan çox-çox böyük olmasına gətirir. Güclü sahələrdə Om qanunundan kənara çıxmalar müşahidə olunur. Bunlara qeyri-xətti effektlər deyilir. ***Güclü sahələr elə sahələr adlanır ki, bu sahələrdə yükdaşıyıcının sərbəst yol boyunca qazandığı sürəti- $\bar{v}$, xaotik hərəkət sürəti $-\bar{u}$ ilə eyni tərtibli olsun.*** Sahənin zəifliyi riyazi şəkildə

$$e\bar{E} \cdot \bar{\tau} \ll m\bar{u}$$

(17.23)

kimi ifadə olunur. Buradan

$$\bar{E} \approx \frac{m\bar{u}}{e\bar{\tau}} = \frac{m\bar{u}n^2}{e\sigma n} = \frac{en\bar{u}}{\sigma}$$

(17.24)

alırıq.

Mis üçün müvafiq qiymətləri yerinə yazsaq,

$E \approx 2 \cdot 10^8 \frac{V}{m}$ alınır. Sahənin bu qiymətlərindən başlayaraq qeyri-

xətti effektlər müşahidə olunur. Praktikada metallarda belə sahələr yaratmaq mümkün deyil. Bu cür sahədə metal ani olaraq buxara çevrilərdi. Mis məftillərdə texniki baxımdan buraxıla bilən cərəyanın maksimum qiyməti $i = 10^7 A/m^2$ - dir. Buna uyğun sahə isə $E = i/\sigma = 0,15 V/m$ -dir ki, bu da hesablanmış qiymətdən 10^9 dəfə kiçikdir. Ona görə də Om qanunu metallarda sahənin geniş intervalında ödənilir.

İonlaşmış qazlarda Om qanunu ödənilmir. Seyrək qazlarda sərbəst yolda elektronun qazandığı enerji istilik hərəkətinin kT enerjisi ilə müqayisə oluna bilər. Sahənin intensivliyi artdıqca, elektronların kinetik enerjisi də artır və toqquşma zamanı atom və molekulları ionlaşdırır. Elektronların və ionların konsentrasiyası kəskin artır. Sahənin müəyyən qiymətində qaz izolyasiya xassəsini itirir, keçiriciyə çevrilir. Bu hadisə ***elektrik deşilməsi*** adlanır. ***Deşilmə gərginliyi hər bir qaz üçün onun***

elektrik möhkəmliyi həddidir. İki yarımkeçiricinin və yarımkeçirici ilə metalın kontaktlarında da Om qanunu pozulur. Bu cür kontaktlar **qeyri-omik kontaktlar** adlanır. Qeyri-omik kontaktlar birtərəfli keçiriciliyə malikdir. Yarımkeçirici diodun iş prinsipi bu xassəyə əsaslanıb.

Naqildən cərəyan axarkən istilik ayrılır. Ədədi qiymətcə bu istilik cərəyan keçərkən q yükünün daşınması üçün görülən işə bərabərdir:

$$Q = A = qU = Iut = I^2 Rt$$

(17.25)

Naqilin vahid həcmində vahid zamanda ayrılan istilik miqdarı cərəyanın güc sıxlığı adlanır:

$$\omega = \frac{Q}{V \cdot t} = \frac{I^2 R \cdot t}{S \cdot \ell \cdot t} = \frac{I^2 \rho \frac{\ell}{S}}{S \cdot \ell} = \rho \frac{I^2}{S^2} = \frac{1}{\sigma} \cdot i^2 = \frac{1}{\sigma} (\sigma E)^2 = \sigma E^2$$

(17.26)

Cərəyanın güc sıxlığı sahə intensivliyinin kvadratı ilə mütənasibdir. Buna **diferensial şəkildə Coul-Lens qanunu** deyilir.

İndi də bu qanunu klassik elektron nəzəriyyəsi baxımından izah edək.

İstilik ayrılması prosesini belə təsəvvür etmək olar.

Sərbəst yolun sonunda elektron $\vec{v}_{max} = \frac{e}{m} \cdot \frac{\vec{\lambda}}{\vec{u}} \cdot \vec{E}$ sürəti ilə və

$\varepsilon_k = \frac{1}{2} m \cdot v_{max}^2$ kinetik enerjisi ilə qəfəsin düyünündəki ionla toqquşur, enerjisini ona verir. Elektronun sürəti sıfıra enir, yenidən sahə tərəfindən sürətlənir, yenidən toqquşur və i. a. Hər dəfə elektronun sahədə qazandığı enerji kristal qəfəsinə verilir və naqıl qızır.

Naqilin vahid həcmində vahid zamanda ayrılan istilik miqdarı vahid həcmdəki sərbəst elektronların sayı (n), vahid

zamandakı toqquşmalar sayı $\left(\bar{z} = \frac{\bar{u}}{\bar{\lambda}}\right)$ və bir elektronun kinetik enerjisi hasilinə bərabər olacaq:

$$\omega = n \cdot \bar{z} \cdot \frac{mv_{max}^2}{2} = n \cdot \frac{\bar{u}}{\bar{\lambda}} \cdot \frac{m}{2} \cdot \frac{e^2}{m^2} \cdot \frac{\bar{\lambda}^2}{\bar{u}^2} E^2 = \frac{1}{2} \frac{e^2 n}{m} \cdot \frac{\bar{\lambda}}{\bar{u}} E^2 \quad (17.27)$$

Burada, $\sigma = \frac{1}{2} \frac{e^2 n}{m} \cdot \frac{\bar{\lambda}}{\bar{u}}$ işarə etməklə, $\omega = \sigma E^2$ alırıq. **Bu isə diferensial şəkildə Coul-Lens qanununun ifadəsidir.**

§17.4. Videman-Frans qanunu. Klassik elektron nəzəriyyəsinin ziddiyyətləri

Metallar həm elektriki, həm də istiliyi yaxşı, dielektriklər isə hər ikisini pis keçirir. Buradan belə qənaətə gəlmək olar ki, metalların elektirik və istilik keçirməsində əsas rol oynayan sərbəst elektronlardır. Ona görə də istilik və elektrikkeçirmə əmsalları arasında əlaqə olmalıdır.

Qazların xüsusi istilikkeçirmə əmsalı üçün

$$\chi = \frac{1}{3} \rho \bar{u} \bar{\lambda} C_V \text{ almışdıq. Metallar üçün bu ifadənin şəklini dəyişək.}$$

Metalın sıxlığı, atomların konsentrasiyası, molyar kütləsi, Avoqadro ədədi arasındakı əlaqə bizə məlumdur.

$$\rho = \frac{nm}{N_A}$$

Digər tərəfdən, sabit həcmdə xüsusi istilik tutumu üçün $C_V = \frac{i}{2} \frac{R}{M}$ yazı bilərik. Bərk cisimlər üçün $C_p = C_V$ və elektronun sərbəstlik dərəcələrinin sayının $i = 3$ olduğunu nəzərə aldıqda, metalın istilikkeçirmə əmsalı üçün

$$\chi = \frac{1}{3} \frac{nM}{N_A} \bar{u} \bar{\lambda} \cdot \frac{3}{2} \cdot \frac{R}{M} = \frac{1}{2} \frac{R}{N_A} \cdot n \bar{u} \bar{\lambda} = \frac{1}{2} k n \bar{u} \bar{\lambda} \quad (17.28)$$

alırıq. Metalların elektrikkeçirmə əmsalı

$$\sigma = \frac{1}{2} \frac{e^2 n}{m} \cdot \frac{\bar{\lambda}}{\bar{u}}$$

olduğu üçün, onların nisbəti

$$\frac{\chi}{\sigma} = \frac{k}{e^2} \cdot m \bar{u}^2 = \frac{2k}{e^2} \cdot \frac{m \bar{u}^2}{2} = \frac{2k}{e^2} \cdot \frac{3}{2} kT = 3 \left(\frac{k}{e} \right)^2 \cdot T$$

(17.29)

olur. Burada, $\frac{m \bar{u}^2}{2} = \frac{3}{2} kT$ - elektronun istilik hərəkətinin ki-

netik enerjisidir. Beləliklə, *metalların istilik və elektrikkeçirmə əmsallarının nisbəti yalnız mütləq temperaturun funksiyasıdır*. Buna **Videman-Frans qanunu** deyilir. Klassik elektron nəzəriyyəsi Om, Coul-Lens və Videman-Frans qanunlarını kefiyyət və kəmiyyət baxımından kifayət qədər dəqiq izah etsə də, təcrübi faktlarla müqayisədə bir sıra ziddiyyətlərlə qarşılaşır. Bunlardan üçünü qeyd edək.

1. Bərk cisimlərin zona nəzəriyyəsində (17.29)-dakı əmsal üçün 3 yox $\pi^2/3$ alınır. Bunlar bir-birindən az fərqlənsə də klassik nəziyyədən 3 alınması sonralar məlum olduğu kimi müəyyən səhvlərin nəticəsi imiş.

2. σ -nın ifadəsində temperaturdan aşkar şəkildə asılı olan $\bar{u}$ -dur. $\bar{u} \sim \sqrt{T}$. Onda, $\sigma \sim 1/\sqrt{T}$ və $\rho = 1/\sigma \sim \sqrt{T}$ olur. Yəni, metalların xüsusi müqaviməti temperaturun kvadrat kökü ilə mütənasibdir. Təcrübədən isə məlumdur ki, $\rho \sim T$ -dir.

3. Dünloq-Pti qanununa görə bütün bəsit bərk maddələrin molyar istilik tutumu 3 – dür. Metallarda sərbəst elektronların varlığı istilik tutumuna əlavə pay verməlidir.

Bir elektronun kinetik enerjisi $\frac{3}{2} kT$, bir valentli bir

mol metalın sərbəst elektronlarının enerjisi $U_{el} = \frac{3}{2} kT \cdot N_A = \frac{3}{2} RT$,

eləcə də sərbəst elektronlarla bağlı istilik tutumu isə $C_{el} = dU_{el}/dT = (3/2) \cdot R$ olmalıdır. Beləliklə, metalın tam istilik

tutumu üçün $3R + \frac{3}{2}R = 9R/2$ alınmalı idi. Təcrübələr isə göstərir ki, metal və dielektriklərin istilik tutumları arasında elə bir köklü fərq yoxdur. Bütün bu zidiyyətlər bərk cisimlərin zona nəzəriyyəsində aradan qalxır.

§ 17.5. Keçiriciliyin kvant nəzəriyyəsi haqda məlumat

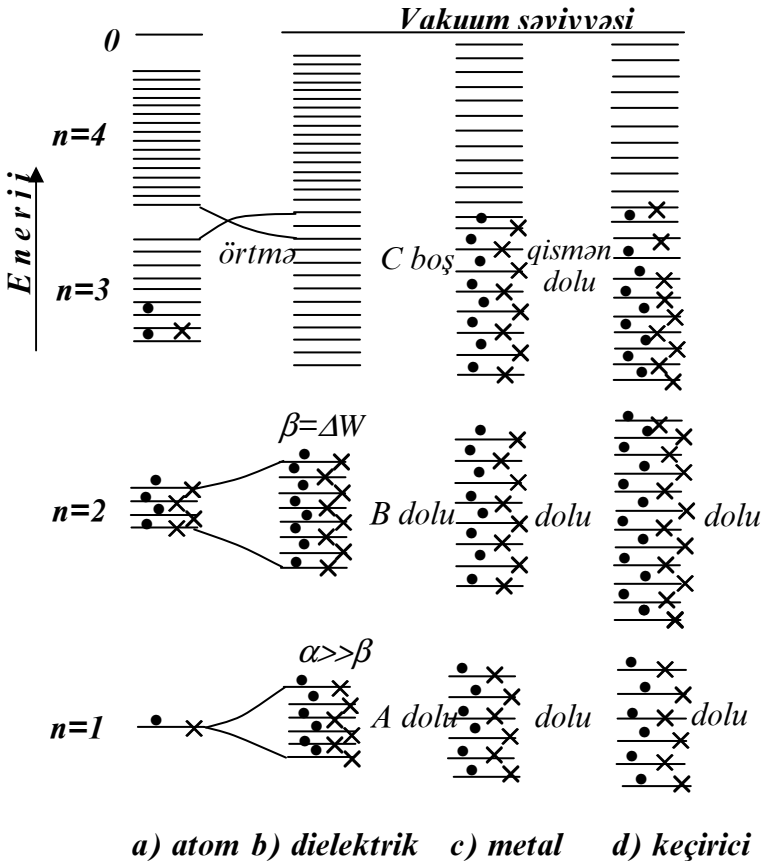
Klassik elektron nəzəriyyəsinin çətinlikləri elektronun atom daxili hərəkətinin Nyuton mexanikasının qanunlarına tabe olmamasını nümayiş etdirdi. Belə ki, elektronun atom daxili hərəkətinin spesifik xüsusiyyətləri klassik nəzəriyyədə nəzərə alınmamışdır. Bu xüsusiyyətlərin nəzərə alınması kvant (dalğa) mexanikasında mümkün olmuşdur.

Elektronun atom daxili proseslərlə elektrik yükünü daşmasının kvant nəzəriyyəsi *Y.Frenkel* və *A.Zommerfeld* tərəfindən yerinə yetirilmişdir. Kvant nəzəriyyəsi kifayət qədər mürəkkəb riyazi aparata əsaslanır və kursun həddudlarından kənara çıxır. Bu səbəbdən burada yalnız metallarda elektron proseslərini doğru və düürüst əks etdirən nəzəriyyənin keyfiyyət xüsusiyyətləri atomun quruluşu əsasında izah edilir.

Müsbət yükün məskunlaşdığı nüvələrdən ibarət olan atomlarda mənfi yüklü elektronlar nüvə ətrafında orbitlər üzrə hərəkət edirlər. Orta məktəb kursundan məlumdur və gələcək mövzularda göstəriləcək ki, *Bor nəzəriyyəsinə* görə elektronların fırlanma orbitləri ixtiyari mövqeyə malik ola bilməz və ciddi təyin olunan radiuslara malik *stasionar hallarla* xarakterizə olunur. Orbitdə yerləşən elektron n - enerjini, l - impuls momentini, m - maqnit momentini və S -spini xarakterizə edən 4 kvant ədədi ilə xarakterizə olunur. Kvant mexanikasının əsas qanunlarından olan *Paulli prinsipinə* görə elektronlar orbitlərdə elə paylanırlar ki, heç olmasa 1 kvant ədədi fərqlənsin, yəni 4 kvant ədədi eyni olan elektron halı mövcud deyildir.

Orbitdə ən çoxu əks işarəli spinlə 2 elektron məskunlaşa bilər. Atomda elektron qatları n kvant ədədinin nömrəsinə görə fərqlənilirlər və hər qatda n^2 sayda orbit mövcud olur.

Qeyd olunanlara əsasən ayrıca (sərbəst) atomun kvant halları sxematik olaraq şəkil 17.4, a-da təsvir olunmuşdur. Üfüqi xətlərlə orbitlər, nöqtə (•) və (x) işarələri ilə elektronların bir-birinə əks spini işarə olunmuşdur. α və β qadağan hallarıdır və elektron burada mövcud ola bilməz.



Atomlar birləşərək bərk cisim əmələ gətirdikdə atomun nüvəsinə yaxın elektronların halında mühüm dəyişiklik baş vermir. Bu hallar ***daxili elektron qatları*** adlanır. Xarici elektron qatlarında yerləşən elektronlar isə atomların bir-birinə yaxınlaşması səbəbindən güclü qarşılıqlı təsirə məruz qalaraq öz hallarını dəyişirlər. Bir sıra hallarda cisim əmələ gəldikdən sonra da elektronlar məxsus olduğu molekular tərəfindən saxlanılır və buna görə də sərbəst yük mütəhərrik olmur. Belə materiallar elektriki keçirmir və dielektrik (izolyator) olurlar. Digər hallarda valent elektronları mütəhərrikliyə malik olurlar və belə materiallar metal kimi özünü göstərir. Aralıq halında, adi temperaturlarda mütəhərrik elektronların sayı az olan materiallar yarımkeçirici adlanır. Materialların müxtəlif elektrik xassələrinə malik olması elektronların orbitləri doldurması əsasında, yuxarıda təsvir olunan enerji diaqramı vasitəsilə izah oluna bilər (şəkil 17.4 b,c,d).

İzolə olunmuş atomun enerji diaqramında olan elektron halları maddə əmələ gətirdikdə zolaqlara çevrilir. Zolaqların diskret enerji səviyyələri arasında məsafə istilik enerjisinə nəzərən çox kiçik olduğundan, elektron *A*, *B*, *C* zonaları daxilində asanlıqla bir səviyyədən digərinə keçərək sərbəst hərəkət edə bilər. Zolaqlar ***icazəli zona***, zolaqlar arası α və β ilə işarə olunan fəza isə ***qadağan olunmuş zona*** adlanır. Sonuncularda elektron ola bilməz və bu zonanı sıçrayışla qət edə bilər. Elektronların belə səviyyələr üzrə paylanması icazəli zona tam dolu (*A* və *B* zonaları şəkil 17.4, b), növbəti *C* zonası isə tamamilə boş olarsa, belə material dielektrikdir. Dielektrlərdə mütəhərrik elektron, yəni keçiricilik yaratmaq üçün elektron $\beta = \Delta W$ enerjisini əldə etməlidir. Qadağan zonanın böyük qiymətində belə keçidlər çox yüksək temperaturlarda baş verir. Adi temperaturlarda isə keçirici elektronlar olmadığından, material elektriki keçirmir, dielektrik olur. Əgər ΔE nisbətən kiçik olarsa, elektronların həyəcanlaşması nisbətən kiçik (otaq və daha aşağı) temperaturlara uyğun gəlir və belə materiallar **yarımkeçirici** adlanır.

İcazəli zona qismən dolu olarsa, enerjinin minimumluq prinsipinə görə mütləq «0»-da elektronlar zonanın dibinə yığışar

(şəkil 17.4, c). Elektronlar sıfırdan fərqli istənilən temperaturda ($T \neq 0K$) zona daxilində sərbəst hərəkət edərək (şəkil 17.4, d) keçiricilik yaradırlar və belə materiallar kesirici (metal) olur. İcazəli zonada diskret səviyyələr arasında enerji fərqi ($10^{-22} - 10^{-23} eV$) qiymətinə, $1K$ -ə uyğun gələn istilik enerjisi isə xeyli böyük $10^{-4} eV$ təşkil etdiyindən (otaq temperaturunda istilik enerjisi $0,025 eV$ təşkil edir), $0K$ -dən fərqli istənilən temperaturda elektronlar icazəli zonada daha yüksək səviyyələrə qalxaraq sərbəst hərəkət edirlər və metallara uyğun yüksək keçiricilik yaranır. Qismən dolmuş icazəli zona isə **keçirici zona** adlanır. Atomların sonuncu orbitində yalnız bir elektron olması və ya bərk cismin əmələ gəlməsi zamanı zonaların bir-birini «örtməsi» nəticəsində qismən dolu zona yaranır (şəkil 17.4). Birinci halda N atomdan N valent elektronu zolağın orbitlərində cüt-cüt yerləşərək yalnız $\frac{N}{2}$

sayda orbiti doldurur, qalan $\frac{N}{2}$ sayda orbit isə boş qalır. Kvant nəzəriyyəsinə görə elektronların belə paylanmasında ən yüksək səviyyədə yerləşən elektronun enerjisi

$$W_{\max} = \frac{h^2}{8\pi^2 m} (3\pi^2 n)^{2/3} \quad (17.30)$$

kimi təyin olunur. Burada $h = 6,62 \cdot 10^{-34} C \cdot san$ - Plank sabiti, $m = 9 \cdot 10^{-31} kq$ elektronun kütləsi, n - vahid həcmdə olan elektronların sayı – konsentrasiyadır. Metallarda $n \approx 10^{29} m^{-3}$ olduğu nəzərə alınarsa,

$$W_{\max} \approx 10^{-18} C \approx 8 eV \quad (17.31)$$

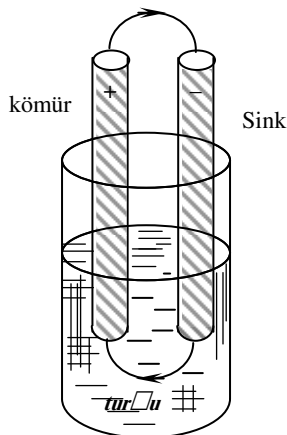
olur. Dəqiq nəzəriyyə elektronların metalda orta enerjisinin bu qiymətdən bir qədər kiçik $\sim 5 eV$ olduğunu göstərir. Beləliklə, kvant nəzəriyyəsinə görə hətta $0K$ temperaturda belə elektronlar kifayət qədər böyük enerjiyə malik olurlar. Bu enerji temperatur ilə ifadə edilərsə, $\sim 40000K$ -ə uyğun gəlir.

Elektronun yerləşdiyi son səviyyə **Fermi səviyyəsi**, ona uyğun

enerji isə **Fermi enerjisi** adlandırılır. Fermi enerjisinə malik olan elektron tam sərbəstləşərək şəkil 17.4-də təsvir olunan «0» – halına, yəni vakuuma çıxır. Bu səbəbdən də Fermi enerjisi elektronun materialdan çıxış işini təyin edir. Materialda Fermi enerjisi temperaturdan çox zəif asılı olur və otaq temperaturunda onun qiyməti mütləq sıfırdakı qiymətdən cüzi fərqlənir. Bu səbəbdən istilik hərəkəti elektronların cüzi hissəsinin kinetik enerjisinə təsir edir və **keçirici elektronların istilik tutumunda payı** nəzərə çarpmayacaq dərəcədə kiçik olur. Bu isə klassik elektron nəzəriyyəsinin əsas çatışmazlıqlarından birinin izahıdır. Kvant nəzəriyyəsi əsasında hesablanan metalların xüsusi müqavimətinin qiyməti və onun temperaturdan asılılığı təcrübə ilə tam uyğunluq təşkil edir.

§17.6. Tam dövrə üçün Om qanunu

Elektrik mənbəyi kimi istifadə olunan qalavanik element, batareya, akkumulyator və s. ilə gündəlik həyatımızda hamımız tanışq. Sadə qalavanik element şüşə bankadakı sulfat turşusuna batırılmış sink və kömür elektrodlardan ibarətdir (şəkil 17.5). Elektrodların bankadan kənarda qalan qütübləri klemmlər adlanır. Onlar vasitəsilə element istənilən sxemə elektrik mənbəyi kimi qoşulur. Elektrodlarla elektrolitin sərhəddində baş verən hadisələrin təfəsilatına varmadan qeyd edək ki, sink elektrod mənfi, kömür isə müsbət yüklənir. Onlar arasında potensiallar fərqi yaranır. Klemmləri müqavimətlə qapasaq dövrədən cərəyan keçəcək. Dövrənin xarici hissəsində cərəyan müsbət elektroddan (anod) mənfi elektroda (katod) doğru axır. Cərəyan xətləri qapalı olmalıdır. Ona görə



Şəkil 17.5

də daxili dövrədə cərəyan katoddan anoda doğru axır. Elektrik yükləri qapalı dövrə boyunca hərəkət edir. Xarici hissədə yükləri hərəkət edirən elektrik sahəsi tərəfdən təsir edən qüvvələrdir. Daxili dövrədə yükü mənfi klemmadan müsbət klemmaya doğru hərəkət etdirən qüvvələr qeyri-elektrik təbiətlidir. Bunlara **kənar qüvvələr** deyilir. Əslində kənar qüvvə dedikdə elektrik enerjisi aldığımız başqa enerji növləri nəzərdə tutulur. Belə ki, qlavanik elementlərdə, batareyalarda, akkumulyatorlarda kənar qüvvə kimyəvi enerji, günəş batareyalarında işıq enerjisi, AES-də nüvə enerjisi, istilik elektrik stansiyalarında yanacağın daxili enerjisi və s. “kənar qüvvə” rolunu oynayır. Yüku qapalı dövrə boyunca hərəkət etdirən kənar qüvvələridir. **Müsbət vahid yükün qapalı dövrə boyunca hərəkəti zamanı kənar qüvvələrin gördüyü işə, mənbəyin elektirk hərəkət qüvvəsi (e.h.q.) deyilir.**

$$E = A / q$$

(17.32)

E.h.q.-nin vahidi də potesial vahidi kimi V-dur. Müxtəlif enerji növlərini (kimyəvi, mexaniki, işıq və s.) elektrik enerjisinə çevirən termocütlər, generatorlar, batareyalar və başqa qurğular e.h.q. mənbələri adlanır.

E.h.q. mənbəyində elektrik sahəsinin intensivliyini $\vec{E}$, kənar qüvvələr sahəsinin intensivliyini isə $\vec{E}^*$ ilə işarə edək. Onda yekun sahə $\vec{E} + \vec{E}^*$, bu sahədə q yükünə təsir edən qüvvə isə $\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{E}^*)$ olacaq. Yüku qapalı dövrə boyunca $d\vec{\ell}$ yerdəyişməsi zamanı görülmə iş isə

$$dA = \vec{F} d\vec{\ell} = q(\vec{E} + \vec{E}^*) d\vec{\ell}$$

(17.33)

olar. Bu ifadəni dövrənin 1-2 nöqtələri üçün integrallayaq:

$$A = q \int_1^2 (\vec{E} + \vec{E}^*) d\vec{\ell}$$

(17.34)

Burada, $q \int_1^2 \vec{E} d\vec{\ell}$ - vahid yükün iki nöqtə arasında yerdəyişməsi zamanı görülmə işidir. Bu işi elektrik sahə qüvvələri görür. Deməli,

$$\int_1^2 \vec{E} d\vec{\ell} = \varphi_1 - \varphi_2 \quad (17.35)$$

$\int_1^2 \vec{E}^* d\vec{\ell}$ isə vahid yükün 1-2 nöqtələri arasında yerdəyişmə işidir. Bu işi isə kənar qüvvələr görür. , Deməli həmin nöqtələr arasında təsir edən e.h.q.

$$(17.36)$$

(17.35) və (17.36) ifadələrini (17.34) də nəzərə alsaq,

$$A = q(\varphi_1 - \varphi_2) + q\epsilon_{12} \quad (17.37)$$

alınar. Digər tərəfdən, yükün sahədə yerdəyişmə işini

$$A = qU = qJR_0 \quad (17.38)$$

şəklində yazı bilərik. (11.37) və (17.38)-in bərabərliyindən

$$IR_0 = \varphi_1 - \varphi_2 + \epsilon_{12}$$

alırıq. Buradan isə

$$I = \frac{\varphi_1 - \varphi_2 + \epsilon_{12}}{R_0} \quad (17.39)$$

olar. ***Son ifadə tam dövrə üçün Om qanunu adlanır.***

E.h.q. təsir edən dövrlər bircinsli olmayan dövrlər adlanır. Ona görə son ifadəyə bircinsli olmayan dövrə üçün Om qanunu da deyilir. Dövrə bircinsli olduğu halda, yəni $\epsilon_{12} = 0$, $I = (\varphi_1 - \varphi_2)/R_0$ olduqda, dövrə hissəsi üçün Om qanununu alırıq. Qapalı dövrə üçün $\oint \vec{E} d\vec{\ell} = \varphi_1 - \varphi_2 = 0$ və $\oint \vec{E}^* d\vec{\ell} = E$ olduğuna görə

$$(17.40)$$

alınır. Bu halda, R_0 - dövrənin xarici və daxili müqavimətlərinin cəmi kimi nəzərdə tutulur.

$$I = \frac{E}{R + r}$$

$$(17.41)$$

Elektrolitdə bir elektrodan digərinə doğru hərəkət edən yük axını müəyyən müqavimətlə qarşılaşır. Ona görə də mənbə öz-özlüyündə müəyyən müqavimətə malikdir və buna daxili müqavimət deyilir, r ilə işarə olunur. Onu mənbə ilə ardıcıl birləşmiş kimi təsəvvür etmək olar (şəkil 17.6).

Şəkil 17.6



Şəkil 17.6

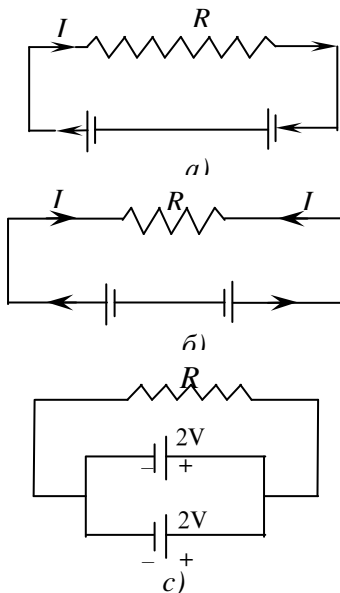
Sxemdəki a və b nöqtələri batareyanın klemmləridir və onlara birləşmiş voltmetrin göstərişi gərginlik adlanır, U_{ab} . Xarici dövrə də cərəyan olmayanda, yəni dövrə açıq olanda gərginlik e.h.q.-nə bərabərdir: $U_{ab} = E$. Batareyadan I cərəyanı axırsa, klemmlərdə gərginlik $I \cdot r$ qədər azalır.

$$U_{ab} = E - I \cdot r$$

$$(17.42)$$

Bir qayda olaraq e.h.q. mənbələrinin daxili müqaviməti xarici müqavimətə nisbətən çox-çox kiçik olur və zaman keçdikcə elektrolit quruyur və müqavimət artır.

E.h.q. mənbələrini ardıcıl birləşdirdikdə ümumi gərginlik ayrı-ayrı mənbələrin gərginliklərinin cəbri cəminə bərabərdir. Məsələn, şəkil 17.7, a-dakı ardıcıl birləşmiş elementlərin hər



Şəkil 17.7

birinin e.h.q.-si 1,5 V-dursa, lampanı əvəz edən R rezistorunda yekun gərginlik 3V olacaq.

n dənə element ardıcıl bir-ləşdikdə e.h.q.-si və daxili müqavimət n dəfə artır. Ona görə də Om qanununu

$$I = \frac{nE}{R + nr} \quad (17.43)$$

şəklində yazı bilərik.

Əgər gərginlikləri 20V və 12V olan batareyalar qarşı-qarşıya birləşibsə, onların ümumi gərginliyi 8V olacaq (şəkil 17.7, b). Belə birləşmədən yalnız bir batareyanı başqa batareyadan, məsələn, 12V-luğu 20V-luqdan yükləmək üçün istifadə olunur.

E.h.q. mənbələrinin ardıcıl birləşməsi nəticəsində yekun e.h.q., paralel birləşməsi nəticəsində isə cərəyan şiddəti artırır (şəkil 17.6, c). Sonuncu halda mənbəyin e.h.q. dəyişmir. Bütöv sistemə paralel birləş-miş daxili müqavimətlər kimi baxılsa, yekun daxili müqavimət n dəfə azalacaq

$$I = \frac{E}{R + r/n} \quad (17.44)$$

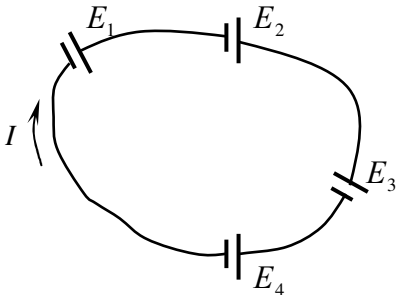
§17.6. Budaqlanmış dövrələr. Kirxhof qaydaları

Ən sadə qapalı dövrə bir dənə e.h.q.-mənbəyin e.h.q.-sinə bərabərdir.

$$E = IR + Ir \quad (17.45)$$

Əgər dövrədə bir neçə e.h.q.- mənbəyi varsa, e.h.q.-nin cəmini götürmək lazımdır.

Praktikada (məsələn həllində və s.) belə hallara tez-tez rast gəlinir üçün e.h.q.-nin işarəsinin yazılma qaydası ilə tanış olaq. Dövrənin saat əqrəbi və ya onun əksinə fırlanma istiqamətini müsbət istiqamət kimi qəbul etmək olar. Məsələn, 17.7-ci şəkildəki dövrənin saat əqrəbi istiqaməti I müsbət qəbul olunub. Burada,



Şəkil 17.8

E_1, E_2, E_3, E_4 mənbələrin e.h.q.-ləridir. Cərəyanın hansı istiqamətdə axmağı məlum deyil. E.h.q.-nin işarəsi o vaxt müsbət qəbul olunur ki, müsbət dolanma istiqamətində ilk rast gələn mənbəyin mənfəi qütbü olsun. Əgər ilk rast gələn müsbət qütbüdirsə, e.h.q.-si mənfəi qəbul olunur. Eyni qayda ilə cərəyanın istiqaməti dolanma istiqaməti ilə üst-üstə düşdükdə o müsbət, əksinə olduqda isə mənfəi qəbul olunur.

Beləliklə, (17.45) düsturunu ixtiyari miqdarda e.h.q. mənbələri üçün ümumiləşdirmək olar: qapalı dövrənin bütün hissələrində xarici və daxili müqavimətlərdəki gərginlik düşkünlərinin cəmi e.h.q.-lərinin cəbri cəminə bərabərdir.

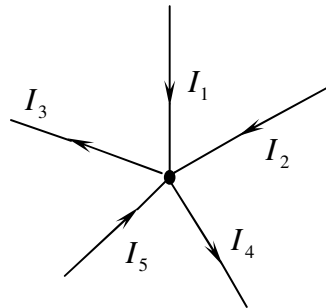
$$\pm I \sum_k (R_k + r_k) = \sum_i \pm E_i \quad (17.46)$$

Şəkil 17.8-dəki dövrə üçün bu ifadəni açıq yazaq

$$I(R + r_1 + r_2 + r_3 + r_4) = E_1 + E_2 - E_3 - E_4 \quad (17.47)$$

Burada, r_1, r_2, r_3, r_4 daxili müqavimətlər, R isə xarici müqavimətlərin cəmidir. Bir neçə qalvanik element, çoxlu rezistor (müqavimət) və cərəyan aparan məftillərin müxtəlif kombinasiyaları daxil olan mürəkkəb dövrələri (17.45) şəklindəki Om və elektrik yükünün saxlanması qanunlarının köməyi ilə hesablamaq mümkündür. Lakin Kirxhov qaydalarını tətbiq etməklə hesablamanı sadələşdirmək olur. Bu məqsədlə Kirxhof aşağıdakı iki qaydanı vermişdir:

Kirxhofun birinci qaydası. *Cərəyanların budaqlandığı hər bir nöqtəsində onların cəbri cəmi sıfırdır:* Dövrənin iki və daha çox məftilləri görüşən nöqtəsi düyün nöqtəsi adlanır (şəkil 17.9). Bu zaman düyünə gələn və ondan çıxan cərəyanları əks işarə ilə götürmək lazımdır. Şəkil 17.9-görə



Şəkil 17.9

$$I_1 + I_2 - I_3 - I_4 + I_5 = 0$$

və ümumiyyətlə

$$\sum_k (\pm) I_k = 0 \quad (17.48)$$

yaza bilərik.

Asanlıqla görmək olar ki, Kirxhofun birinci qaydası elektrik yükünün saxlanması və ya cərəyanın kəsilməzliyi qanununun nəticəsidir. Dövrənin düyün nöqtəsinə vahid zamanda nə qədər yük gəlırsə, o qədər də çıxır. Belə olmasaydı düyünlərdə yükün artıqlığı və ya itkisi baş vermiş olardı.

Kirxhofun ikinci qaydası. Kirxhofun ikinci qaydası mürəkkəb dövrənin bölündüyü sadə qapalı dövrələrə aiddir: ***Qapalı konturu müəyyən istiqamətdə dolandıqda rast gəlinən gərginlik düşkürlərinin cəmi dövrədəki e.h.q.-lərinin cəminə bərabərdir:***

$$\sum_k \pm I_k R_k = \sum \pm E_i \quad (17.49)$$

Kirxhofun ikinci qaydası enerjinin saxlanması qanununun nəticəsidir. Adətən, ***Kirxhofun birinci qaydası düyünlər, ikinci qaydası isə konturlar qaydası adlanır.***

Kirxhofun ikinci qaydasını şəkil 17.10-dakı mürəkkəb dövrəyə tətbiq edək. Kirxhofun birinci qaydasına görə A, B, C, D düyünləri üçün

$$I_1 + I_3 + I_5 = 0$$

$$I_1 - I_6 - I_2 = 0$$

$$I_2 + I_5 + I_4 = 0$$

$$I_3 + I_6 - I_4 = 0$$

Baxılan mürəkkəb dövrəni $ABCA$ və $ACDA$ kimi iki qapalı konutru bölək. Onda konturlar qaydasına görə

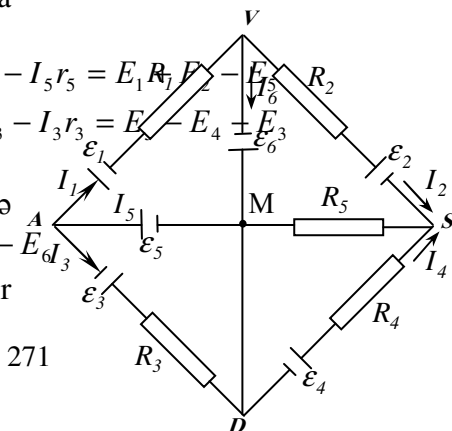
$$I_1 R_1 + I_1 r_1 + I_2 R_2 + I_2 r_2 - I_5 R_5 - I_5 r_5 = E_1 R_1 + E_2 - E_5$$

$$I_5 R_5 + I_5 r_5 - I_4 R_4 - I_4 r_4 - I_3 R_3 - I_3 r_3 = E_5 - E_4 - E_3$$

$BCMB$ konturu üçün isə

$$I_2 R_2 + I_2 r_2 + I_5 R_5 - I_6 r_6 = E_2 - E_6$$

yaza bilərik. Burada, r -lər



271

mənbələrin daxili müqavimətləridir. Bu cür tənliklər sistemini həll etməklə onlara daxil olan bir sıra kəmiyyətlər məlum olduqda digərlərini tapmaq olar.

Kirxhof qaydaları əsasında tənlikləri tərtib edərkən bir sıra şərtlərə əməl etmək lazımdır. Başlıcası tənliklərin sayı axtarılan kəmiyyətlərin sayına bərabər olmalıdır. Əgər tənlikləri həll edərkən cərəyanın işarəsi mənfi alınarsa, deməli, istiqamət düz seçilməyib, onun əksini götürmək lazımdır. Digər şərt budur ki, hər bir tənliyə əvvəlkilərə daxil olmayan heç olmazsa bir məchul daxil olmalıdır. Başqa sözlə sadə qapalı konturlar elə seçilməlidir ki, biri digərinin nəticəsi olmasın.

XVIII Fəsil

Müxtəlif mühitlərdə elektrik cərəyanı

§18.1. Qazların elektrik keçiriciliyi

Hər cür kənar qarışıqlardan təmizlənmiş qazlar elektriki keçirmirlər. Qaz molekulları elektrik baxımından neytraldır. *Molekulların neytral haldan yükdaşıyıcıya çevrilməsi prosesi ionlaşma adlanır.* Molekulları ionlaşdırmaq üçün onlardan bir və ya bir neçə elektronu qoparmaq lazımdır. Bu zaman elektronlarını itirmiş molekullar birqat, ikiqat və s. müsbət yüklənmiş ionlara çevrilir. Sərbəst elektronların bir hissəsi neytral molekullara birləşərək onları mənfi iona çevirir, digər hissəsi isə sərbəst halda qalır. Beləliklə, qazda müsbət və mənfi ionlar və sərbəst elektronlar kimi yükdaşıyıcılar yaranır. *Qazda yükdaşıyıcı yaranan xarici təsirlər ionlaşdırıcı adlanır.* Yüksək temperaturalar, rentgen, ultrabənövşəyi radioaktiv, kosmik şüalar, sürətli elektronlar və başqa hissəciklər ionlaşdırıcı ola bilər.

İonlaşma ilə yanaşı qazda onun əksi olan daha bir proses gedir. Xaotik hərəkət edən müsbət ion və sərbəst elektron rastlaşdıqda elektron iona birləşərək onu neytral molekula çevirir. Bu proses *rekombinasiya* adlanır.

Zəif elektrik sahələrində ionlaşdırıcının təsiri kəsiləndən sonra cərəyan yox olur, qaz ionları neytral molekullara çevrilir. Buna *qeyri-sərbəst keçiricilik* deyilir. Qabaqda görəcəyimiz kimi güclü elektrik sahələrində qazda bir dəfə yaranan keçiricilik öz-özünə davam etdirilir, ionlaşdırıcının təsirinə ehtiyac qalmır. Bu halda ona *sərbəst qaz keçiriciliyi* deyilir.

Fərz edək ki, sahəsi S , aralarındakı məsafə d olan kondensatorun lövhələri arasında qaz var (şəkil 18.1). İonlaşdırıcının təsiri ilə qazın vahid həcmində, vahid zamanda α cüt ion yaranır. α –ionlaşma əmsalı adlanır. Onda kondensatorun $S \cdot d$ həcmində vahid zamanda $\alpha \cdot S \cdot d$ cüt ion yaranacaq. Qazda

hər iki işarədən olan ionların konsentrasiyası n_+ və n_- olsun. Əks işarəli yüklər eyni miqdarda yaranır və eyni miqdarda da yox olur:

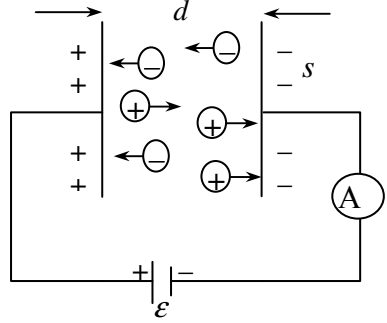
$$n_+ = n_- = n.$$

Onda, vahid zamanda vahid həcmdə rekombinasiya olunan ionların sayı müsbət və mənfi ionların sayı ilə mütənəşib olacaq:

$$\beta n_+ n_- = \beta n^2$$

β – rekombinasiya əmsalı adlanır. $S \cdot d$ həcmində rekombinasiya olunan yüklərin sayı $\beta n^2 S d$ olar. İonlar nəinki qazın həcmində, həm də elektrodalarda rekombinasiya olunur. Həm cərəyanla elektroda çatan (məsələn, müsbət yük lövhənin mənfi yükü ilə birləşib onu neytrallaşdırır) sərbəst yük yox olur, həm də lövhənin yükü azalır.

Lövhələrdə rekombinasiya olunan yüklərin miqdarını belə tapa bilərik. Qazdan keçən cərəyanın şiddəti $I = i \cdot S$ olsun. Onda $I/e = iS/e$ nisbəti vahid zamanda



Şəkil 18.1

lövhələrə çatan və rekombinasiya olunan yüklərin sayını verir. Lövhələr arasındakı fəzanın Sd həcmindəki yük cütlərinin sayı nSd , onun zamana görə dəyişməsi $Sd \frac{dn}{dt}$ olsun. Yuxarıda gördüyümüz kimi bu dəyişmə ionlaşma, qazın həcmində və elektrodalarda rekombinasiya hesabına ola bilər.

$$Sd \frac{dn}{dt} = \alpha S d - \beta n^2 S d - \frac{iS}{e} \quad (18.1)$$

İonlaşma və rekombinasiya bir-birinə əks proses olduğu üçün son iki həddin qarşısında mənfi işarəsi yazılıb.

(18.1) **qazda yüklərin sayının balans tənliyidir**. Onun hər tərəfini Sd həcminə bölək.

$$\frac{dn}{dt} = \alpha - \beta n^2 - \frac{i}{ed} \quad (18.2)$$

Qazdan keçən cərəyan sabitdirsə, ionlaşma nəticəsində yaranan və rekombinasiya nəticəsində yox olan ionların sayı arasında tarazlıq yaranır, yüklərin n konsentrasiyası dəyişmir ($dn/dt = 0$) və

$$\alpha - \beta n^2 - \frac{i}{ed} = 0 \quad (18.3)$$

alınır.

Burada iki hala baxaq:

a) zəif sahələrdə qazdan keçən cərəyan da kiçik olur. Odur ki, ionların əksəriyyəti elektrodlara çatmadan qazın həcmində rekombinasiya olunur:

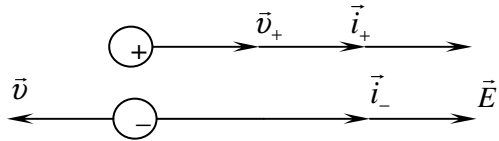
$\beta n^2 \gg \frac{i}{ed}$ olduğu üçün $\frac{i}{ed}$ -ni nəzərə almırıq və (18.3)-dən

$$\alpha = \beta n^2 \quad \text{və}$$

$$n = \sqrt{\frac{\alpha}{\beta}} \quad (18.4)$$

alınar.

Sahənin təsiri ilə əks işarəli ionlar müvafiq lövhələrə doğru qarşılıqlı əks istiqamətlərdə hərəkət etməsinə baxmayaraq cərəyanların istiqamətləri



Şəkil 18.2

üst-üstə düşür (şəkil 18.2). Ona görə də:

$$\vec{i} = \vec{i}_+ + \vec{i}_- = en(\vec{v}_+ + \vec{v}_-) \quad (18.5)$$

olar. Burada, $\vec{v}_+$, $\vec{v}_-$ - uyğun olaraq müsbət və mənfi ionların nizamlı hərəkət sürətləridir. **Elektrik sahəsində yükün qazandığı nizamlı hərəkət sürətinə Dreyf sürəti də deyilir.**

Dreyf sürəti sahə intesivliyi ilə mütənasibdir:

$$\vec{v}_+ = \mu_+ \cdot \vec{E} \quad \vec{v}_- = -\mu_- \vec{E} \quad (18.6)$$

Burada, μ_+ , μ_- - uyğun olaraq müsbət və mənfi ionların **yürüklüyü** adlanır. Göründüyü kimi, **yürüklük yükün vahid sahədə qazandığı Dreyf sürətidir:**

$$\mu = v / E \quad (18.7)$$

Yürüklüyün vahidi $\mu = l \frac{m / \text{san}}{V/m} = l \frac{m^2}{V \cdot \text{san}}$ -dir.

(18.4) və (18.6)-nı (18.5)-də nəzərə alaq.

$$i = e \sqrt{\frac{\alpha}{\beta}} (\mu_+ + \mu_-) \vec{E} \quad (18.8)$$

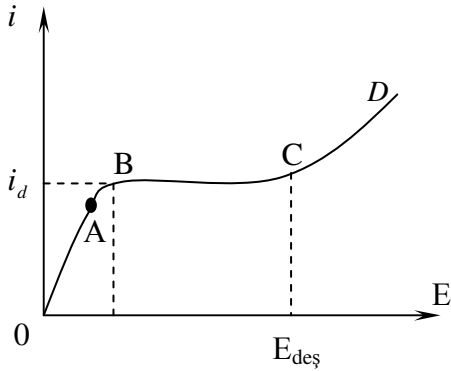
İonlaşdırıcının təsiri və temperatur sabit olduqda, son ifadəyə daxil olan α, β, μ_+ və μ_- kəmiyyətləri də dəyişməyəcək. Odur ki,

$$\sigma = e \sqrt{\frac{\alpha}{\beta}} (\mu_+ + \mu_-) \quad (18.9)$$

işarə etməklə, yəqin edirik ki, zəif elektrik sahələrində qazın keçiriciliyi Om qanununa tabedir:

$$\vec{i} = \sigma \vec{E}$$

Şəkil 18.3-də qaz keçiriciliyinin tam volt-ampər xarakteristikası göstərilib. Onun OA hissəsi zəif sahədə cərəyan sıxlığının sahə intensivliyindən asılı olaraq xətti dəyişməsini təsvir edib.



Şəkil 18.3

b) güclü sahələrdə cərəyan da böyük olur. Yükdaşıyıcılar qazın həcmində rekombinasiya olunmağa imkan tapmır, elektrodlara çatır. Odur ki, $\beta n^2 \ll i / ed$ yazmaq olar. Onda, (18.3) ifadəsindən (βn^2 -nəzərə alınmır)

$$\frac{i}{ed} = \alpha \quad \text{və} \quad i_d = \alpha ed \quad (18.10)$$

alınır. Cərəyanın bu şərti ödəyən qiyməti **doyma cərəyanı** adlanır. Doyma cərəyanı sahə intensivliyindən asılı deyil və yalnız ionlaşdırıcının qazın vahid həcmində vahid zamanda yaratdığı

yüklərin sayından asılıdır. Şəkil 18.3-də doyma cərəyanı qrafikin üfüqi BC hissəsi ilə təsvir olunur. Qrafikin AB hissəsində i -nin E-dən asılılığı qeyri-xətti xarakter daşıyır, Om qanunu ödənilmir. i_d -nin lövhələrarası d məsafəsi ilə mütənasib olması onunla bağlıdır ki, bu məsafə böyük oduqca qazın həcmi və ondakı yükdaşıyıcıların sayı da artır.

Sahə intesivliyinin müəyyən qiymətində cərəyan yenidən (C-nöqtəsində) artmağa başlayır. Əvvəlcə bu artım zəif, sonra isə kəskin olur. Bu onu göstərir ki, ionların sayını artıran daxili mənbə yaranıb. Müəyyən D nöqtəsində ionlaşdırıcının təsirini yox etsək, cərəyan kəsilir. Daxili proseslər hesabına keçiricilik davam edir. Bu andan başlayaraq qeyri-sərbəst qaz keçiriciliyi sərbəst keçiriciliyə çevrilir.

İndiyə kimi nəzərdə tutulurdu ki, qazda yükdaşıyıcılar ancaq ionlaşdırıcının təsiri ilə yaranır. Güclü elektrik sahələrində qazdakı sərbəst elektronlar və müsbət ionlar da yeni elektronlar və ionlar yaradır. Elektrik sahəsində sərbəst yol boyunca elektron $m v^2 / 2 = e \bar{E} l$ enerjisi qazanır. l —elektronun sərbəst yolunun uzunluğudur. Zəif sahələrdə bu enerji də kiçikdir və elektronun atom və molekulla toqquşması elastiki xarakter daşıyır, yalnız elektron hərəkət istiqamətini dəyişir. Sahə gücləndikcə elektronun kinetik enerjisi də artır, toqquşmalar qeyri-elastiki xarakter daşıyır, elektron sahədə qazandığı enerjini atoma və ya molekula verir. Əgər bu enerji atomun və molekulun E_i ionlaşma enerjisindən çoxdursa, yeni sərbəst elektron və müsbət ion alınır. ***Bu hadisə zərbə ilə ionlaşma adlanır.*** Elektronlar sahə tərəfindən yenidən sürətlənir, yenidən zərbə ilə ionlaşma baş verir və i. a. Anoda yaxınlaşdıqca sərbəst elektronların sayı sel kimi artır. Qeyd edək ki, katoda yaxınlaşan müsbət ionlar da zərbə ilə ionlaşma yaradır. Lakin ionların kütləsi elektronun kütləsinə nisbətən çox-çox böyük olduğu üçün eyni sahədə ionun qazandığı sürət kiçik olur. Güclü sahələrdə katodun səthinə zərbə ilə dəyən müsbət ionlar oradan yeni elektronlar qoparır. ***Bu hadisə ikinci elektron emissiyası adlanır.*** Xatırladaq ki, ***qızdırılan zaman katoddan elektron çıxması***

hadisəsi birinci elektron emissiyası adlanır.

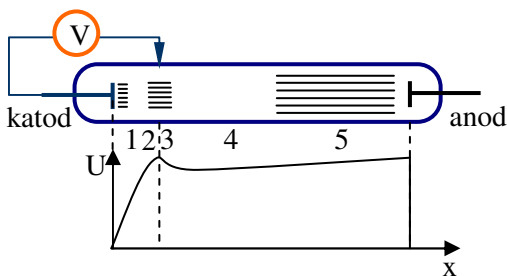
Zərbə ilə ionlaşmanın sürəti artdıqca rekombinasiya prosesləri yükdaşıyıcıların sayının sabitliyini təmin edə bilmir. Qazda **deşilmə** baş verir. Deşilmə baş verən sahənin qiyməti qazın kimyəvi təbiətindən, onun halından, qazda yerləşdirilmiş elektrodların formasından və qarşılıqlı vəziyyətindən asılıdır.

Sərbəst elektron atom və molekulla toqquşduqda sonuncuları həcəyanlanmış hala keçirir (bu zaman atom və molekula verilən enerji, E_i ionlaşma enerjisindən kiçikdir). Normal hala qayıdarkən onlar özlərindən işıq buraxır. Cərəyan keçərkən qazların işıqlanması bu hadisəyə əsaslanıb (gündüz işığı lampaları, qütb parıltıları və i.a.). Qazların elektrik keçirməsi qaz boşalmaları da adlanır. Onların müxtəlif növləri var: **səyrişən (alovsuz) boşalma, qığılcmılı boşalma, tachı boşalma, qövs boşalması** və s.

Səyrişən boşalma uzunluğu $\sim 0,5 m$ olan borularda kiçik təzyiqlərə qədər seyrəkləşdirilmiş qaza yüksək ($\sim 1000V$) gərginlik tətbiq olunduqda yaranır. Qazın təzyiqi $50 mm Hg$ olduqda işıqlanan telciklər katodla anodu birləşdirir. Təzyiqin sonrakı azalması telciklərin yoğunlaşmasına səbəb olur və $\sim 5 mm Hg$ təzyiqində boru bütövlükdə işıqlanaraq səyrişən boşalmanı yaradır. Boşalma sütununun əsas hissələri və tətbiq olunmuş gərginliyin boru üzrə paylanması

şəkil 18.4-də təsvir olunmuşdur. Tətbiq olunmuş gərginlik əsasən 1 katodyanı qat ilə 3 səyrişən işıqlanma arasında 2 katod qaranlığına düşür. Bu üç qat boşalmanın katod hissəsi adlanır. Səyrişən işıqlanma

(3) ilə 5 işıqlanan anod sütunu arasında 4 Faradey qaranlıq fəzası yerləşir. Borunun əksər hissəsi işıqlanan müsbət anod sütunu ilə dolur. Müstəqil qaz boşalmasına səbəb olan hər iki amil- ikinci elektron emissiyası və zərbə ionlaşması katodətrafı fəzada baş verir.



Şəkil 18.4

Boruda təzyiq çox kiçik ($\sim 0,001 \text{ mm Hg}$) həddə qədər azaldıqda (2) katod qaranlıq fəzası genişlənərək bütün borunu tutur.

Katod ətrafında işıqlanmaların səbəbi nisbətən az enerji yığan elektronların qaz molekulları ilə toqquşaraq onları həyəcanlaşdırması və bu molekulların əsas hala qayıdaraq şüa buraxmasıdır. Elektronların yığıdığı enerji böyük olduqda toqquşmada ionlaşdırma ehtimalı daha böyük olur və işıqlanma aradan qalxır. Burada çoxlu sayda müsbət ion yığılaraq fəza yükü əmələ gəltirməsi gərginliyin şəkil 18.4-də göstərilən kimi paylanmasını təmin edir. Səyrişən boşalma qatı çoxlu miqdarda müsbət ionlar və mənfi yüklü elektronlarla dolsa da, yekun yük sıfır olur. Elektrik cəhətdən neytral müsbət və mənfi sərbəst yüklərin məcmusu **plazma** adlanır. Bu hissədə işıqlanma rekombinasiya nəticəsində baş verir. Elektronlarla müsbət ionların rekombinasiyasıda ayrılan enerji fotonlar şəklində şüalanır.

Səyrişən boşalmadan qazboşalma borucuqları kimi küçə reklamlarında istifadə olunur. *Ne* -qırmızı, *Ar* -göy-yaşıl və s. rənglər verməsi reklamın əlvan rəngini təmin edir. Səyrişən boşalma həmçinin katod şüaları (elektron seli), katodoluminessensiya (elektronların təsiri ilə maddələrin işıqlanması), kanal şüaları (müsbət ionlar seli) almağa imkan yaradır.

Qövs boşalması. Bu növ qaz boşalmasını ilk dəfə 1802-ci ildə rus fiziki V.Petrov iki birləşmiş kömür elektrodu dövrəyə qoşduqdan sonra bir qədər aralayıaraq onlar arasında gözqamaşdırıcı parlaq işıqlanma müşahidə etmişdir. Üfq elektrodlar arasında işıqlanma bir qədər əyilərək qövs forması aldığından, elektrik qövsü adlanır. Qövsdə cərəyan şiddəti $\sim 10^4 \text{ A}$ tərtibində olur. Qövs boşalması həm alçaq ($\sim 0,01 \text{ Atm.}$), həm də yüksək ($\sim 10^3 \text{ Atm.}$) təzyiqlərdə baş verə bilər. Boşalmanın səbəbi qızmış katoddan termoelektron emissiyası ilə elektronların qopması və elektrodlararası qazın yüksək temperatura qədər qızmasıdır. Elektrodlar arası yüksəktemperatrlu plazma ilə dolur, yüksəktəzyiqli qövsdə hətta 10000 K alınır. Yüksəkenerjili

ionların katoda çirpılması onu $\sim 3500K$ -ə qədər qızdırır. Elektronlar daha böyük enerjiyə malik olduqlarından anod daha şiddətli qızmaya məruz qalır. Bu səbəbdən anod buxarlanır və onun səthində dərinləşmiş çuxur –krater əmələ gəlir. Kraterdə qövsün ən parlaq işıqlanması baş verir.

Qığılçılıq boşalma tətbiq olunan elektrik sahə intensivliyi verilmiş qaz üçün deşilmə sahəsinə (E_d) bərabər olduqda yaranır. Deşilmə sahəsi qazın təzyiqindən asılıdır, hava üçün normal şəraitdə $\sim 10^4 V/sm$ tərtibindədir. Paşen qanununa görə deşilmə sahəsi qazın təzyiqi artdıqca xətti qanunla artır ($E_d/P = const$). Qığılçılıq boşalma parlaq işıq verən əyri xətlərdən və budaqlardan ibarət olur. Belə boşalmaya ən yaxşı misal ildırımdır. Kanalın uzunluğu $\sim 10 km$, diametri $\sim 50 sm$, davamətmə müddəti $\sim 10^{-4} san$ olmaqla milyonlarla Amper cərəyan axması ilə müşayət olunur. İldırım ~ 100 təkrarlanan impulsdan ibarət olduğundan bütün proses $5 \div 6 san$ davam edir. Qığılçılıq kanalında qazın temperaturu $10000K$ və daha yüksək ola bilər. Yüksək temperatur qazın təzyiqinin güclü artmasına və zərbə dalğası ilə müşayət olunan güclü səs (göy gürultusunun) yaranmasına səbəb olur.

Tac boşalması elektrodlardan biri və ya hər ikisi sivri və ya iti uclu olarsa, o qədər də böyük olmayan elektrik sahələrində yaranır. Tac boşalmasında qazın ionlaşması və həyəcanlaşması bütün həcmdə baş vermir, yalnız iti ucun ətrafında, elektrik qüvvə xətlərinin sıxlaşdığı yerdə əmələ gəlir. Işıqlanma sivri uclu elektrodu əhatə edərək taca bənzəyir. Tac boşalması qazın tam olmayan - qismən boşalmasıdır və tətbiq olunan gərginlik artdıqda qığılçılıq boşalmaya və ya elektrik qövsünə keçir. Işıqlanmanın katod və ya anod ətrafında yaranmasından asılı olaraq müsbət və mənfi tac boşalmaları fərqləndirilir. Mənfi tac halında katod yaxınlığında işıqlanma səyrişən boşalmaya bənzəyir.

§18.2. Plazma

Qazın temperaturu artdıqca onun ionlaşma dərəcəsi də artır. Elektronlarını itirmiş molekullar müsbət ionlara çevrilir. Temperatur yüksəldikcə hər bir molekul daha çox elektron itirir və bu zaman birqat, ikiqat və s. müsbət yüklənmiş ion alınır. Qazın termik ionlaşması təxminən 6000°C –də başlanır. Molekulların $\frac{3}{2}kT$ istilik enerjisi kifayət edir ki, toqquşmalar zamanı elektronlar qopa bilsin. İonlaşma prosesində molekullar atomlara parçalanır və sonuncular ionlaşırlar. Bu proses o vaxta qədər davam edə bilər ki, atom öz elektronlarını itirir və sərbəst elektronlardan və çılpaq nüvələrdən ibarət qarışıq alınır.

Müəyyən həcmdəki ionlaşmış qaz plazma adlanır. Plazmada yüklü hissəciklərin konsentrasiyası kifayət qədər yüksək olmalıdır. Bundan əlavə ionlaşma nəticəsində yaranan yüklər həmin həcmdə də qaldığı üçün ***plazma elektrik baxımından neytraldır. Kifayət qədər böyük həcmdə müsbət və mənfi yüklərinin miqdarı əsasən eyni olan plazmaya kvazineytral plazma deyilir. İonlaşmış atomların sayının atomların tam sayına olan nisbəti ionlaşma əmsalı adlanır*** və α ilə işarə olunur. ***İonlaşma əmsalı $\alpha \sim 10^{-3}$ olan qaz plazma hesab oluna bilər.*** Qazın ionlaşma dərəcəsi temperatur və təzyiqdən asılıdır. Təzyiq artdıqca ionlaşma azalır.

Plazma Kainatın həyatında çox böyük rol oynayır. Onu demək kifayətdir ki, Kainatdakı maddə əsasən plazma halında olan ulduzlarda, o cümlədən də Günəşdə və ulduzlararası fəzada toplanıb. Planetlərin kütləsi Kainatın kütləsinin çox cüzi hissəsini təşkil edir. Yer atmosferini xarici tərəfdən əhatə edən təbəqədə, ionosferada, qaz yüksək dərəcədə ionlaşmış plazma halındadır. İonosferanın elektromaqnit dalğalarını əks etdirmək xassəsi Yer in müxtəlif nöqtələri, o cümlədən diametrial əks nöqtələri arasında radorabitə saxlamağa imkan verir. İonosferadan xaricdə yüklü zərrəciklərlə dolu radiasiya qurşaqları yerləşir. Yüklü zərrəciklər bu qurşaqlarda Yer in maqnit sahəsi vasitəsilə saxlandığı üçün ona maqnit sferası da deyilir.

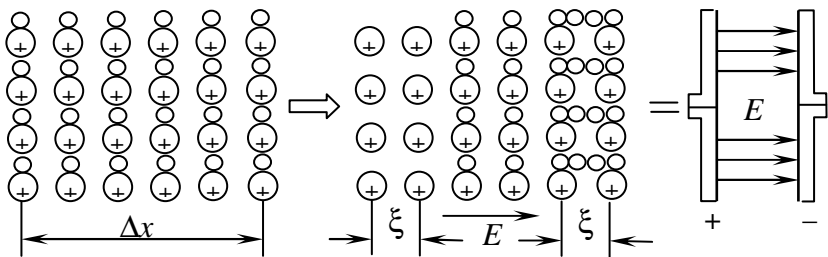
Yer şəraitindəki qabdakı qazı qızdırmaqla plazma almaq çətindir, çünki yüksək temperaturlara dözə bilən materiallar yoxdur.

Lakin xüsusi formalı maqnit sahələrində məhdud həcmdə qaynar plazmanı saxlamaq mümkündür. Plazmanın əsas xassələrindən biri onun bütün həcm boyunca kvazineytrallığını avtomatik təmin edə bilmək xassəsidir. Plazmada elektronların n_e və müsbət ionların n_i konsentrasiyaları kəskin fərqli olduqda elektrik sahəsi artıqlığı ilə iştirak edən hissəcikləri kənara itələyir, əks işarəli yükləri isə cəzb edir. **Plazma avtomatik olaraq öz kvazineytrallığını çox böyük dəqiqliklə “qoruya” bilir. Hətta yüklərin hərəkətindəki istilik fluktuasiyaları kvazineytrallığı poza bilmir.**

Fərz edək ki, istilik fluktuasiyası nəticəsində plazmanın Δx qalınlıqlı təbəqəsində elektronlar müsbət ionlara nisbətən yerini ℓ qədər dəyişir və kvazineytrallıq pozulur. (şəkil 18.5). Bu zaman kondensatora bənzər sistem alınır; onun bir tərəfində elektronlar, digər tərəfində isə müsbət ionlar yığılır. Elektronların və ionların yükünün mütləq qiymətcə eyni olduğunu qəbul edərək, lövhələrdə yükün səthi sıxlığı $\sigma = en\ell$ yazı bilərik. (n - elektronların və ya ionların konsentrasiyasıdır). Plazma kondensatorunun lövhələri arasındakı elektrik sahəsi üçün məlum düstura görə

$$E = \sigma / \varepsilon_0 = en\ell / \varepsilon_0 \quad (18.11)$$

yazı bilərik.



Şəkil 18.5

Bir lövhənin sahəsini S ilə işarə etsək, kondensatorun lövhələri arasındakı fəzadakı elektronların sayı üçün $n\Delta x\Delta S$, yükü üçün $q = en\Delta x\Delta S$, onlara elektrik sahəsi tərəfindən təsir edən qüvvə üçün

$$F = -qE = -en \Delta x \Delta S \frac{en\ell}{\varepsilon_0} = -\frac{e^2 n^2 \Delta x \Delta S \ell}{\varepsilon_0} \quad (18.12)$$

alırıq. Bu elektronların kütləsi $m = m_e n \Delta x \cdot \Delta S$, onların elektrik sahəsində aldığı təcil $-d^2 \ell / dt^2$ olsun. Nyutonun ikinci qanununa görə mənfi lövhədəki elektronların hərəkət tənliyi üçün

$$m_e n \Delta x \Delta S \frac{d^2 \ell}{dt^2} = -\frac{e^2 n^2 \Delta x \Delta S \cdot \ell}{\varepsilon_0}$$

$$\frac{d^2 \ell}{dt^2} + \omega_{pl}^2 \cdot \ell = 0 \quad (18.13)$$

alınır. Burada,

$$\omega_{pl} = \left(\frac{ne^2}{m_e \varepsilon_0} \right)^{1/2} \quad (18.14)$$

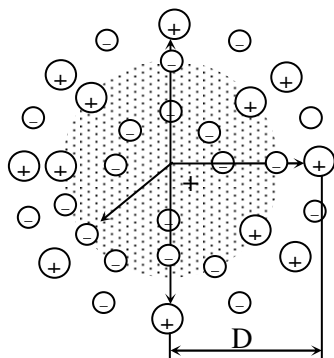
göstərir ki, plazmadakı mənfi yük harmonik qanunla rəqs edir. (18.14) ifadəsi ilə təyin olunan tezlik **plazma tezliyi** adlanır. Beləliklə, plazmanın bu və ya digər yerində elektrik neytrallığı pozulduqda onda yükün harmonik rəqsi başlayır. Qeyd etmək lazımdır ki, yaranan rəqsi proses dalğa xarakteri daşımır və plazmada yayılır. Elektronların və ionların öz aralarında və neytral molekullar ilə toqquşması nəticəsində plazma rəqləri sönür. Fluktuasiya nəticəsində plazmada elektrik neytrallığının pozulduğu oblastların xətti ölçülərinə baxaq. Bu ölçülər yəqin ki, plazma rəqlərinin amplitudundan böyük ola bilməz. Bu amplitudu D ilə işarə edək. Bir elektronun plazma rəqsinin enerjisi $m_e \omega_{pl}^2 D^2$ olsun. Tarazlıq halında elektron bu enerjini istilik hərəkəti hesabına əldə edir. Odur ki, bir elektronun plazma rəqsinin enerjisi rəqsi hərəkətin bir sərbəstlik dərəcəsinə düşən kT enerjisinə bərabərdir: $m_e \omega_{pl}^2 D^2 = kT$.

$$D = \left(\frac{kT}{m_e \omega_{pl}^2} \right)^{1/2} = \left(\frac{\varepsilon_0 kT}{ne^2} \right)^{1/2} \quad (18.15)$$

D - **plazmanın Debay radiusu** adlanır. Plazmada elektrik

neytrallığının pozulması D - Debay radiusundan böyük olmayan məsafələrdə mümkündür. Debay radiusu isə qazın tutduğu oblastın xətti ölçülərinə nisbətən kiçikdir. Məsələn: $n = 10^{20} m^{-3}$, $T = 10^6 K$ olduqda Debay radiusu $10^{-6} m$ tərtibdən alınır. Bu qiymət atomun xətti ölçülərindən ($10^{-10} m$) bir neçə tərtib böyük olduğu üçün nəticə çıxarmaq olar ki, plazmaya kvant mexanikası qanunları tətbiq oluna bilməz, plazma klassik fizika qanunlarına tabedir. Fərz edək ki, plazmaya müsbət q sınaq yükü daxil edilib (şəkil 18.6). Onun ətrafına elektronlar yığılmağa başlayır, ionlar isə itələnir. Odur ki, q yükü ətrafında elektron buludu əmələ gəlir. Həmin bulud q yükü ilə plazmanın qalan hissələri arasındakı qarşılıqlı təsiri ekranlaşdırır. Ekranlaşma q yükündən müəyyən məsafəyə qədər mümkündür. Həmin məsafə Debay radiusuna bərabərdir. Adətən ona **Debayın ekranlaşma radiusu** da deyilir. Plazma nəinki oraya yerləşmiş yükün sahəsini, həm də xarici elektrik sahəsini də ekranlaşdırır. Xarici elektrik sahəsinin plazmaya nüfuz etdiyi məsafə də Debay radiusu tərtibindədir.

Tam istilik tarazlığındakı plazmada temperatur, elektronların və ionların kinetik enerjisi eynidir. Qeyri tarazlıq halındakı plazmada isə elektron və ionların kütlələri arasındakı kəskin fərq hesabına onların kinetik enerjiləri və bunlara uyğun temperaturalar bir-birindən seçilir. Əksər hallarda elektronların temperaturu $-T_{el}$ ionların temperaturu T_i -dən böyük olur.



Şəkil 18.6

Plazmanın əsas növləri üçün $nD^3 \gg 1$ şərti ödənilir. Bu onu göstərir ki, elektrik neytrallığı pozulan oblastda yüklərin konsentrasiyası böyükdür və plazmada müəyyən hissəcik eyni zamanda çoxlu hissəciklə qarşılıqlı tə'sirdə olur. Uzağa təsir xassəsinə malik Kulon qüvvəsi mümkün olduqca daha çox hissəciyi qarşılıqlı təsire cəlb

edir.

Müəyyən həcmdəki plazmada elektronların və müsbət ionların sərbəst halda mövcud olması göstərir ki, plazma hissəciklərinin kinetik enerjisi onların qarşılıqlı təsirinin potensial enerjisindən qat-qat çoxdur. Bu baxımdan plazma ideal qaza oxşayır və qazın hal tənliyi plazma üçün də yarayır. Lakin plazma ideal qazı elektronlardan və ionlardan ibarətdir. Onlar bir-birinə nəzərən elə hərəkət edirlər ki, bu zaman plazmada elektrik neytrallığı pozulmur.

Plazma dalğa uzunluğu geniş diapazonda dəyişən elektromaqnit dalğaları mənbəyidir. Elektronların tormozlanması nəticəsində kəsilməz spektr şüalanır. Soyuq plazmanın şüalanması görünən və infraqırmızı oblasta düşdüyü halda, qaynar plazma rentgen şüaları buraxır. Şüalanmanın bir mənbəyi də elektronla ionun rekombinasiyasıdır.

Plazmanın elektrik keçiriciliyi yükdaşıyıcıların konsentrasiyasından zəif asılıdır: $\sigma \sim (e_n \cdot n)^{-1}$. Keçiriciliyin temperatur asılılığı daha güclüdür: $\sigma \sim T^{3/2}$. Odur ki, yüksək temperaturlarda ($\sim 10^8 K$) plazmanın keçiriciliyi ən yaxşı metalların keçiriciliyinə nisbətən bir tərtib çoxdur.

Maqnit sahəsində yerləşmiş plazma hissəcikləri vintvari trayektoriya boyunca hərəkət edir. Plazmanın bu xassəsindən onun dağılmasının qarşısını almaq üçün istifadə olunur. Günəşdə protuberanslar onun səthindən püskürən plazmadan başqa bir şey deyildir. Bu plazma Günəşin səthində maqnit qüvvə xəttləri boyunca hərəkət edir. Maqnit sahəsi plazmanın ölçülərini məhdudlaşdırır. Maqnit sahəsinin plazmanı saxlamaq xassəsi termonüvə reaksiyaları üçün istifadə olunan qurğularda tətbiq olunur. Yüksək temperaturlu hidrogen plazmasına ($10^8 K$) heç bir qab dözə bilməz. Güclü maqnit sahəsində yerləşmiş plazma hissəcikləri yalnız kamerada uzununa hərəkət edə bilər, eninə hərəkətin qarşısını maqnit sahəsi alır ("Tokamak" tipli qurğular). Buna maqnit termoizolyasiya metodu deyilir.

Dayanıqlı termonüvə reaksiyalarını həyata keçirmək üçün üç

parametr həlledici rol oynayır: ionların konsentrasiyası- n , plazmanı saxlamaq müddəti - τ və plazmanın temperaturu- T .

§18.3. Yarımkəçiricilər

Yarımkəçiricilər özlərinin xüsusi elektrik keçiriciliyinin qiymətinə görə metallardan və dielektriklərdən fərqlənir. Onlar dielektriklərlə metallar arasında aralıq hal təşkil edir. Belə ki, dielektrik üçün $10^{-20} < \sigma < 10^{-12} \text{ Om}^{-1} \cdot \text{sm}^{-1}$ və metallar üçün $10^4 < \sigma < 10^{12} \text{ Om}^{-1} \cdot \text{sm}^{-1}$ –dirsə, yarımkəçiricilər üçün isə bu qiymət $10^{-12} < \sigma < 10^4 \text{ Om}^{-1} \cdot \text{sm}^{-1}$ –dir.

Yarımkəçiriciləri metallardan fərqləndirən digər cəhət, onların xüsusi keçiriciliyinin temperatur artdıqca eksponensial olaraq artmasıdır. Bu artma aşağıdakı şəkildə verilir.

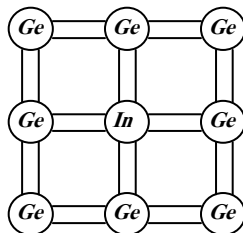
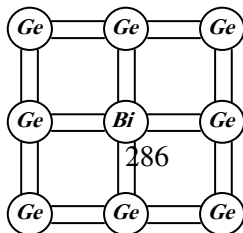
$$\sigma = \sigma_0 e^{\frac{b}{T}} \quad (18.16)$$

Burada, b - sabit kəmiyyət olub, yarımkəçiricinin növündən asılıdır. T -mütləq temperatur, σ_0 -isə 0°C –dəki xüsusi keçiricilikdir. Temperatur artdıqca yarımkəçiricinin xüsusi elektrikkeçiriciliyinin qiyməti metallara yaxınlaşır, çox alçaq temperaturlarda isə onlar özlərini dielektriklər kimi aparırlar.

Yarımkəçiricilərdə temperatur artdıqca onun vahid həcmdəki sərbəst elektronlarının sayının artması aşqar yarımkəçiricilərdə özünü daha çox büruzə verir.

Elektronu valent zonasından keçirici zonaya keçirmək üçün lazım olan enerjiyə aktivləşmə enerjisi deyilir. Bu iki keçid arasında qalan zonaya qadağan olmuş zonanın eni deyildir. Təmiz yarımkəçiricilərdə bu enerjinin qiyməti aşqar yarımkəçiricilərə nisbətən böyükdür. Odur ki, yarımkəçiricilərdə məxsusi və aşqar keçiriciliyi bir-birindən fərqləndirmək vacibdir.

Metalları, dielektrikləri və yarımkəçiriciləri bir-birindən fərqləndirən bir başlıca cəhət də onlarda qadağan



olunmuş zonanın eninə uyğun gələn aktivləşmə enerjisinin müxtəlif olmasıdır. Məsələn, metallarda qadağan olunmuş zonanın eni yoxdur. Bu onu bir daha sübut edir ki, metallarda sərbəst elektronlar ən alçaq temperaturalarda belə valent zonasından, artıq keçirici zonaya keçmişlər. Çox alçaq temperaturalarda metalların keçiricilik qabiliyyətinə malik olması məhz bununla izah olunur. Lakin dielektriklərdə qadağan olunmuş zonanın eni, təqribən 6 eV-a qədər olursa, yarımkeçiricilərdə isə bu enə uyğun gələn enerji təqribən 0,1-3 eV intervalında olur.

Yarımkeçiricilər sinfinə Mendeleyev cədvəlinin 4-cü, 5-ci və 6-cı qrupunda yerləşən elementlərdən *B, C, Si, Se, Sn, S, P, Ge, Te* və s. göstərmək olar. Yarımkeçiricilər qrupuna həmçinin bir çox metalların kükürtlü, selenli və bir çox başqa birləşmələri də daxildir. Elə birləşmələr də vardır ki, onlar yalnız xüsusi hallarda və xüsusi şəraitdə alındıqda özlərini yarımkeçirici kimi aparırlar. Məsələn, almazla karbonun birləşməsi özünü izolyator kimi aparırsa, karbonun qrafitlə birləşməsi isə onların əmələ gətirdiyi kristal oxu istiqamətinin cərəyanın istiqamətinə nəzərən vəziyyətindən asılı olaraq, yarımkeçirici və yaxud metal kimi aparır.

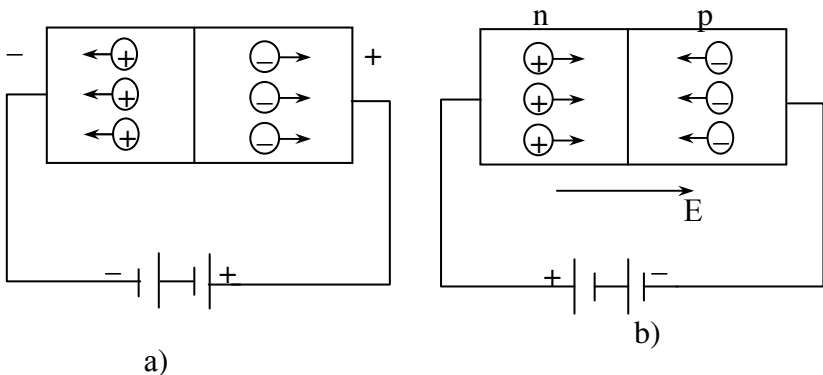
Yarımkeçiricilərdə iki növ keçiriciliyin mexanizmini də bir-birindən fərqləndirmək lazımdır. Bunlardan biri elektron, digəri isə dəşik növlü keçiricilikdir. Yarımkeçiricinin elektron və ya dəşik keçiriciliyinə malik olması hansı aşqar birləşmədən təşkil olunmasından asılıdır. Əgər birləşmə Mendeleyev cədvəlinin 4-cü və 5-ci qrup elementlərindən, məsələn, uyğun olaraq *Ge* və *Bi*-dən təşkil olunmuşsa (4-cü qrup elementlərin –4, 5-ci qrup elementlərin isə –5 valent elektronu vardır), onda bu elementlərin kovalent birləşməsi zamanı 5-ci qrup elementinin hər bir atomunun artıq elektronu bu birləşmə ilə çox zəif şəkildə bağlı olur. Odur ki, bu zəif bağlı elektronları hətta infraqırmızı şüalar vasitəsilə belə valent zonasından keçirici zonaya (sərbəst hala) keçirmək olar (şəkil 18.7). Bu cür aşqar yarımkeçiricilərə ***elektron tipli*** və ya ***donor tipli yarımkeçiricilər*** deyilir. ***Donor tipli keçiricilər n-lə işarə olunur və elektron tipli yarımkeçiricilər adlanırlar.*** Əgər aşqar 4-cü və 3-cü

qrup məsələn, *In* və *Ge* elementlərindən təşkil olunmuşsa, onda bu elementlərin kovalent birləşməsi zamanı 3-cü qrup elementinin hər bir atomunda 3-valent elektronu olduğundan, kovalent birləşmədə elektronların bu boş qalmış yerlərində “deşiklər” yaranır. Bu “deşiklər” özlərini müsbət yüklü hissəciklər kimi apararaq xarici elektrik sahəsində elektronların əks istiqamətində yerlərini dəyişirlər. ***Bu cür birləşməli yarımkeçiricilər, “deşik” keçiricilər və ya akseptorlar adlanır. Akseptorlar p ilə işarə olunur və deşik-
tipli yarımkeçiricilər adlanır.*** Təmiz yarımkeçiricilərdə isə bağlı elektronlar xarici təsir nəticəsində sərbəst hala keçdikdə, onların yeri müsbət yüklü deşiyə çevrilir. Belə yarımkeçirici xarici elektrik sahəsinə gətirildikdə deşiklər bu sahə istiqamətində, sərbəst elektronlar isə onun əks istiqamətində hərəkətdə olacaqdır. Odur ki, belə keçiricilik məxsusi keçiricilik adlanır.

Yuxarıda qeyd etdiyimiz kimi, yarımkeçiricilərin elektrik keçiriciliyinin qiyməti temperaturun dəyişməsi ilə kəskin olaraq dəyişdiyindən, onların həmçinin müqavimətləri də dəyişmiş olur. Müqavimətin dəyişməsinə əsaslanaraq temperaturun dəyişməsinə tapmaq olur, temperaturun dəyişməsinə əsaslanaraq isə müqavimətin dəyişməsinə tapmaq olur.

Temperatura həssas olan belə yarımkeçiricilərə ***termistorlar*** deyilir. Belə termistorlar vasitəsilə temperaturu 0,0005 dəqiqliklə ölçmək mümkün olur.

Yarımkeçiricilərdən həmçinin cərəyan və gərginliyin tənzimlənməsində, dəyişən cərəyanın düzləndirilməsində və s.



Şəkil 8.8

yerlərdə istifadə olunur.

$p-n$ -keçiddən ibarət yarımkeçiricini cərəyan mənbəyinə qoşaq. Tutaq ki, xarici elektrik sahəsinin istiqaməti n -dən p -yə doğru yönəlmişdir (şəkil 18.8). Bu halda p -tip yarımkeçiricinin yükləri sahə istiqamətində, n -tip yarımkeçiricinin yükləri isə sahənin əks istiqamətində hərəkət etdiklərindən, dövrədə əsas daşıyıcılar hesabına cərəyan yaranmayacaqdır. Lakin xarici sahənin istiqaməti p -dən n -ə yönəldikdə (şəkil 18.8 b) isə dövrədə əsas yükdaşıyıcılar hesabına cərəyan yaranmış olacaqdır. Odur ki, belə dövrədə dəyişən cərəyanın birinci yarımperiodunda cərəyan keçirsə, ikinci yarımperiodunda cərəyan keçməyəcəkdir. Onların bu xassəsinə əsaslanaraq $p-n$ keçiddən ibarət yarımkeçiricilərdən dəyişən cərəyan düzləndiricisi kimi istifadə olunur.

§18.4. Elektrolitlərdə elektrik cərəyanı

Məhlulları və ərintiləri elektrik cərəyanı keçirən maddələrə elektrolitlər deyilir.

Elektrolitlərə misal olaraq qələvilərin, duzların, turşuların məhlullarını göstərmək olar.

Elektrolitləri suda və ya digər polyar mayelərdə həll etdikdə maddənin əksər molekulları müsbət və mənfi ionlara parçalanır. Bu hadisə *dissosiasiya hadisəsi* adlanır. Deməli, *həllədicilərin təsiri ilə maddəni təşkil edən molekulların müsbət və mənfi ionlara parçalanmasına dissosiasiya deyilir.*

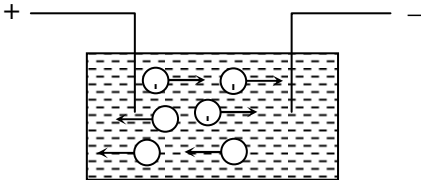
Ümumilikdə məhlul elektrik baxımından neytraldır. Yəni, mənfi və müsbət ionların konsentrasiyası biri birinə bərabərdir. Müsbət ionların konsentrasiyasını n_+ , mənfi ionların konsentrasiyasını n_- ilə işarə edək.

$$n_+ = n_- = n \quad (18.17)$$

Tutaq ki, göy daşını (CuSO_4) suda həll etmişik. Dissosiasiya nəticəsində bu maddə n_+ sayda Cu^{+2} ionlarına, n_- sayda isə SO_4^{-2} ionlarına parçalanıb.



İndi göydaş məhlulu olan qaba (elektrolitik vannaya) iki elektrod daxil edək (şəkil 18.9) və bu elektrodları cərəyan mənbəyinin qütblərinə birləşdirək. Bu zaman məhlulda E intensivlikli elektrik sahəsi yaranacaq və bu sahənin təsiri ilə müsbət ionlar sahə istiqamətində, mənfi ionlar isə əks istiqamətdə hərəkət edəcəklər. Daha doğrusu, yükdaşıyıcıların istiqamətlənmiş hərəkəti nəticəsində məhlulda elektrik cərəyanı yaranacaqdır.



Şəkil 18.8

Yəni müsbət ionların (**kationların**) mənfi elektroda (**katoda**) doğru və əksinə, mənfi ionların (**anionların**) müsbət elektroda (**anoda**) doğru hərəkəti baş verəcəkdir.

Elektrolitlərdə temperatur artdıqca ionlaşma dərəcəsi artır, yəni müsbət və mənfi ionların konsentrasiyası artır. Bu isə elektrik keçiriciliyinin artması (əksinə müqavimətin isə azalması) deməkdir.

Maddə molekullarının ionlara parçalanması və elektrodlara doğru hərəkəti maddə daşınması ilə nəticələnir.

Cərəyanın təsiri ilə maddənin tərkib hissəsinə ayrılmasına elektroliz hadisəsi deyilir.

Bu zaman ayrılan maddə elektrod üzərində toplanır. Bu hadisənin kəmiyyət qanunları təcrübi yolla M.Faradey tərəfindən öyrənilmişdir (1836–cı il).

Faradeyin I qanunu:

Tutaq ki, t zaman müddətində valentliyi z olan N sayda ion elektroda doğru hərəkət edir. Aydındır ki, bu yükün miqdarı

$$q = Nez \quad (18.19)$$

olar. Bu ionlar elektrod üzərinə çökərək

$$M = Nm_i \quad (18.20)$$

qədər maddə kütləsi təşkil edəcəkdir. Burada, m_i –bir ionun kütləsidir. (18.20)–ni (18.19)–a bölsək,

$$\frac{M}{q} = \frac{m_i}{ez} = k \quad (18.21)$$

Buradan

$$M = kq = kIt \quad (18.22)$$

(18.22) ifadəsi Faradeyin I qanununun riyazi ifadəsidir. Bu qanuna görə ***elektrod üzərində ayrılan maddənin kütləsi elektrolitdən keçən q yükünün miqdarı ilə düz mütənasibdir.***

Burada, k mütənasiblik əmsalı olub, ***elektrokimyəvi ekvivalent*** adlanır. $q = 1\text{Kl}$ olduqda, $M = k$ olur.

Deməli, elektrokimyəvi ekvivalent ədədi qiymətcə elektrolitdən 1Kl yük keçdikdə elektrod üzərində ayrılan maddənin kütləsinə bərabərdir. BS-də elektrokimyəvi ekvivalent kq/Kl-la ölçülür.

Faradeyin II qanunu:

Bu qanun maddənin elektrokimyəvi ekvivalenti (k) ilə kimyəvi ekvivalenti (x) arasında əlaqə yaradır:

Elementin atom çəkisinin (A) onun valentliyinə (p) olan nisbətində bərabər olan kəmiyyətə kimyəvi ekvivalent deyilir:

$$x = \frac{A}{n} \quad (18.23)$$

Faradeyin II qanunu belə ifadə edilir: ***Maddənin elektrokimyəvi ekvivalenti onun kimyəvi ekvivalenti ilə düz mütənasibdir:***

$$k = c \cdot x \quad (18.24)$$

(18.23) düsturunu burada nəzərə alsaq,

$$k = c \cdot \frac{A}{n} \quad (18.25)$$

alınar. Burada, c - mütənasiblik əmsalıdır. (18.24)-dən $c = \frac{k}{x}$ olar

ki, buda bütün maddələr üçün sabit kəmiyyətdir.

Faradeyin hər iki qanununun birləşmiş ifadəsi:

$$M = kq = c \cdot \frac{A}{n} q$$

şəklində olar. $\frac{l}{c} = F$ **Faradey ədədi** adlanır. Onun ədədi qiyməti

$$F \approx 96500 \frac{Kl}{qr \cdot ekv}.$$

Faradey ədədini nəzərə alsaq onda birləşmiş qanun

$$M = \frac{l}{F} \cdot \frac{A}{n} q$$

şəklində ifadə olunur.

XIX Fəsil

Termoelektron emissiyası və kontakt hadisələri

§19.1. Elektronun metaldan çıxış işi. Termoelektron emissiyası

Metaldakı sərbəstləşmiş valent elektronları xaosik hərəkət nəticəsində onun daxilində istənilən nöqtəyə yerini dəyişə bilsələrə, lakin metalı tərk edə bilmirlər. Belə olsaydı bütün metallar özbaşına müsbət yüklənərdi. Bu isə müşahidə olunmur.

Metal parçası götürək. Onun daxilindən səthə yaxınlaşan elektronların bəziləri səthə çıxıb bilər. Amma, elektron xaricə çıxan kimi onun çıxdığı yerdə metal müsbət yüklənir və elektronu uzaqlaşmağa qoymur. Elektronun səthdən uzaqlaşması bir neçə anqstrom ($\sim 10^{-10} \text{ m}$) tərtibdə ola bilər. Enerjiləri orta kinetik enerjiden çox olan elektronlar metalın səthinə çıxaraq elektron buludu əmələ gətirir. Beləliklə, metalın müsbət yüklənmiş səthi ilə elektron buludu iqiqat elektrik təbəqəsi əmələ gətirir. Bu iqiqat təbəqə kondensatora ekvivalentdir. Onun qatları arasındakı potensiallar fərqi φ ilə işarə edək. Metalın səthində iqiqat elektrik təbəqəsi yaranandan sonra daxildən xaricə çıxmaq istəyən elektron əvvəl müsbət, sonra isə mənfi yüklərin sahəsini dəf etməlidir. Bu zaman sahə qüvvələrinə qarşı $A = e\varphi$ işi görülməlidir. Bu iş elektronun metaldan **çixış işi** adlanır. Ədədi qiyməti kiçik olduğu üçün çıxış işi elektron voltlarla (eV) ölçülür. ***1eV elektronun IV potensiallar fərqi keçdikdə qazandığı enerjiyə bərabərdir. $1eV = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Kl} \cdot V = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$.***

Müxtəlif metallar üçün elektronun metaldan çıxış işi $(1 \div 5)eV$ arasında dəyişir. Çıxış işinin qiyməti metalın təbiətindən, onun səthinin halından və təmizliyindən asılıdır. Çıxış işi böyük olan metalın səthinə onu bir neçə dəfə azaldan təbəqələr çəkirlər.

Məsələn, volframın səthinə Sr , Ba və s. qələvi torpaq elementlərinin oksidlərini çəkməklə çıxış işini $4,5 \text{ eV}$ -dan $1,2 \div 1,5 \text{ eV}$ -a qədər azaltmaq mümkündür.

Metaldakı müsbət yüklərin sahəsi elektronlar üçün potensial çuxur rolunu oynayır. Bərk cisimlərin zona nəzəriyyəsinə görə potensial çuxurda elektronlar müəyyən enerji səviyyələri üzrə paylanır. Səviyyələr çuxurun dibindən başlayaraq dolmağa başlayır.

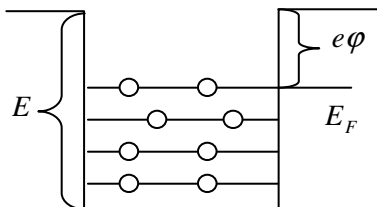
Mütləq sıfırdan sonuncu dolmuş səviyyə Fermi səviyyəsi, ona uyğun enerji isə Fermi enerjisi (E_F) adlanır.

Şəkil 19.1-dən göründüyü kimi, çuxurun dibindəki elektronu kənara çıxarmaq üçün E enerjisi lazım olduğu halda, Fermi səviyyəsindəki elektronu metaldan çıxarmaq üçün $E - E_F = e\varphi$ qədər enerji lazımdır. Temperatur artdıqca potensial çuxurun dərinliyi və Fermi səviyyəsi də dəyişir, daha doğrusu Fermi səviyyəsi qalxır, elektronun çıxış işi azalır.

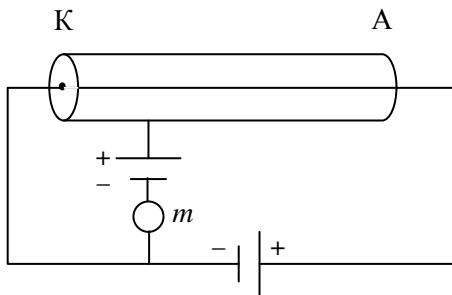
Elektronu metaldan vakuuma çıxarmaq üçün ona kənardan ədədi qiymətcə çıxış işinə bərabər və ya ondan böyük enerji verilməlidir. Bu enerji elektrona adi işıq, rentgen, radioaktiv şüalar, güclü elektrik sahəsi (soyuq emissiya), qızdırmaq və başqa yollarla verilə bilər.

Qızdırılmış bərk cisim-lərin və mayelərin elektron buraxması hadisəsi termoelektron emissiyası və ya qısaca termoemissiya adlanır. Bu hadisəni şəkil 19.2 -dəki sxem üzrə öyrənmək əlverişlidir. Onun

əsas hissəsi havası sorulmuş iki elektrodlu lampadır ki, buna vakuum diodu deyilir. Elektrodlardan biri xüsusi mənbədən qızdırılan çətin əriyən (volfram, molibden) metaldan düzəlmiş



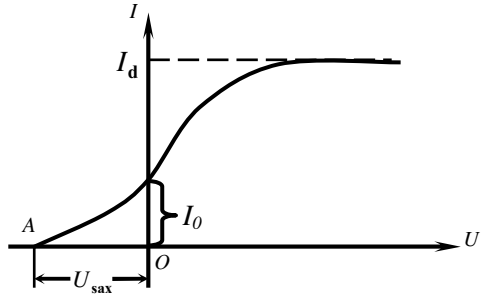
Şəkil 19.1



Şəkil 19.2

spiralvari və ya düz məftildir. Buna katod deyilir. Anod isə adətən katodu əhatə edən metal silindrdır. Katodu qızdırmadan diodu elektrik dövrəsinə qoşsaq (mənbəyin (+) qütbü anodla, (-) qütbü katodla) cərəyan keçmir. Katodu qızdırdıqca dövrədəki milliampermetr cərəyan göstərməyə başlayır. Qütübləşməni dəyişdikdə cərəyan kəsilir. Katodun temperaturunu sabit saxlamaqla cərəyanın gərginlikdən asılılığı, volt-ampere xarakteristikası (VAX) şəkil 19.3-də olduğu kimidir.

Qrafikdən
görüldüyü kimi, $U = 0$
olduqda, lampadan zəif I_0
cərəyanı keçir (yeri
gəlmişkən qeyd edək ki,
***lampaya tətbiq edilmiş
gərginlik anod gərginliyi,
keçən cərəyan isə anod
cərəyanı adlanır***). Bu onu
göstərir ki, katodun səthindən



Şəkil 19.3

çıxan termoelektronların bir hissəsi elektron buludunun sahəsini dəf edərək dioda çatır və I_0 cərəyanı yaradır. Cərəyanı sıfıra endirmək üçün qütblərin yerini dəyişək: (+) qütb katoda, (-) qütbü isə anoda birləşdirək,

$$eU_{sax} = \frac{mv_{sax}^2}{2} \quad (19.1)$$

şərti ödənildikdə cərəyan sıfıra enir. Son ifadədən katoddan çıxan termoelektronların sürətini hesablamaq üçün istifadə edilir. Cərəyanın gərginlikdən asılılığı Om qanununa tabe olmur. Om qanununda $I \sim U$ olduğu halda, vakuum diodunda, bu asılılıq daha güclüdür:

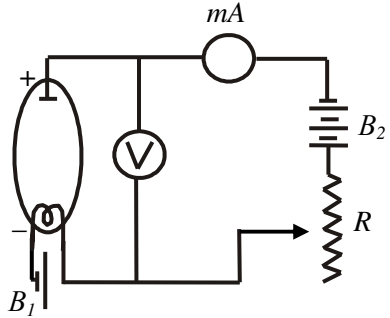
$$I = \alpha U^{3/2} \quad (19.2)$$

Bu ifadə ikidə üç və ya Lenqmür qanunu adlanır. Buraya daxil olan

$$\alpha = \frac{1}{9\pi d^2} \left(\frac{2e}{m} \right)^{1/2}$$

sabit kəmiyyətdir (d - elektrodlararası məsafə, m – elektronun kütləsi, e - elektronun yüküdür).

Katoddan vahid zamanda çıxan termoelektronların hamısı anoda çatsaydı, cərəyan gərginlikdən asılı olmazdı. Təcrübələr göstərir ki, yalnız gərginliyin müəyyən qiy-mətindən sonra cərəyan gərginlikdən asılı olmur. Bu o haldır ki, cərəyan doyuma halına çatır: $I_d = ne$. Doyma cərəyanını ölçməklə vahid zamanda katoddan çıxan termoelektronların sayını hesablamaq olar. Doyma cərəyanının qyməti, o



Şəkil 19.4

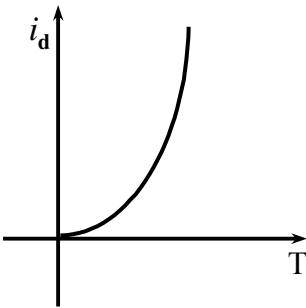
cümlədən də vahid zamanda katodu tərk edən termoelektronların n sayı katodun temperaturundan asılıdır (şəkil 19.4). Doyma cərəyanı termoemissiyayı xarakterizə edən əsas kəmiyyətdir. Onun temperaturdan asılılığı

$$i_d = B \cdot T^2 \exp(-A/kT)$$

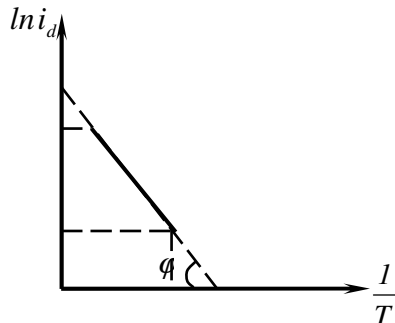
şəklindədir (şəkil 19.5 a). Burada, $A = e\phi$ -dir. Deməli,

$$i_d = B \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{e\phi}{kT}} \quad (19.3)$$

Bu Riçardson–Dyeşman düsturu adlanır.



Şəkil 19.5 a)



Şəkil 19.5 b)

(19.3) ifadəsini loqarifmalayaq:

$$\ln i_d = \ln B + 2 \ln T - \frac{A}{k} \cdot \frac{1}{T}$$

$\ln T, \frac{1}{T}$ ilə müqayisədə zəif dəyişir. Odur ki, birinci iki həddi sabit hesab etmək olar.

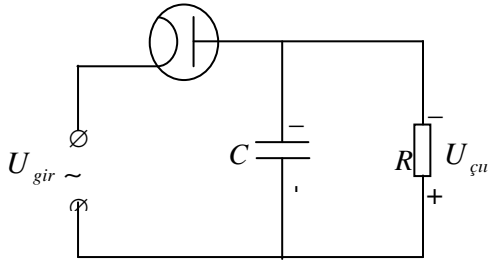
$$\ln i_d = \text{const} - \frac{A}{k} \cdot \frac{1}{T}$$

Göründüyü kimi, $\ln i_d$ -nin $1/T$ -dən asılılığı xətti xarakter daşıyır. Eksperimentdə i_d -nı ölçməklə $\ln i_d$ -nin $1/T$ -dən asılılığını qururlar (şəkil 19.5 b). Bu xəttin absis oxu ilə əmələ gətirdiyi bucağın tangensi göründüyü kimi A/k -ya bərabərdir:

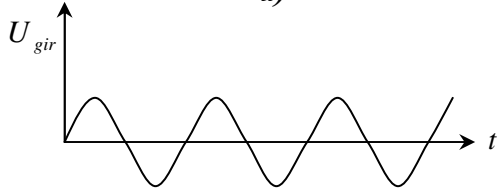
$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\ln i_d}{1/T} = \frac{A}{k}$$

Beləliklə, qrafikdən $\operatorname{tg} \varphi$ -ni tapmaqla, $A = k \cdot \operatorname{tg} \varphi$ çıxış işini hesablamaq mümkündür.

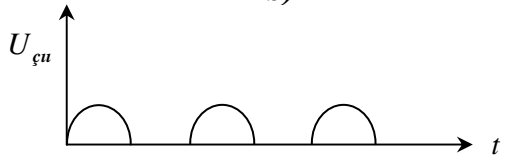
Doyma cərəyanı elek-tronun çıxış işindən asılıdır. Ona görə də elektron lampalarında istifadə olunan katod materiallarının səthini elə işləyirlər (emal edirlər) ki, çıxış işini azaltmaq mümkün olsun. Məsələn, katodun temperaturu



a)



b)



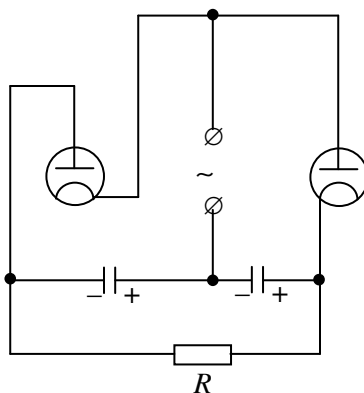
v)

Şəkil 19.6

$T = 1160^\circ K$ və $kT = 0,1 eB$ olduğundan çıxış işini $3eB$ -dan $1eB$ -a endirdikdə doyma cərəyanı $5 \cdot 10^8$ dəfə artır.

Termoelektron emissiyası hadisəsi bütün közərmə lampalarının iş prinsipinin əsasını təşkil edir. Közərmə lampaları müxtəlif məqsədlər üçün istifadə olunur: dəyişən cərəyanı düzənləndirmək, elektromaqnit siqnallarını gücləndirmək və s.

Dəyişən cərəyanı düzənləndirmək üçün istifadə olunan iki elektrodlu lampə **kenotron** adlanır. Əvvəldə qeyd etdik ki, anoda müsbət, katoda mənfi potensial tətbiq etdikdə dioddan cərəyan keçir. Dioda dəyişən cərəyan verdikdə, o, bir yarım periodda cərəyanı buraxır, ikinci yarımperiodda anodda potensialları işarələrini dəyişir, lampadan cərəyan keçmir. Dövrəyə daxil olan və çıxan cərəyanların dəyişməsi şəkil 19.6-a, b, v -də olduğu kimidir. Biristiqamətli və ya düzlənmiş cərəyan $T/2$ müddətdən sonra təkrar olunan impulslardan ibarətdir. R müqavimətindən cərəyanın kəsilməz axması və onun pulsasiyasını zəiflətmək üçün dövrəyə kondensator qoşulur. Bu zaman lampadan cərəyan keçən yarımperiodlarda həm də kondensator yüklənir. Lampanın cərəyanı buraxmadığı yarımperiodlarda həm də kondensator yüklənir. Lampanın cərəyanı buraxmadığı yarımperiodlarda kondensator R müqaviməti ilə qapandığı üçün boşalır. Hər iki yarımperioddakı cərəyanı



Şəkil 19.7

düzənləndirmək üçün iki diodlu düzəldiricidən istifadə olunur (şəkil 19.7).

Termoelektron cərəyanını idarə etmək üçün lampanın daxilində əlavə elektrodlar, torlar yerləşdirirlər. Məsələn, iki elektrodlu lampada katoda yaxın idarəedici tor qoymaqla üçelektrodlu və ya triod lampalar düzəldirlər. Onlar elektromaqnit siqnallarını gücləndirmək üçün istifadə olunur. Bir neçə triodu eyni

zamanda tətbiq etməklə kaskad gücləndiricilər hazırlanır. Dörd elektrodlu elektron lampaları tetrod, beş elektrodular isə pentod adlanır.

§19.2. Kontakt potensiallar fərqi. Volta qanunu

Təcrübələr göstərir ki, iki müxtəlif metalı bir-birinə toxundurduqda (onlar arasında kontakt yaratdıqda) onların arasında potensiallar fərqi əmələ gəlir. ***Bu potensiallar fərqi kontakt potensiallar fərqi adlanır.*** Kohtakt potensiallar fərqi qiyaməti toxunan metalların nə formasından, nə də ölçüsündən asılı olmayıb yalnız onların cinsi və toxunma (kontakt) yerinin temperaturundan asılıdır. Kohtakt potensiallar fərqi əmələ gəlməsi iki səbəbdən baş verir:

1) toxunan metalların çıxış işlərinin müxtəlif olması;

1	2
---	---

2) bu metallarda sərbəst elektronların konsentrasiyasının müxtəlif olması.

Fərz edək ki, çıxış işləri A_1 və A_2 , sərbəst elektronlarının konsentrasiyası n_1 və n_2 olan iki müxtəlif metal bir-biri ilə kohtakta gətiriləblər (şəkil 19.8).

Aydın ki, çıxış işləri müxtəlif olduğundan elektronlar metalın birindən asan çıxdıqları halda, o birindən çətin çıxarlar. Bunun nəticəsində metalın birində elektron artıqlığı, o birində elektron çatışmazlığı yaranar. Bu da metalın birinin mənfi, o birinin müsbət yüklənməsinə səbəb olar. Digər tərəfdən, metallarda sərbəst elektronların konsentrasiyasının müxtəlif olması nəticəsində metalın birindən o birinə keçən (diffuziya edən) elektronların sayı əks istiqamətdə keçən (diffuziya edən) elektronların sayından artıq olur. Bunun da nəticəsində metalın biri mənfi, o birisi isə ona bərabər müsbət yüklə yüklənir. Bu da o deməkdir ki, metalların toxunma sərhəddində müəyyən ($\varphi_1 - \varphi_2$) potensiallar fərqi yaranar. Kohtakt potensiallar fərqi yaranandan sonra elektronların bir metaldan o biri metala keçməsinə bu potensiallar fərqi mane olur.

Nəhayət, elə bir an gəlir ki, metalların birindən o birinə keçən elektronlar arasında tarazlıq yaranır. Tarazlıq halında metalların birindən o birinə keçən elektronların potensial enerjiləri arasındakı fərq

$$\Delta W = A_1 - A_2 + e(\varphi_1 - \varphi_2) \quad (19.4)$$

şəklində ifadə olunur.

Məlumdur ki, metal daxilində elektron qazı Bolsman paylanması tabe olur. Yəni

$$n_2 = n_1 e^{-\frac{\Delta W}{kT}} \quad (19.5)$$

Buradan da

$$\Delta W = kT \ln \frac{n_1}{n_2} \quad (19.6)$$

olar. (19.6) ifadəsini (19.5)-də nəzərə alıb bəzi sadə əməliyyatlar aparılsa, kohtakt potensiallar fərqi üçün

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{A_2 - A_1}{e} + \frac{kT}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} \quad (19.7)$$

alınar. (19.7) ifadəsindən görünür ki, kohtakt potensialları fərqi iki hissədən ibarətdir. Bunlardan biri $\frac{A_2 - A_1}{e}$ - çıxış işlərinin

müxtəlifliyi hesabına yaranan toxunma potensiallar fərqidir. Buna **xarici potensiallar fərqi** deyilir. Müxtəlif metallar üçün

$\frac{A_2 - A_1}{e} = (2 \div 3)V$ tərtibində olur. O biri hissə, $\frac{kT}{e} \ln \frac{n_1}{n_2}$ -

elektronların diffuziyası hesabına yaranan potensiallar fərqidir və **daxili potensiallar fərqi** adlanır. Müxtəlif metallar üçün

$\frac{kT}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} \sim 0,03B$ tərtibində olur. Buradan aydın olur ki, kohtakt

potensiallar fərqinin yaranmasında əsas rolu xarici potensiallar fərqi oynayır.

Toxunan iki müxtəlif metalın toxunma sərhəddində kontakt potensiallar fərqi əmələ gəlməsini hələ 1795-ci ildə Volta təcrübi olaraq müəyyən etmişdir. Kontakt potensiallar fərqi yalnız

metalların toxunan səthləri arasında deyil, həm də onların istənilən iki nöqtəsi arasında da mövcud ola bilər.

Metallarda kontakt potensiallar fərqi üçün Volta iki təcrübi qanun kəşf etmişdir.

1. Kohtakt potensiallar fərqi yalnız toxunan metalların cinsindən və toxunma yerinin temperaturundan asılıdır.

1	2	3	4
---	---	---	---

2. Çoxlu sayda müxtəlif metalların toxunmasından təşkil olunmuş açıq dövrədə toxunma yerlərinin

$$\varphi_{1,2} \quad \varphi_{2,3} \quad \varphi_{3,4}$$

Şəkil 19.9

temperaturları eyni olduqda, yaranan potensiallar fərqi elə birinci və sonuncu metalların toxunması zamanı yaranan potensiallar fərfinə bərabər olur, yəni aradakı metalların heç bir rolu olmur. Bunu sübut edək. Onun üçün uyğun olaraq, çıxış işləri A_1, A_2, A_3 və A_4 , elektronların konsentrasiyaları isə n_1, n_2, n_3 və n_4 olan dörd metalı ardıcıl olaraq bir-birinə toxunduraq (şəkil 19.9). Bu məqsədlə (19.7) düsturunu hər bir toxunma yeri üçün yazaq.

$$\left. \begin{aligned} \varphi_1 - \varphi_2 &= \frac{A_2 - A_1}{e} + \frac{kT}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} \\ \varphi_2 - \varphi_3 &= \frac{A_3 - A_2}{e} + \frac{kT}{e} \ln \frac{n_2}{n_3} \\ \varphi_3 - \varphi_4 &= \frac{A_4 - A_3}{e} + \frac{kT}{e} \ln \frac{n_3}{n_4} \end{aligned} \right\}$$

Bu ifadələri tərəf-tərəfə topladıqda

$$\varphi_1 - \varphi_4 = \frac{A_4 - A_1}{e} + \frac{kT}{e} \ln \frac{n_1}{n_4} \quad (19.8)$$

alınar. Bu da Voltanın ikinci qanundur.

Asanlıqla göstərmək olar ki, 19.9-cu şəkildəki metallardan qapalı dövrə düzəldilsə, toxunma yerlərinin temperaturları eyni olan halda, əmələ gələn kohtakt potensiallar

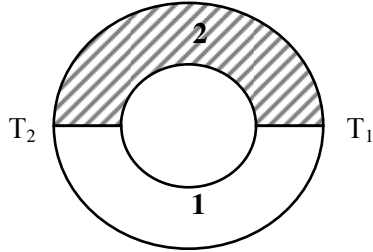
fərqlinin cəmi, yəni dövrdə əmələ gələn e.h.q.-si sıfıra bərabər olar. Başqa sözlə

$$E = \varphi_{1,2} + \varphi_{2,3} + \varphi_{3,4} + \varphi_{4,1} = 0 \quad (19.9)$$

olar.

§19.3. Termoelektrik effektləri. Zeebek effekti

19.2-ci paragrafda göstərdik ki, müxtəlif metalların toxunmasından yaranmış qapalı dövrdə toxunma yerlərinin temperaturları eyni olduqda əmələ gələn e.h.q.-si sıfıra bərabər olur. 1821-ci ildə Zeebek müəyyən etmişdir ki, iki müxtəlif metalın toxunmasından əmələ gələn qapalı dövrdə toxunma yerlərinin temperaturları müxtəlif olduqda



Şəkil 19.10

e.h.q.-si əmələ gəlir: *Toxunma yerlərinin temperaturlarının müxtəlif olması nəticəsində iki müxtəlif metalın əmələ gətirdiyi qapalı dövrdə e.h.q.-si yaranması hadisəsi termoelektrik effekti adlanır.* Bu hadisəni Zeebek kəşf etdiyindən ona *Zeebek effekti* də deyilir. Burada əmələ gələn e.h.q.-si termoelektrik hərəkət qüvvəsi adlanır. Çıxış işləri A_1 və A_2 , sərbəst elektronlarının konsentrasiyası n_1 və n_2 olan iki metaldan qapalı dövrə düzəldək (şəkil 19.10). Toxunma yerlərinin temperaturları T_1 və T_2 olsun. Deyək ki, $T_1 > T_2$ -dir. (19.7) düsturunu hər bir toxunma yerinə tətbiq etsək, alarıq

$$\left. \begin{aligned} \varphi_{1,2} = \varphi_1 - \varphi_2 &= \frac{A_2 - A_1}{e} + \frac{kT_1}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} \\ \varphi_{2,1} = \varphi_2 - \varphi_1 &= \frac{A_1 - A_2}{e} + \frac{kT_2}{e} \ln \frac{n_2}{n_1} \end{aligned} \right\} \quad (19.10)$$

Bu ifadələri tərəf-tərəfə toplayaq:

$$\begin{aligned}\varphi_{1,2} + \varphi_{2,1} = E &= \frac{A_2 - A_1}{e} + \frac{A_1 - A_2}{e} + \frac{kT_1}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} + \frac{kT_2}{e} \ln \frac{n_2}{n_1} = \\ &= \frac{kT_1}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} - \frac{kT_2}{e} \ln \frac{n_2}{n_1} = (T_1 - T_2) \frac{k}{e} \ln \frac{n_1}{n_2}\end{aligned}$$

yəni,

$$E = (T_1 - T_2) \frac{k}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} \quad (19.11)$$

alınar. Burada, $\frac{k}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} = \alpha$ –sabit kəmiyyət olub

termoelektirik əmsalı adlanır. Deməli, termoelektirik hərəkət qüvvəsi

$$E = \alpha (T_1 - T_2) \quad (19.12)$$

olur. Buradan görünür ki, **termoelektirik hərəkət qüvvəsi toxunma yerlərinin temperaturları fərqi ilə düz mütənasibdir.**

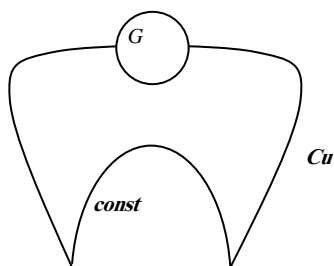
(19.12) düsturundan görünür ki, termoelektirik əmsalı

$$\alpha = \frac{E}{T_1 - T_2} = \frac{E}{\Delta T} \quad (19.13)$$

şəklində ifadə edilir. Buradan görünür ki, $\Delta T = 1K$ olarsa, $\alpha = E$ olar. Deməli, **termoelektirik əmsalı toxunma yerlərinin temperaturları fərqi 1K olanda əmələ gələn termoelektirik hərəkət qüvvəsinə bərabər olan kəmiyyətə deyilir.** BS-də $\alpha = 1 \frac{V}{K}$ ilə

ölçülür.

(19.12) düsturundan görünür ki, termoelektirik hərəkət qüvvəsi məlum olduqda temperaturlar fərqi, temperaturlar məlum olduqda isə termo e.h.q.-ni təyin etmək olar. Bundan istifadə edərək Cu temperaturu ölçmək üçün **termocüt** adlanan cihaz düzəldirlər. Termocüt,



Şəkil 19.11

termoelektrik əmsalı α məlum olan iki müxtəlif metal naqıldən düzəldilir. 19.11-ci şəkildə mis və konstantan naqilərindən düzəldilmiş termocüt göstərilmişdir. Lehim nöqtələrindən biri sabit temperaturda (adətən əriməkdə olan buzun içərsində) saxlanılır, o biri lehim nöqtəsi isə temperaturu təyin ediləcək yerə qoyulur. Termocüt əvvəlcədən dərəcələnilir.

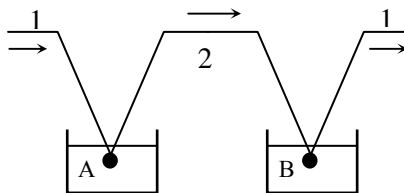
Termocütlər böyük həssaslığa malikdirlər və ona görə də ən kiçik temperatur fərqlərini ölçə bilirlər.

Çox vaxt termocütün həssaslığını artırmaq üçün onları termobatareyalar şəklində birləşdirirlər.

§19.4. Peltje effekti

1834-cü ildə Peltje müəyyən etmişdir ki, *iki müxtəlif metalın lehimlənməsindən ibarət dövrədən cərəyan keçərkən Coul-Lens istiliyindən əlavə lehim nöqtələrinin birində istilik ayrılır, o birində istilik udulur. Bu hadisə Peltje effekti adlanır.* Əgər dövrədə cərəyanın istiqaməti dəyişsə, Peltje effektinin işarəsi dəyişir. Yəni, əvvəlcə qızan lehim soyuyur, soyuyan lehim isə qızır.

Peltje effektini 19.12-ci şəkildəki sxem üzrə müşahidə etmək olar. 1 və 2



Şəkil 19.12

metallarının ucları lehimlənməmiş və bu system-dən cərəyan buraxılmışdır. Əgər A-nöqtəsində istilik ayrılırsa, B-nöqtəsində istilik udulur. Ayrılan və ya udulan Peltje istiliyini təyin etmək üçün lehim nöqtələri içərsində su olan kalorimetrlər qoyulur. Temperaturu təyin etmək üçün kalorimetrlərə həssas termometr salınır.

A nöqtəsində ayrılan istiliyin miqdarı

$$Q_A = I^2 R t + Q_P \quad (19.14)$$

B-nöqtəsində udulan istiliyin miqdarı isə

$$Q_B = I^2 R t - Q_P \quad (19.15)$$

Buradan

$$Q_A - Q_B = 2Q_P \quad (19.16)$$

olar.

Təcrübə göstərir ki, *Peltje istiliyi naqildən keçən yükün miqdarı ilə düz mütənasibdir.*

$$Q_P = P \cdot q \quad (19.17)$$

Burada, P - Peltje əmsalı adlanır.

$$(19.17) \text{ düsturundan görünür ki, } P = 1 \frac{C}{Kl} \text{ ilə ölçülür.}$$

Müxtəlif metal cütləri üçün $P \sim (10^{-2} \div 10^{-3})V$ tərtibində olur.

$$q = It \quad (19.18)$$

olduğunu nəzərə alsaq,

$$Q_P = PIt \quad (19.19)$$

olar.

Peltje və Coul-Lens istilikləri arasında ciddi fərq vardır.

Coul-Lens istiliyi cərəyanın istiqamətindən asılı olmadığı halda, Peltje istiliyi cərəyanın istiqamətindən asılıdır. Coul-Lens istiliyi cərəyan şiddətinin kvadratı ilə düz mütənasibdir. Lakin, Peltje istiliyi cərəyan şiddətinin birinci dərəcəsi ilə düz mütənasibdir. Coul-Lens istiliyi naqilin müqavimətindən asılıdır. Lakin, Peltje istiliyi naqilin müqavimətindən asılı deyildir.

Peltje effekti aşağıdakı kimi izah edilir: Lehimin müxtəlif tərəflərində yükdaşıyıcılar (elektronlar və müsbət ionlar) müxtəlif kinetik enerjiyə malik olurlar. Əgər bir metaldan o birinə keçən elektron öz enerjisini artırarsa, bu lehimdən istilik udulur, əgər elektron öz enerjisini azaldarsa (elektron öz artıq enerjisini metalın qəfəsinə verir), bu lehimdə istilik ayrılır.

Peltje istiliyini elektron nəzəriyyəsi əsasında hesablamaq olar. 19.2-ci paragrafda göstərmişdik ki, bir metaldan o birinə keçən elektronun enerjisinin dəyişməsi,

$$\Delta W = kT \ln \frac{n_1}{n_2} \quad (19.20)$$

düsturu ilə hesablanır. Əgər bir metaldan o birinə n -qədər elektron keçmiş olsa, onda bu elektronların hamısının enerjisinin dəyişməsi

$$W = n\Delta W = nkT \ln \frac{n_1}{n_2} \quad (19.21)$$

olar. Bu ifadə də sağ tərəfi elektronun yükü olan e -yə vuraq və bölək. Onda,

$$W = ne \frac{kT}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} \quad (19.22)$$

olar. $ne = q$ bir metaldan o birinə daşınan elektrik yükünün miqdarıdır.

$$W = q \frac{kT}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} \quad (19.23)$$

$1C = 0,24 \text{ kal}$ olduğunu nəzərə alsaq, lehim nöqtəsində ayrılan və ya udulan Peltie istiliyi

$$Q = 0,24 \frac{kT}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} \cdot q \text{ (kal)} \quad (19.24)$$

olar. Burada

$$0,24 \frac{kT}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} = P \quad (19.25)$$

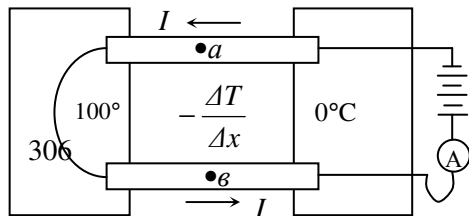
Peltie əmsalıdır. Onda

$$Q = Pq \quad (19.26)$$

alınar. Göründüyü kimi Peltie əmsalı toxunma potensiallar fərqi elektronların diffuziyası payına düşən hissəsi ilə təyin edilir.

§19.5. Tomson effekti

1856-cı ildə Tomson müəyyən etmişdir ki, *qeyri-bərabər qızdırılmış eyni bir metaldan da cərəyan keçdikdə cərəyanın*



Şəkil 19.13

istiqamətindən asılı olaraq bu metalda Coul-Lens istiliyindən əlavə ya istilik ayrılır, ya da istilik udulur. Bu hadisə Tomson effekti adlanır. Tomson effektini müşahidə etmək üçün iki eyni metal çubuqdan dövrə düzəldilir. Metal çubuqların uclarında müxtəlif temperatur; 100°C və 0°C yaradılır. Dövrədə cərəyan olmayanda a və b nöqtələrinin temperaturları eyni olur (şəkil 19.13). Bunu, ucları a və b nöqtələrinə yerləşdirilmiş termocüt göstərir.

Dövrədən cərəyan keçdikdə a və b nöqtələrinin temperaturları müxtəlif olur. Bu onu göstərir ki, bu nöqtələrdən birində istilik ayrılır, o birində isə istilik udulur. Tomson effekti qeyri-bərabər qızdırılan metalın xassələrinin dəyişməsi ilə izah edilir.

Metalın ΔV həcmindən τ zamanda ayrılan Tomson istiliyinin miqdarı $\frac{\Delta T}{\Delta x}$ temperatur qradientindən və keçən cərəyanın i sıxlığından asılıdır. Bu asılılıq

$$\frac{Q}{\Delta V \cdot \tau} = \sigma \frac{\Delta T}{\Delta x} i \quad (19.27)$$

şəklində ifadə olunur. $i = \frac{I}{S}$, $\Delta V = S \Delta x$ olduğunu nəzərə alsaq

$$Q = \sigma \Delta T i \tau \quad (19.28)$$

olar. *Bu Tomson qanununun diferensial şəklidir.* σ – Tomson əmsalı adlanır və müxtəlif metallar üçün müxtəlifdir. Bismut üçün $\sigma \sim 10^{-5} \frac{\text{B}}{\text{K}}$ tərtibindədir.

Tomson və Peltze effektləri arasındakı əsas fərq ondan ibarətdir ki, Peltze effektində qeyri-bircinslik müxtəlif metalların birləşməsi nəticəsində, Tomson effektində isə eyni bir metalın qeyri-bərabər qızdırılması nəticəsində əmələ gəlir.

XX Fəsil

Maqnit sahəsi

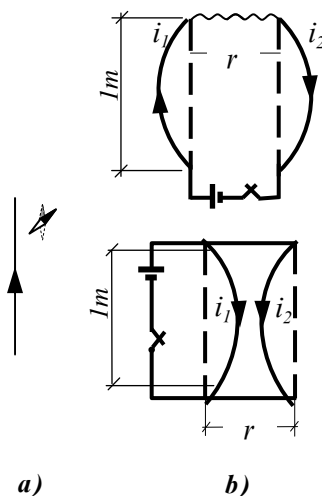
§20.1. Cərəyanın maqnit sahəsi. Maqnit sahəsinin induksiya və intensivliyi

Elektrostatikadan danışanda göstərdik ki, sükunətdə olan hər bir elektrik yükü öz ətrafında elektrik sahəsi yaradır. Təcrübələr isə göstərir ki, hərəkət edən hər bir elektrik yükü öz ətrafında elektrik sahəsi yaratmaqdan başqa maqnit sahəsi də yaradır.

Məlumdur ki, elektrik yüklərinin sahənin təsirindən istiqamətlənmiş hərəkəti elektrik cərəyanı adlanır. Buradan belə çıxır ki, cərəyan axan hər bir naqıl öz ətrafında maqnit sahəsi yaradır. Cərəyanlı naqilin öz ətrafında maqnit sahəsi yaratmasını 1820-ci ildə Ersted kəşf etmişdir. O, müəyyən etmişdir ki, cərəyanlı naqilin yaxınlığında qoyulmuş maqnit əqrəbi meyl edərək naqilə perpendikulyar vəziyyət almağa çalışır (şəkil 20.1,a). Bu onu göstərir ki, cərəyanlı naqil öz ətrafında maqnit sahəsi yaradır.

Cərəyanlı naqilin yaratdığı maqnit sahəsi də elektrik sahəsi kimi materiyanın bir növüdür. Maqnit sahəsi müəyyən fiziki xassələrə malikdir. Məsələn, maqnit sahəsi ətalət xassəsinə malikdir və enerji ilə xarakterizə olunur.

Yadıma salaq ki, elektrik sahəsini öyrənmək üçün bu



Səkil 20.1

sahəyə nöqtəvi yük gətirilir və elektrik sahəsinin bu yükə təsiri öyrənilirdi. Maqnit sahəsi isə bu sahəyə gətirilmiş cərəyanlı naqilə təsir edir.

Cərəyanların qarşılıqlı təsiri onların yaratdıqları maqnit sahələri vasitəsilə baş verir. İki paralel naqildən eyni istiqamətdə elektrik cərəyanı axdıqda onlar arasında cazibə, əks istiqamətdə cərəyan axdıqda isə dəfətmə qüvvəsinin yarandığı aşkara çıxarıldı. Təcrübi faktlar əsasında (şəkil 20.1,b) göstərildi ki, iki *sonsuz uzun və biri- birinə paralel cərəyanlı naqillərin vahid uzunluqları arasında qarşılıqlı təsir qüvvəsinin qiyməti, bu naqillərdən axan cərəyan şiddəti ilə düz, onların arasındakı məsafə ilə tərs mütənasibdir:*

$$f = k \frac{2i_1 i_2}{r} \quad (20.1)$$

Bu - Amper qanunu adlanır. Burada, i_1 və i_2 - naqillərdən axan cərəyan şiddəti, r - naqillər arasında məsafə, k - ifadəyə daxil olan elektrik və mexaniki kəmiyyətlərin ölçü vahidlərini əlaqələndirən mütənasiblik əmsalıdır.

Bu ifadədə k - mütənasiblik əmsalını cərəyan şiddətinin ölçü vahidini seçməklə 1-ə bərabər etmək olar. Belə seçilmiş vahid i_{CQSM} **cərəyan şiddəti vahidi** adlanır və vakuumda 1 *sm* məsafədə yerləşən sonsuz uzun paralel naqillərin hər santimetrinə düşən qarşılıqlı təsir qüvvəsinin qiymətinin 2 *dina* olduğunu müəyyən

edir. Lakin CQSE və BS vahidlər sistemində k ölçü vahidinə malik olmaqla, 1 –dən fərqli ədəddir.

(20.1) ifadəsi vasitəsiylə Beynəlxalq Vahidlər Sistemində (BS) elektrik kəmiyyətlərinin əsas vahidi olan **Amper** təyin olunur. Aralarındakı məsafə $r = 1 \text{ m}$ olduqda, $f = 2 \cdot 10^{-7} \text{ N/m}$ qiymətini alarsa, $i_1 = i_2 = 1 \text{ A}$ olar. Beləliklə, *vakuumda yerləşən və aralarındakı məsafə 1 metr olan iki sonsuz uzun düz naqildən cərəyan axdıqda onların hər 1 metr uzunluğuna düşən qarşılıqlı təsir qüvvəsi $2 \cdot 10^{-7} \text{ N}$ olarsa, bu naqillərin hər birindən 1 Amper cərəyan axır.* BS-də elektrik yükünün ölçüsü **kulon** törəmə vahiddir və $1 \text{ Kl} = 1 \text{ A} \cdot 1 \text{ san}$ kimi təyin olunur. (20.1) ifadəsinə daxil olan k mütənasiblik əmsalı BS-də adlı kəmiyyət olub, $k = 10^{-7} \text{ N} \cdot \text{A}^{-2}$ ölçü vahidinə malikdir. Bəzən $k = \mu_0 / 4\pi$ kimi işarələmə ilə (20.1) tənliyini rasionallaşdırırlar:

$$f = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2i_1 i_2}{r} \quad (20.2)$$

Burada, μ_0 - **maqnit sabiti** adlanır, ədədi qiyməti $4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Hn/m}$ olub, heç nədən asılı olmayan univesial sabitdir .

Beləliklə, sükunətdə olan yüklər elektrik, hərəkətdə olan yüklər isə maqnit sahəsi yaradır.

Oxşar xassələri ilə bərabər elektrik və maqnit sahələri arasında əsaslı fərqlər də var. Belə ki, əks işarəli yükləri bir-birindən ayırmaq olur, bir qütblü maqnit almaq isə indiyə kimi mümkün olmayıb. Səbəb odur ki, elektrik qüvvə xətlərinin

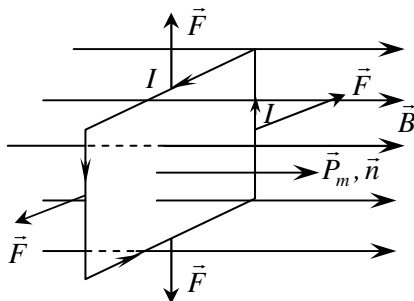
mənbələri – elektrik yükləri mövcudur, xüsusi maqnit yükləri isə yoxdur. Maqnit sahələrini qapalı cərəyanlar yaradır.

Sükunətdə olan q yükünə elektrik sahəsində

$\vec{F}_{el} = q\vec{E}$ qüvvəsi təsir edir və onun qiyməti yükün hərəkət edib-etməməsindən asılı deyil.

$\vec{E} = \vec{F}_{el} / q$ nisbəti elektrik sahəsini xarakterizə edən

əsas kəmiyyətdir. Çoxlu sayda təcrübələr göstərir ki, maqnit sahəsində hərəkət edən yükə maqnit qüvvəsi təsir edir. Onun maksimum qiyməti $F_{max} = qBv$ düsturu ilə hesablanır. Elektrik sahəsinin intensivliyi $\vec{E}$ -yə oxşar maqnit sahəsinin əsas xarakteristikası olan maqnit induksiyası- $\vec{B}$ maqnit qüvvəsinin $q\vec{v}$ -yə nisbəti kimi təyin



□□kil 20.2

olunur. Xüsusi qeyd etmək lazımdır ki, **maqnit sahəsi yalnız hərəkət edən yükə təsir edir.**

Maqnit induksiyasını təyin etmək üçün başqa üsullar da vardır.

Məlumdur ki, cərəyanın maqnit sahəsində maqnit əqrəbi o vaxt fırlanır ki, qüvvə xətlərinə paralel olsun. Buna oxşar olaraq maqnit sahəsinə cərəyanlı çərçivə gətirilir və sahənin bu cərəyanlı çərçivəyə təsiri öyrənilir (şəkil 20.2).

Konturun sahəsi ilə ondan keçən cərəyanın hasilini **maqnit momenti** adlanır:

$$P_m = I \cdot S \quad (20.3)$$

maqnit momenti ilə kontura xarici tərəfdən çəkilən normalın istiqamətləri üst-üstə düşür. Bu normalın ucundan baxdıqda cərəyan saat əqrəbinin əksinə istiqamətdə axır. Baxılan cərəyanlı kontura maqnit sahəsində cüt qüvvələr təsir edir, kontur o vaxta qədər fırlanır ki, onun maqnit momenti maqnit induksiya vektoruna

paralel yönəlmiş olsun. Maqnit sahəsində cərəyanlı kontura təsir edən fırladıcı momentin maksimum qiyməti

$$M_{max} = P_m B = I \cdot S \cdot B \quad (20.4)$$

ilə təyin olunur. Buradan maqnit induksiyasına

$$B = M_{max} / P_m \quad (20.5)$$

konturun vahid maqnit momentinə təsir edən qüvvə momenti kimi də tərif vermək olur. Son ifadədən induksiya üçün BS - də

$$B = I \frac{Nm}{A \cdot m^2} = I \frac{N}{m \cdot A} = ITl \text{ vahidi alınır. Buna } \textit{Tesla (Tl)} \text{ deyilir.}$$

Maqnit induksiyasını maqnit sahəsində cərəyanlı naqilə təsir edən Amper qüvvəsinə görə də təyin etmək olar. Bu qüvvənin maksimum qiyməti

$$F_A = IBl \quad (20.6)$$

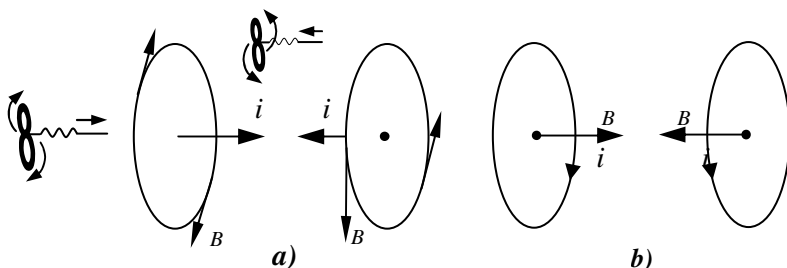
düsturu ilə hesablanır. Buradan maqnit induksiyasını təyin etmək olar:

$$B = F / Il \quad (20.7)$$

yəni, ***maqnit induksiyasına 1A cərəyan axan naqilin vahid uzunluğuna təsir edən qüvvə kimi baxmaq olar.***

SQS–də $V=1$ Qs (Qauss) ilə ölçülür. $1 \text{ Tl}=10^4 \text{ Qs}$.

Maqnit induksiya xətləri və ya maqnit qüvvə xətlərinin istiqaməti burğu qaydası ilə təyin edilir. Onun üçün burğunu elə tuturlar ki, burğunun irəliləmə hərəkəti cərəyanın axdığı istiqamətdə olsun. Bu zaman burğu dəstəyinin fırlanma hərəkətinin istiqaməti induksiya xətlərinin istiqamətini göstərir (şəkil 20.3). Şəkil 20.3-də düz və çevrəvi cərəyanlar halında cərəyanın axma istiqaməti ilə $\vec{B}$ vektorunun qarşılıqlı yönəlməsi təsvir olunmuşdur.



Şəkil 20.3.

Naqildən axan cərəyanı makrocərəyan adlandırırlar.

Makroskopik cərəyandan başqa hər bir cismin daxilində mikrocərəyanlar da mövcuddur. Məlumdur ki, hər bir atom nüvədən və onun ətrafında çevrəvi orbita üzrə hərəkət edən elektronlardan ibarətdir. Elektronun nüvə ətrafında bu cür hərəkətinə kiçik çevrəvi cərəyan kimi baxmaq olar. Bu cərəyanlar molekulyar və ya mikrocərəyanlar adlanırlar. Belə molekulyar cərəyanlar özləri maqnit sahəsi yaradırlar və xarici sahənin təsirindən dönə bilirlər. Əgər cərəyanlı naqilin maqnit sahəsinə hər hansı bir cisim gətirilsə bu cismin molekulyar cərəyanları sahənin təsirindən müəyyən qədər dönər və özləri əlavə maqnit sahəsi əmələ gətirərlər.

Beləliklə, maqnit induksiya vektoru $\vec{B}$ bütün makro və mikro cərəyanların yaratdıqları əvəzləyici maqnit sahəsinə xarakterizə edir. Ona görə də müxtəlif mühitlərdə $\vec{B}$ –müxtəlif qiymətə malik olur.

Yalnız makrocərəyanın yaratdığı maqnit sahəsinə xarakterizə etmək üçün maqnit sahəsinin intensivlik vektoru adlanan kəmiyyətdən istifadə edirlər. ***Maqnit sahəsinin intensivlik vektoru $\vec{H}$ –mühitin xassələrindən asılı deyildir.***

SQSM vahidlər sistemində, boşluqda

$$\vec{B} = \vec{H} \quad (20.8)$$

olur. BS–də, boşluqda

$$\vec{B} = \mu_0 \cdot \vec{H} \quad (20.9)$$

şəklində ifadə olunur. Burada, μ_0 –***maqnit sabiti*** adlanır və adlı kəmiyyətdir. SQSM–də hər hansı mühit üçün

$$\vec{B} = \mu \cdot \vec{H} \quad (20.10)$$

olur. μ – mühitin nisbi maqnit nüfuzluğu adlanır və mühitdəki maqnit sahəsi induksiyaının boşluqdakı sahə induksiyaından neçə dəfə böyük olduğunu göstərir.

BS–də, mühitdə

$$\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H} = \mu_a \cdot \vec{H} \quad (20.11)$$

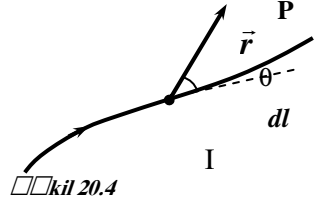
şəklində ifadə olunur. Burada, $\mu_a = \mu_0 \mu$ - *mühitin mütləq maqnit nüfuzluğu* adlanır.

Maqnit sahəsi haqqında icmal xarakteri daşıyan bu mövzuya maqnit sahəsinin təbiətdə rolu haqqında bir neçə sözlə yekun vuraq. Kainatda ayrı-ayrı cisimlərin, planetlərin, ulduzların, bəzilərinə zəif, digərlərində güclü maqnit sahələri var. Hətta ulduzlararası kosmik boşluqda da zəif maqnit sahəsi mövcuddur. Canlı orqanizmlərin müxtəlif hissələrindən keçən biocərəyanlar, onlar üçün xarakter olan maqnit sahələri yaradır. Elmin bu sahəsi biomaqnetizm adlanır. Ümumiyyətlə, atomdaxili proseslərdən tutmuş ta bütöv Kainatadək maqnetizm hadisələrinin müəyyən rolu var. Lakin elektrik sahələri ilə müqayisədə bu rolun təsiri v^2/c^2 nisbətindədir.

§20.2. Bio-Savar-Laplas qanunu və onun tətbiqləri

Cərəyanın maqnit sahəsinin $\vec{B}$ induksiyaı naqildən keçən cərəyan şiddətindən, naqilin formasından və ölçülərindən, baxılan nöqtənin naqildən olan məsafəsindən, həm də mühitin xassələrindən asılıdır. Buna inanmaq üçün maqnit əqrəbini naqildən müəyyən nöqtədə yerləşdirib ondan keçən cərəyanı dəyişmək kifayətdir. Təcrübə göstərir ki, cərəyan artdıqca maqnit əqrəbinə təsir edən fırladıcı moment də böyük olur: $B \sim I$. Naqildən keçən cərəyanı sabit saxlayıb, maqnit əqrəbini ondan müxtəlif məsafələrdə yerləşdirdikdə məlum olur ki, maqnit induksiyaı məsafənin kvadratı ilə tərs mütənasibdir: $B \sim 1/r^2$

Cərəyan axan naqilin
ayrı-ayrı hissələrinin yartdığı maqnit
sahələrini hesablamaq çətindir, bəlkə də
mümkün deyil. Amma fəzanın bu və ya
digər nöqtəsində ölçülən yekun maqnit
sahəsini, ayrı-ayrı cərəyan
elementlərinin maqnit sahələrinin
vektoru cəmi, superpozisiyası hesab



etmək olar. Bütün bu fikirlər Bio-Savar-Laplas qanununda
ümumiləşdirilib: **İxtiyari formalı naqildən axan cərəyanı sonsuz
kiçik $I d\vec{l}$ cərəyan elementlərinə bölmək mümkündür.** Bu cərəyan
elementinin fəzanın ixtiyari P nöqtəsində yaratdığı (şəkil 20.4)
maqnit sahəsinin $d\vec{B}$ induksiya

$$d\vec{B} = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I[d\vec{l} \cdot \vec{r}]}{r^3} \quad (20.12)$$

ifadəsi ilə təyin olunur. Burada, $\vec{r} - d\vec{l}$ elementindən P
nöqtəsinə çəkilən radius-vektordur. Son ifadəni açıq yazsaq,

$$dB = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I dl}{r^2} \cdot \sin \theta = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{i \cdot S dl}{r^2} \sin \theta = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{idV}{r^2} \sin \theta \quad (20.13)$$

şəklini alar. Burada, $\theta - d\vec{l}$ ilə $\vec{r}$ arasındakı bucaq, $i -$
cərəyanın sıxlığı, $dV -$ naqilin həcm elementidir.

İxtiyari formaya malik cərəyanlı naqilin P
nöqtəsində yaratdığı yekun maqnit sahəsinin induksiya

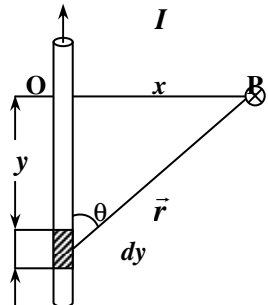
ifadəsini bütün cərəyan elementlərinə görə integrallamaqla
(cəmləməklə) tapmaq olar.

$$\vec{B} = \int d\vec{B} \quad (20.14)$$

İndi də Bio-Savar-Laplas qanununun tətbiqlərinə
baxaq:

1) Düz cərəyanın maqnit

sahəsi. Cərəyan axan, çox uzun düz
naqil götürək. Həmin bu düz naqilin
 $dl = dy$ cərəyan elementindən r
məsafədəki P nöqtəsində yaratdığı



maqnit induksiyası $\vec{B}$ olsun (şəkil 20.5). (Qalan digər kəmiyyətlər şəkildə göstərilib):

Aydındır ki, bu cərəyan elementin r məsafədə yaratdığı maqnit induksiyası

$$B = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} I \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dy \sin \theta}{r^2} \quad (20.15)$$

olar. Burada, $r^2 = x^2 + y^2$ - dir. İnteqrallama naqilin uzunluğu $l = y$ ilə aparılır, x isə sabit kəmiyyətdir. İnteqral altında iki dəyişən var: y və θ . Onlar bir-birindən asılıdır:

$$y = x/\operatorname{tg} \theta \quad (20.16)$$

Burada,

$$dy = x \operatorname{cosec}^2 \theta d\theta = (x/\sin^2 \theta) d\theta = x d\theta / (x/r)^2 = r^2 d\theta / x \quad (20.17)$$

Beləliklə,

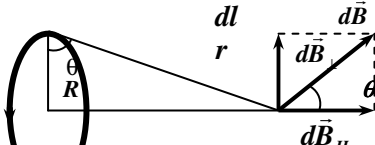
$$\vec{B} = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I}{x} \int_{\theta=0}^{\pi} \sin \theta d\theta = -\frac{\mu\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I}{x} \cos \theta \Big|_0^{\pi} = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{2I}{x} \quad (20.18)$$

Deməli, düz cərəyanın maqnit sahəsinin induksiyası məsafə ilə tərs mütənasib azalır.

2) Çevrəvi cərəyanın maqnit sahəsi. İndi də I cərəyanı axan R radiuslu dairəvi sarğı götürək (şəkil 20.6). Sarğının yuxarısındakı $Id\vec{l}$ cərəyan elementinin yaratdığı maqnit induksiyasının istiqaməti şəkildə göstərilib.

$$dB = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{Idl}{r^2} \quad (20.19)$$

Toxunan radiusa normal olduğu üçün $r \perp R$, $\theta = \pi/2$ və $\sin \theta = 1$ -dir. $d\vec{B}$ -ni iki; sarğının oxuna normal $dB_{\perp}$ və paralel $dB_{||}$ toplananlarına ayıraq. Sarğının qarşı-qarşıya durmuş Idl cərəyan elementlərindən cərəyan əks istiqamətlərdə axdığı üçün onların $dB_{\perp}$ sahələri bir-birini yox edir. Ona görə də dairəvi cərəyanın yekun maqnit sahəsinin induksiyası onun oxu istiqamətində yönəlmiş $dB_{||}$ -lərin cəminə bərabər olur:



$$B = \int dB_{11} = \int dB \cos \theta = \int dB \cdot \frac{R}{r} = \int \frac{\mu\mu_0 I R^2 dl}{4\pi (R^2 + x^2)^{3/2}} \quad (20.20)$$

Burada, x –dairəvi sarğının mərkəzindən P –yə qədər olan məsafə, $r^2 = R^2 + x^2$ -dir. Son ifadədə dB –nin qiymətini yazsaq:

$$B = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{IR}{(R^2 + x^2)^{3/2}} \int dl = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \frac{2\pi R^2 \cdot I}{(R^2 + x^2)^{3/2}} \quad (20.21)$$

Burada, $\int dl = 2\pi R$ - çevrənin uzunluğudur. (20.21) ifadəsi cərəyanlı sarğının oxu üzərindəki ixtiyari nöqtədə maqnit induksiyasını hesablamağa imkan verir. Sarğının mərkəzi üçün $x = 0$ və

$$B = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{2\pi I}{R} \quad (20.22)$$

alırıq. (20.21) ifadəsini maqnit sahə intensivliyi üçün yazsaq:

$$H = k \frac{2\pi R^2 I}{(R^2 + x^2)^{3/2}} \quad (20.23)$$

olar. Burada, $k = \frac{1}{4\pi}$ -dir.

Dairəvi cərəyanın maqnit sahəsinin istiqaməti də sağ əl və ya burğu qaydası ilə təyin olunur. Bu halda $\vec{I}$ və $\vec{B}$ yerlərini dəyişirlər. Cərəyanlı sarğı maqnit dipolu rolunu oynayır.

$S = \pi R^2$ - sarğının sahəsi, $P_m = I \cdot S$ - maqnit dipolu momenti olduğu üçün (20.21) ifadəsini

$$\vec{B} = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{2\vec{P}_m}{(R^2 + x^2)^{3/2}} \quad (20.24)$$

şəklində yazmaq olar.

Cərəyanlı sarğıdan böyük məsafələrdə ($X \gg R$) son ifadə sadələşir:

$$\vec{B} = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{2\vec{P}_m}{x^3} \quad (20.25)$$

Bu ifadə isə elektrik dipolunun yaratdığı sahənin ifadəsinə tamamilə oxşardır.

3) Hərəkət edən yükün maqnit sahəsi. Cərəyanın ətrafında yaranan maqnit sahəsi nizamlı hərəkət edən yüklərin maqnit sahələrinin superpozisiyasıdır. *Idl* cərəyan elementinin özündən r məsafədə yaratdığı maqnit sahəsinin dB induksiyası

$$dB = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{Idl}{r^2} \sin \theta \quad (20.26)$$

düsturu ilə hesablanır. Cərəyan elementini isə

$$Idl = iSdl = envSdl = evndV = evdN \quad (20.27)$$

şəklində ifadə etmək olar. Burada, S – naqilin en kəsiyinin sahəsi, n – elektronların konsentrasiyası, dV – naqilin həcmi, dN isə bu həcmdəki elektronların ümumi sayıdır. Onda

$$dB = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{evdN}{r^2} \cdot \sin \theta \quad (20.28)$$

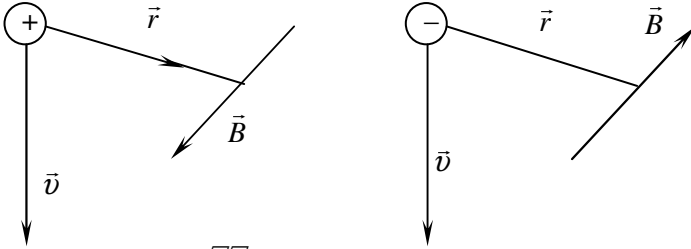
alırıq. Bu ifadənin hər tərəfini dN – ə bölək:

$$B = \frac{dB}{dN} = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{ev}{r^2} \sin \theta \quad (20.29)$$

$$\vec{B} = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{e[\vec{v} \cdot \vec{r}]}{r^3} \quad (20.30)$$

Son ifadə sabit v sürəti ilə hərəkət edən yükün maqnit sahəsini təyin edir. Onun da istiqaməti burğu qaydası ilə təyin olunur: müsbət yük burğunun irəliləmə istiqamətində hərəkət edirsə, bu zaman dəstəyin fırlanma istiqaməti $\vec{B}$ –nin istiqamətini göstərir (şəkil 20.7). Mənfi yük halında $\vec{B}$ istiqamətini əksinə dəyişir.

Hərəkət edən yükün elektrik və maqnit sahələri arasında əlaqə olacağını gözləmək təbii olardı. Sükunətdə olan elektrik yükü yalnız elektrostatik sahə, hərəkət edən yük isə həm



□□kil 20.7

elektrik, həm də maqnit sahələri yaradır. (20.30) ifadəsinin şəklini aşağıdakı kimi dəyişək:

$$B = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \cdot 4\pi\epsilon\epsilon_0 \cdot \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \cdot \frac{e}{r^2} v \sin \theta = \epsilon\epsilon_0\mu\mu_0 E v \sin \theta \quad (20.31)$$

Vakuum üçün $\epsilon = 1$ və $\mu = 1$ olduğunu nəzərə alsaq, onda axırıncı ifadə

$$\vec{B} = \epsilon_0\mu_0 [\vec{v} \cdot \vec{E}] \quad (20.32)$$

şəklində olar. Burada, $E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e}{r^2}$ - hərəkət edən yükün

özündən r məsafədə yaratdığı elektrik sahəsinin intensivliyidir.

$$\epsilon_0\mu_0 = \frac{10^{-9}}{2\pi \cdot 9} \cdot 4\pi^{-7} = \frac{1}{(3 \cdot 10^8)^2} = \frac{1}{c^2} \quad (20.33)$$

və $c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/san}$ işığın boşluqda yayılma sürəti olduğunu nəzərə alaq. Onda

$$\vec{B} = \frac{1}{c^2} [\vec{v} \cdot \vec{E}] \quad (20.34)$$

Son ifadəni belə oxumaq olar: v sürəti ilə hərəkət edən elektrik sahəsi maqnit sahəsi doğurur.

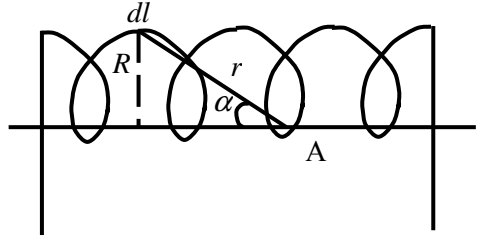
Beləliklə, elektrik və maqnit sahələri bir-biri ilə bağlıdır. v/c^2 əmsalı isə göstərir ki, eyni bir yükün yaratdığı

maqnit sahəsinin induksiyası elektrik sahəsi intensivliyinin v/c^2 hissəsini təşkil edir. Bu səbəbdən elektromaqnit sahəsinin maddə ilə qarışıqlı təsirini nəzərə almırlar.

Elektrik yükünün sabit sürətlə hərəkəti və ya sükunəti nisbidir, hesablama sisteminin seçilməsindən asılıdır.

Yüklə bağlı hesablama sisteminə yük sükunətdədir və maqnit sahəsi də yoxdur ($B = 0$). Yükdən kənardakı hesablama sisteminə nəzərən yük həm elektrik, həm də maqnit sahələri yaradır. Hərəkət edən yükün maqnit sahəsinin hesablama sisteminin seçilməsindən asılı olması göstərir ki, sahənin elektrik və ya maqnit olması nisbidir.

4) Solenoidin yaratdığı maqnit sahəsi. Oxları eyni olan və bir-birinə çox yaxın yerləşmiş çoxlu sayda çevrəvi cərəyanlar sisteminə solenoid deyilir. Solenoidin diametri onun uzunluğuna nəzərən çox kiçikdirsə, belə solenoid sonsuz uzun solenoid adlanır (şəkil 20.8). Sonsuz uzun solenoidin daxilində maqnit sahəsinə bircinsli qəbul etmək olar. Solenoidin hər bir dolağının yaratdığı maqnit sahəsi onun daxilində yaranır, xaricində isə sahə intensivliyi sıfır olur.



□□kil 20.8

İndi solenoidin daxi-lində yaranan maqnit

sahəsinin intensivliyini hesablayaq. Fərz edək ki, solenoidin uzunluğu - l , ümumi sarğılarının sayı - N , vahid uzunluğa düşən

sarğıların sayı isə $n = \frac{N}{l}$ -dir.

Göstərdik ki, çevrəvi cərəyanın oxu istiqamətində yaratdığı maqnit sahəsinin intensivliyi

$$H = k \frac{2\pi R^2 I}{(R^2 + l^2)^{3/2}} \quad (20.35)$$

şəklində ifadə olunur. Solenoidin dl hissəsini götürək. Bu hissədəki sarğıların sayı $-ndl$ və bu hissənin solenoid daxilində yaratdığı sahənin intensivliyi $-dH$ olsa, aydındır ki,

$$dH = Hndl = k \frac{2\pi R^2 nI}{(R^2 + l^2)^{3/2}} dl \quad (20.36)$$

olar. Bu ifadə də $\sqrt{R^2 + l^2} = r$ və dl dəyişən kəmiyyətlərdir. Onları bir α -dəyişəni ilə əvəz edək. 20.6-cı şəkildən görünür ki,

$$r = \frac{R}{\sin \alpha} \quad (20.37)$$

və

$$l = R \operatorname{ctg} \alpha \quad (20.38)$$

və ya

$$dl = -\frac{R d\alpha}{\sin^2 \alpha} \quad (20.39)$$

şəklində ifadə etmək olar. (20.37) və (20.39) ifadəsini (20.36)-da nəzərə alsaq yazarıq.

$$dH = -k2\pi nI \sin \alpha d\alpha \quad (20.40)$$

Solenoidin bütün sarğılarının A -nöqtəsində yaratdığı sahə intensivliyini tapmaq üçün (20.40) ifadəsini α -nın bütün qiymətləri üzrə integrallamaq lazımdır. Onun üçün A nöqtəsindən solenoidin uclarına r_1 və r_2 radius vektorları çəkilir. Bu radius vektorların solenoidin oxu ilə əmələ gətirdiyi digər bucaqlar α_1 və α_2 olsun. Onda

$$H = -\int_{\alpha_1}^{\alpha_2} k2\pi nI \sin \alpha d\alpha = k2\pi nI (\cos \alpha_2 - \cos \alpha_1) \\ H = k2\pi nI (\cos \alpha_2 - \cos \alpha_1) \quad (20.41)$$

alınar.

Xüsusi hallara baxaq.

a) Fərz edək ki, solenoid sonsuz uzundur. Bu halda, $\alpha_2 = 0$, $\alpha_1 = \pi$ olar. Ona görə də

$$H = k \cdot 4\pi nI \quad (20.42)$$

alınar.

b) Fərz edək ki, A -nöqtəsi solenoidin uclarından birində yerləşmişdir.

Bu halda, $\alpha_2 = 0$, $\alpha_1 = -\frac{\pi}{2}$ və

$$H = k 2\pi n l \quad (20.43)$$

olar.

BS-də $k = \frac{l}{4\pi}$ olduğundan, (20.42) və (20.43)

ifadələri, uyğun olaraq.

$$H = n l \quad (20.44)$$

$$H = \frac{l}{2} n l \quad (20.45)$$

şəklini alar. Solenoidin daxilində yaranan maqnit sahəsinin induksiyaı isə BS-də, mühitdə

$$B = \mu \mu_0 n l$$

$$(20.46)$$

olar.

§20.3. Amper və Lorens qüvvələri

Cərəyanlı naqilin maqnit əqrəbinə və sabit maqnitin cərəyanlı naqilə təsir edə bilməsi ilk dəfə Ersted tərəfindən müşahidə olunub.

Cərəyanlı naqilin yaxınlığında yerləşmiş maqnit əqrəbi o vaxta qədər dönür ki, əqrəb qüvvə xətlərinə paralel yerləşmiş olsun. Sabit maqnitin qütübləri arasında yerləşmiş cərəyanlı naqil isə həm maqnit qüvvə xətlərinə, həm də naqilə perpendikulyar istiqamətdə meyl edir. Bu hadisələr sübut edir ki, maqnit sahəsində cərəyana qüvvə təsir edir. Ona **Amper qüvvəsi** deyilir. **Amper qüvvəsinin qiyməti maqnit sahəsinin induksiyaından, cərəyan şiddətindən və naqilin maqnit sahəsindəki uzunluğundan asılıdır:**

$$F_A = I B l \sin \theta \quad (20.47)$$

və ya

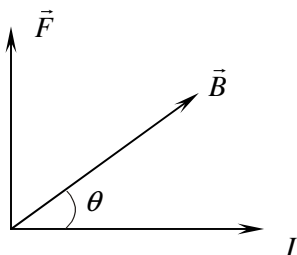
$$\vec{F}_A = I [\vec{l} \cdot \vec{B}]$$

$$Il = isl = iV \text{ olduğunu nəzərə alsaq, Amper qüvvəsini} \\ F_A = iBV \sin \theta \quad (20.48)$$

kimi də ifadə edə bilərik.

Vektorial hasilin tərəfinə görə $\vec{F}_A, \vec{l}$ və $\vec{B}$ vektorları yerləşən müstəviyə perpendikulyardır. θ isə maqnit induk-siya xətləri ilə cərəyanın istiqaməti arasındakı bucağıdır (şəkil 20.9).

Göründüyü kimi, cərəyan induksiya xətlərinə normal istiqamətdə axdıqda, $I \perp B$, $\theta = \pi/2$ və $F_A = F_{\max} = IBl$, paralel axdıqda $\theta = 0$ və $F_A = 0$ olur.



□□kil 20.9

Müqayisə üçün yadıma salaq ki, elektrik yükü intensivlik xətlərinə paralel hərəkət etdikdə təsir edən qüvvə maksimum, perpendikulyar istiqamətdə hərəkət etdikdə isə sıfır olur.

Maqnit sahəsi bircinsli olmadıqda və ya naqilin induksiya xətlərilə əmələ gətirdiyi bucaq dəyişən olduqda Amper qanunu

$$d\vec{F} = I[d\vec{l} \times \vec{B}] \quad (20.49)$$

şəklində yazılır.

Amper qüvvəsinin istiqaməti sol əl qaydası ilə təyin olunur. Sol əl elə tutulur ki, maqnit induksiya xətləri ovcun içinə daxil olsun, cərəyan dörd barmaq istiqamətində axsın. Bu zaman 90° açılmış baş barmaq F_A -nın istiqamətini göstərəcək (şəkil 20.8).

Cərəyan nizamlı hərəkət edən sərbəst yüklərdən ibarət olduğu üçün ona maqnit sahəsində təsir edən qüvvə də ayrı-ayrı yüklərə təsir edən qüvvələrin vektoru cəmidir. Odur ki, maqnit sahəsində hərəkət edən bir yükə təsir edən qüvvəni hesablaya bilərik. Amper qüvvəsinə görə

$$F = IB\Delta l \sin \theta \text{ və } I\Delta l = is\Delta l = envs\Delta l = env\Delta V = evN \text{ olduğu üçün}$$

$$F = evNB \sin \theta$$

alarıq. Burada, N - naqilin ΔV həcmindəki yüklərin ümumi sayıdır. Son ifadənin hər tərəfini N -ə bölsək, bir yükə təsir edən qüvvəni alarıq:

$$F_L = \frac{F}{N} = e v B \sin \theta \quad (20.50)$$

$$\vec{F}_L = e [\vec{v} \vec{B}] \quad (20.51)$$

Buna Lorens qüvvəsi deyilir. Sükunətdəki yükə ($\vec{v} = 0$) maqnit sahəsi təsir etmir. Göründüyü kimi, $\vec{F}_L$ vektoru $\vec{v}$ və $\vec{B}$ vektorları yerləşən müstəviyə perpendikulyardır. θ isə $\vec{v}$ və $\vec{B}$ vektorları arasındakı bucaqdır.

Yük induksiya xətlərinə paralel hərəkət etdikdə $\theta = 0$ və $F_L = 0$, perpendikulyar istiqamətdə hərəkət etdikdə isə $\theta = \pi/2$ və $F_L = F_{\max} = e v B$ olur. Yəni salamaq ki, yük elektrik intensivlik xətlərinə paralel hərəkət etdikdə qüvvə maksimum, perpendikulyar hərəkət etdikdə isə sıfır olur.

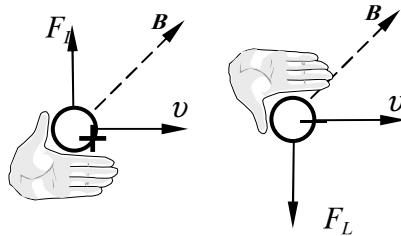
$\vec{F}_L$ -in də istiqaməti sol əl qaydası ilə təyin olunur.

Bu halda sol əlin dörd barmağı müsbət yüklərin hərəkəti istiqamətində yönəlsə və induksiya xətləri ovcun içinə daxil olursa, 90° altında açılmış dörd barmaq $\vec{F}_L$ istiqamətini göstərir (şəkil 20.10). Mənfi yüklər halında $\vec{F}_L$ istiqamətini əksinə

dəyişir.

Yuxarıda qeyd

etdiyimiz kimi, maqnit induksiyası ilə yükdaşıyıcının hərəkət istiqaməti paralel və ya antiparalel olarsa, Lorens qüvvəsi sıfır olur, yəni maqnit sahəsi yalnız sürətin perpendikulyar toplananına təsir edərək onu müəyyən qədər dönməyə sövq edir. Maqnit sahəsinə perpendikulyar hərəkət edən yüklü zərrəcik R radiuslu çevrə



Şəkil 20.10

boyunca fırlanmağa başlayar və Lorens qüvvəsi mərkəzəqaçma qüvvəsi ilə tarazlaşar:

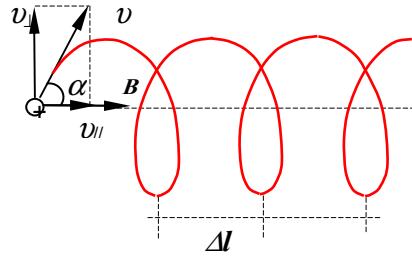
$$qvB = \frac{mv^2}{R} \Rightarrow R = \frac{mv}{qB} \quad (20.52)$$

Göründüyü kimi, zərrəciyin trayektoriyasının radiusu onun yükü və kütləsi ilə yanaşı, $\vec{B}$ maqnit induksiya vektorunun qiymətindən də asılıdır. Deməli, maqnit sahəsi vasitəsilə zərrəciyin hərəkətini idarə etmək imkanı yaranır. Maqnit sahəsində yüklü zərrəciyin fırlanma periodunu təyin etsək,

$$T = \frac{2\pi R}{v} = \frac{2\pi m}{qB} \quad (20.53)$$

onun sürətdən asılı olmadığını və verilmiş yükdaşıyıcı üçün yalnız B maqnit induksiya ilə təyin olunduğu aşkarlanır.

Yüklü zərrəcik maqnit sahəsinə induksiya vektoru ilə müəyyən α bucağı əmələ gətirərək daxil olarsa, onda maqnit sahəsi şəkil 20.11-də göstərildiyi kimi sürətin yalnız perpendikulyar toplananına ($v_{\perp}$) təsir edərək onu $\vec{B}$ vektorunun başına fırladar, paralel toplanan hesabına isə, zərrəcik maqnit sahəsi boyunca və ya onun əksinə ($v_{\parallel}$) sürəti ilə *bərabərsürətli* hərəkət edir. Beləliklə,



Şəkil 20.11

nəticədə maqnit sahəsində yükdaşıyıcının hərəkət trayek-toriyası addımı

$$\Delta l = \frac{2\pi n v \cdot \cos \alpha}{qB} \quad (20.54)$$

olan spirala uyğun gələr.

Bir sıra hallarda eyni zamanda elektrik və maqnit sahələrində hərəkət edən yüklü hissəciyə təsir edən qüvvə də Lorens qüvvəsi adlanır:

$$\vec{F}_L = e\vec{E} + e[\vec{v} \vec{B}] \quad (20.55)$$

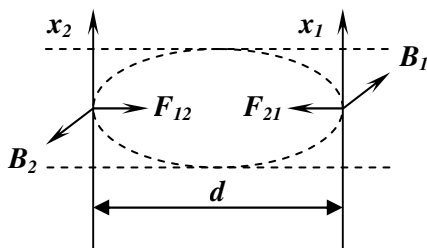
§20.4. Cərəyanlı naqilləin və hərəkət edən yüklərin qarşılıqlı təsiri

§20.1-də qeyd etmişdik ki, maqnit sahəsində cərəyanlı naqilə Amper qüvvəsinin təsir etməsi ona gətirir ki, yanaşı qo-yulmuş iki cərəyanlı məftil qarşılıqlı təsirdə olur: məftillərdən cərəyan eyni istiqamətdə axanda onlar cəzb olunur, cərəyanlar antiparalel axdıqda isə itələnilir.

Fərz edək ki, boşluqda hər birinin uzunluğu l , aralarındakı məsafə d olan iki paralel düz naqildən eyni istiqamətdə I_1 və I_2 cərəyanları axır (şəkil 20.12). I_1 cərəyanı özündən d məsafədə

$$B_1 = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{2I_1}{d}$$

induksiyalı maqnit sahəsi yaradır. Bu sahədə I_2 cərəyanına təsir edən Amper qüvvəsi



□□kil 20.12

$$\vec{F}_2 = I_2 B_1 l = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{2I_1 I_2}{d} l \quad (20.56)$$

olur. Eyni qayda ilə I_2 cərəyanı özündən d məsafədə $B_2 = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{2I_2}{d}$ maqnit sahəsini yaradır və bu sahədə I_1 cərəyanına

$$\vec{F}_1 = I_1 B_2 l = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{2I_1 I_2}{d} l \quad (20.57)$$

qüvvəsi təsir edir.

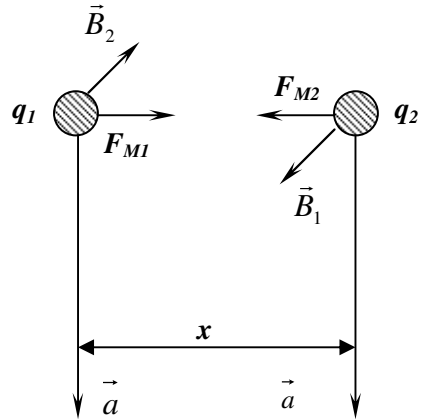
Beləliklə, hər bir cərəyanı digərinin maqnit sahəsində qüvvə təsir edir və Nyutonun III qanununa görə bu qüvvələr bərabər olmalıdır: $\vec{F}_1 = \vec{F}_2$. Qüvvələrin indeksilərini atsaq, cərəyanların qarşılıqlı təsir qanunu

$$\vec{F} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{2I_1 I_2}{d} l \quad (20.58)$$

şəklini alar.

Burğu və sol əl qaydalarını tətbiq edərək yəqin edirik ki, cərəyanlar eyni istiqamətli olduqda naqillər cəzb olunur, əks istiqamətli olduqda isə itələnilir.

İndi də bir-birinə paralel istiqamətdə eyni sürətlə hərəkət edən iki eyni adlı yük götürək (şəkil 20.13). Yüklər həm elektrik həm də maqnit qarşılıqlı təsirlərdə olacaqlar. q_1 və q_2 yükləri arasındakı Kulon qüvvəsi



□□kil 20.13

$$\vec{F}_k = k \frac{q_1 q_2}{x^2} \quad (20.59)$$

Yüklər hərəkət etdiyi üçün maqnit sahəsi yaradır və hər bir yükə digər yükün maqnit sahəsində Lorens qüvvəsi təsir edir. q_1 yükünün özündən x məsafədə yaratdığı maqnit sahəsinin

induksiyası, bu sahədə q_2 yükünə təsir edən qüvvə isə

$$\vec{F}_{m_2} = q_2 v B_1 = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{q_1 q_2}{x^2} v^2 \quad (20.60)$$

olacaq. $\vec{v} \perp \vec{B}_1$ olduğu üçün $\sin \theta = 1$ qiymətcə $\vec{F}_{m_1} = \vec{F}_{m_2} = \vec{F}_m$ olan qüvvə q_2 yükü sahəsində q_1 yükünə təsir edir. (20.59) və (20.61)-in nisbətindən

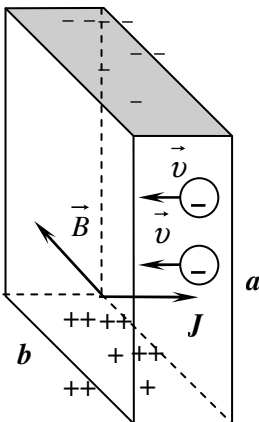
$$\frac{\vec{F}_m}{\vec{F}_k} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{1}{k} v^2 = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot 4\pi \epsilon_0 \cdot v^2 = \epsilon_0 \mu_0 v^2 = v^2 / c^2 \quad (20.61)$$

alırıq. Bu düstur $v \ll c$ şərti ilə çıxarılsa da, v -nin istənilən qiyməti üçün də doğrudur.

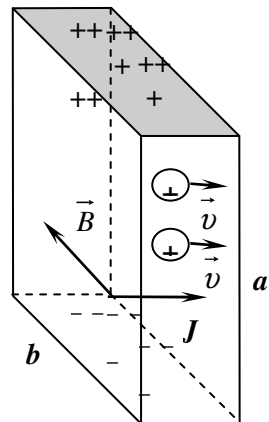
§20.5. Maqnit sahəsində elektrik keçirijiliyi. Holl effekti

Maqnit sahəsində yerləşmiş cərəyanlı naqilə qüvvə təsir edir. Naqili tərpənməz bərkitsək, Lorens qüvvəsinin təsiri altında ondakı sərbəst yüklər hərəkət istiqamətinə perpendikulyar istiqamətdə meyl edirlər.

Paralepiped şəkilində metal lövhədən cərəyan buraxaraq, onu maqnit sahəsində yerləşdirək (şəkil 20.14). Cərəyanın və maqnit induksiyasının istiqamətləri şəkildəki kimidir. Maqnit sahəsi olmadıqda yüklər naqilin bütün həcmi boyunca hərəkət edir.



328



Metallarda yükdaşıyıcılar elektronlar olduğu üçün maqnit sahəsini işə salanda elektronlar Lorens qüvvəsinin təsiri ilə lövhənin üst üzünə yığılır, alt üzdə müsbət yüklərin artıqlığı yaranır. Dəşiklərin artıqlıq təşkil etdiyi yarımkəçiricilərdə isə əksinə, lövhənin üst üzü müsbət alt üzü isə mənfi yüklənir. Üst üzə yığılan elektronlar lövhədən kənara çıxmadiğı üçün hər iki işarəli yüklər elektrik sahəsi yaradır. Bu sahədə elektrona $\vec{F}_{el} = e\vec{E}$ qüvvəsi təsir edir və bu qüvvə alt üzədən üst üzə doğru yönəlib. Deməli, $\vec{F}_A$ və $\vec{F}_L$ qüvvələri əks istiqamətlərə yönəlir. Elektronların alt üzə yığılması o vaxta qədər davam edir ki, bu qüvvələr tarazlaşsın:

$$e\vec{E} = e\nu\vec{B} \quad \text{və} \quad \vec{E} = \nu\vec{B} \quad (20.62)$$

Bu andan başlayaraq yüklərin meyl etməsi dayanır. $\vec{B} \perp \vec{\nu}$ olduğu üçün $\sin \theta = 1$ –dir. Lövhədən keçən cərəyanı $I = i \cdot s = en\nu ab$ şəkilində ifadə edək. Burada $S = ab$ lövhənin en kəsiyinin sahəsidir. Onda $\nu = I/enab$ alırıq. Lövhənin üst və alt üzləri arasındakı

potensiallar fərqi $\varphi_1 - \varphi_2$ ilə işarə etsək, $\vec{E} = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{a}$ yazı bilərik.

Bu andan başlayaraq yüklərin meyl etməsi dayanır. $\vec{B} \perp \vec{\nu}$ olduğu üçün $\sin \theta = 1$ –dir. Lövhədən keçən cərəyanı $I = i \cdot s = en\nu ab$ şəkilində ifadə edək. Burada $S = ab$ lövhənin en kəsiyinin sahəsidir. Onda $\nu = I/enab$ alırıq. Lövhənin üst və alt üzləri arasındakı

potensiallar fərqi $\varphi_1 - \varphi_2$ ilə işarə etsək, $\vec{E} = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{a}$ yazı bilərik.

$$\frac{\varphi_1 - \varphi_2}{a} = \frac{IB}{enab} = \frac{1}{en} \cdot \frac{IB}{ba}$$

və ya

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{1}{en} \cdot \frac{IB}{ab} \cdot a = \frac{1}{en} \cdot \frac{I}{S} Ba = R \cdot iBa \quad (20.63)$$

Burada, i cərəyanın sıxlığı, $R = \frac{1}{en}$ isə **Holl sabitidir**.

Beləliklə, maqnit sahəsində yerləşmiş cərəyan keçən metal lövhənin üzləri arasında potensiallar fərqi yaranır. **Bu hadisə Holl**

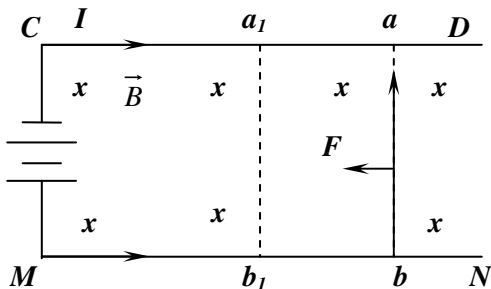
effekti adlanır. Holl potensiallar fərqi maqnit induksiyası ilə mütənasib olduğu üçün $\varphi_1 - \varphi_2 = \Delta\varphi$ -ni ölçməklə maqnit sahələrini hesablamaq olar. Belə cihazlara **Holl vericiləri** deyilir.

$R = l/en$ Holl sabitinin işarəsi yükün işarəsindən asılıdır. Bu üsulla məlum olub ki, əksər metallarda yükdaşıyıcılar mənfi yüklü elektronlardır. Bəzi metallarda yükdaşıyıcılar deşiklər, yarımkəçiricilərdə isə elektron və deşiklərdir. Bundan əlavə Holl sabitini bilməklə yüklərin n konsentrasiyasını hesablamaq olur. Metalın və yarımkəçiricinin xüsusi elektrik keçiriciliyi $\sigma = en\mu$ olduğu üçün $R\sigma = \mu$ hasili yükdaşıyıcıların μ yürüklüyünü hesablamağa imkan verir.

§20.6. Maqnit sahəsində cərəyanlı naqilin hərəkəti zamanı görülmə iş. Maqnit seli

Maqnit sahəsinə gətirilmiş cərəyanlı naqilə bu sahə Amper qüvvəsi ilə təsir edir. Əgər bu qüvvənin təsirindən naqil öz yerini dəyişsə maqnit sahəsi iş görmüş olar. Bu işi hesablayaq.

Onun üçün iki CD və MN naqillərini cərəyan mənbəyinə birləşdirək. Bu naqillərin üzərinə hərəkət edə bilən ab -naqili qoyaq (şəkil 20.15). Bu dövrə induksiya vektoru $\vec{B}$ şəkil müstəvisinə doğru yönəlmiş bircinsli maqnit sahəsində yerləşdirilir.



□□kil 20.15

Amper qüvvəsinin təsirindən ab naqili a_1b_1 vəziyyətini alar. Bu zaman görülmə iş

$$A = F \cdot bb_1 \quad (20.64)$$

olar. Burada,

$$F = kBIab \quad (20.65)$$

Amper qüvvəsidir. $B \perp I$ olduğundan $\alpha = \frac{\pi}{2}$ və $\sin \alpha = 1$ olar. Bunu nəzərə alsaq, cərəyanlı naqilin maqnit sahəsində yerdəyişməsi zamanı görülmə iş

$$A = kIBab \cdot bb_1 \quad (20.66)$$

olar. Göründüyü kimi, $ab \cdot bb_1 = \Delta S$, $abbb_1$ düzbucaqlısının sahəsidir. Ona görə də

$$A = kIB\Delta S \quad (20.67)$$

olar. Burada,

$$B\Delta S = \Delta \Phi = \Phi_1 - \Phi_2 \quad (20.68)$$

maqnit induksiya selinin dəyişməsidir. Bunu da nəzərə alsaq

$$A = kI\Delta \Phi = kI(\Phi_1 - \Phi_2) \quad (20.69)$$

olar. (20.70) ifadəsi maqnit sahəsində cərəyanlı naqilin hərəkəti zamanı görülmə işi göstərir. Əgər sahə bircinsli olmasa, onu elə kiçik dS hissələrə ayırırlar ki, bir hissəyə bircinsli sahə kimi baxmaq mümkün olsun. Onda sahənin gördüyü iş hər bir elementar hissənin gördüyü işlərin cəminə bərabər olar. Yəni

$$dA = kId\Phi \quad (20.70)$$

və

$$A = \int_{\Phi_1}^{\Phi_2} kId\Phi = kI(\Phi_1 - \Phi_2) \quad (20.71)$$

olar. Buradan görünür ki, ***maqnit sahəsində cərəyanlı naqilin yerdəyişməsi zamanı görülmə iş maqnit induksiya selinin dəyişməsi ilə düz mütənasibdir.***

Elektrostatikada intensivlik selinə uyğun olaraq maqnit sahəsi üçün də maqnit sahəsinin induksiya seli anlayışı daxil edilir: ***Maqnit induksiya seli induksiya xətlərinə perpendikulyar qoyulmuş səthdən keçən xətlərin sayına bərabər olan kəmiyyətə deyilir.*** Yəni

$$\Phi = B \cdot S \quad (20.72)$$

Əgər S səthinə çəkilən normal induksiya vektorunun istiqaməti ilə α bucağı təşkil etmiş olsa, induksiya seli

$$\Phi = B \cdot S \cos \alpha \quad (20.73)$$

şəkilində yazılır.

Bircinsli olmayan maqnit sahəsində induksiya selini hesablamaq üçün bu sahəni elə kiçik dS hissələrə ayırılır ki, hər bir hissəyə bircinsli sahə kimi baxmaq mümkün olsun. Bu halda dS səthinin əhatə etdiyi induksiya seli

$$d\Phi = B \cdot dS \cos \alpha = B_n dS \quad (20.74)$$

olar. Burada, B_n , $\vec{B}$ vektorunun normal üzərindəki proyeksiyasıdır. Bunu nəzərə alsaq, sonlu S səthi üzrə maqnit induksiya seli

$$\Phi = \int_{(S)} B_n dS \quad (20.75)$$

şəklində ifadə olunur. (20.74) ifadəsində integrallama S səthinin bütün sahəsi üzrə aparılır.

Əgər səth qapalı olsa, belə səthin əhatə etdiyi tam maqnit seli

$$\Phi = \oint_{(S)} B_n dS = 0 \quad (20.76)$$

olar. ***Bu ifadə maqnit sahəsi üçün Qauss teoremini ifadə edir.***

Maqnit sahəsinin bu xassəsi onu elektrik sahəsindən fərqləndirir. Məlumdur ki, elektrik sahəsinin qüvvə xətləri açıq xətlərdir. Ona görə də qapalı səth daxilində yük olduqda bu səthdən çıxan qüvvə xətlərinin sayı $N_E \neq 0$ olurdu. Maqnit qüvvə xətləri isə qapalı xətlərdir. Ona görə də qapalı səthə daxil olan və ondan çıxan maqnit qüvvə xətlərinin sayı bərabər olur. Əgər səthə daxil olan qüvvə xətlərini müsbət və səthdən çıxan qüvvə xətlərini mənfi qəbul etsək bu səthin əhatə etdiyi maqnit induksiya sellərinin cəmi sıfır olar.

BS-də maqnit induksiya seli $1Vb$ (veber) ilə ölçülür.

$$1Vb = 1Tl \cdot m^3$$

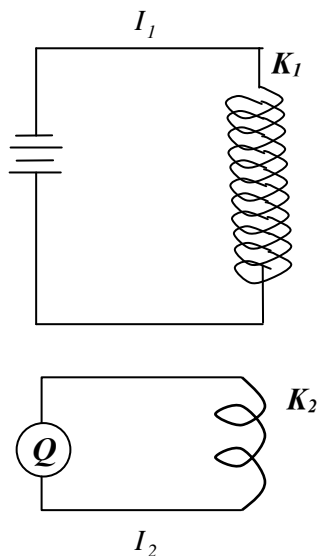
XXI Fəsil

Elektromaqnit induksiyası

§21.1. Elektromaqnit induksiyası hadisəsi. Faradey qanunu

Əvvəlki paragraflarda göstərdik ki, hər bir cərəyan öz ətrafında maqnit sahəsi yaradır. Buradan belə bir sual çıxır. Görəsən maqnin sahəsi də cərəyan yaradırmı? Bu məsələ 1831-ci ildə Faradey tərəfindən müsbət həll edilmişdir. Faradey müəyyən etmişdir ki, qapalı keçirici konturu kəsən maqnit induksiya selinin qiyməti dəyişdikdə həmin konturda cərəyan yaranır. ***Maqnit sahəsinin dəyişməsi nəticəsində elektrik cərəyanı yaranması hadisəsi elektromaqnit induksiyası, bu zaman əmələ gələn elektrik hərəkət qüvvəsi (e.h.q.) isə induksiya e.h.q.-si adlanır.***

Elektromaqnit induksiyası hadisəsini aşağıdakı təcrübənin köməyi ilə müşahidə etmək olar. İki K_1 və K_2 makaraları götürülür. Bunlardan biri K_1 -elektrik mənbəyinə, o biri, K_2 -isə qalvanometrə birləşdirilir (şəkil 21.1). K_1 makarasını K_2 makarasına yaxınlaşdıranda K_2 makarasında induksiya cərəyanı əmələ gəlir və bu cərəyanı qalvanometr göstərir. K_1 makarasını K_2 makarasından uzaqlaşdıranda da K_2 makarasında cərəyan əmələ gəlir. Lakin bu halda əmələ gələn cərəyanın istiqaməti əvvəlki haldakının əksinə olur. Əgər hər iki makara bir-birinə nəzərən sükunətdə olsa və K_1 makarasında cərəyan dəyişdirilsə, yenə də



□□kil 21.1

K_2 -makarasında cərəyan əmələ gəlir. Bu və buna oxşar bir çox təcrübələrin nəticəsində Faradey müəyyən etmişdir ki, induksiya cərəyanının əmələ gəlməsinə səbəb K_2 -makarasına daxil olan maqnit sahəsinin dəyişməsidir. Om qanununa görə dövrədə o zaman cərəyan axar ki, bu dövrədə e.h.q.-si təsir göstərsin. Buna uyğun olaraq, Faradey göstərmişdir ki, induksiya cərəyanının yaranmasına səbəb isə dəyişən maqnit sahəsində yerləşən makarada induksiya e.h.q.-sinin əmələ gəlməsidir.

Təcrübə göstərir ki, K_1 -makarasının hərəkət sürəti böyük olduqca K_2 -makarasında yaranan cərəyanın qiyməti də böyük olur. Bütün bu təcrübələrin nəticəsində Faradey müəyyən etmişdir ki, ***konturda əmələ gələn induksiya e.h.q.-si bu konturun əhatə etdiyi maqnit induksiya selinin dəyişmə sürəti $\frac{d\Phi}{dt}$ ilə mütənasibdir.***

Yəni,

$$E_i = k \frac{d\Phi}{dt} \quad (21.1)$$

Burada, k -ölçü sisteminin seçilməsindən asılı olan mütənasiblik əmsalıdır. BS-də $k=1$ götürülür. ***(21.1) ifadəsi elektromaqnit induksiyası üçün Faradey qanunu adlanır.***

1934-cü ildə E.X.Lens induksiya cərəyanının istiqamətini təyin etmək üçün qayda müəyyən etmişdir. Lens müəyyən etmişdir ki, ***induksiya cərəyanı həmişə elə istiqamətdə əmələ gəlir ki, onun yaratdığı maqnit sahəsi bu cərəyanı (induksiya cərəyanını) yaradan maqnit sahəsinə əks təsir göstərsin.*** Bu ***Lens qaydası*** adlanır. İnduksiya cərəyanının istiqamətini də nəzərə alsaq, (21.1) düsturu BS-də

$$E_i = - \frac{d\Phi}{dt} \quad (21.2)$$

şəklini alır. (21.2) düsturunu enerjinin saxlanması qanunu əsasında almaq olar. Onun üçün fərz edək ki, cərəyanlı naqıl bircinsli maqnit sahəsində hərəkət edir. Burada mənbənin gördüyü iş ($EIdt$), naqildə ayrılan Coul-Lens istiliyinə (I^2Rdt) və maqnit sahəsinin

gördüyü işə ($kId\Phi$) sərf olunur. Enerjinin saxlanması qanuna görə

$$EI dt = I^2 R dt + kId\Phi$$

olar. Bu ifadənin hər tərəfini $I dt$ hasilinə bölsək,

$$E = IR + k \frac{d\Phi}{dt} \quad (21.3)$$

alırıq. Buradan da

$$I = \frac{E + \left(-k \frac{d\Phi}{dt}\right)}{R} \quad (21.4)$$

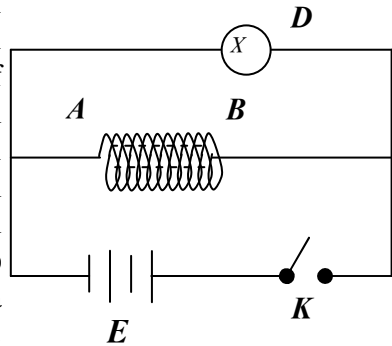
alınar. Burada,

$$E_i = -k \frac{d\Phi}{dt} \quad (21.5)$$

induksiya e.h.q.-sidir.

§21.2. Öz-özünə induksiya hadisəsi

Cərəyan keçən hər bir qapalı kontur öz ətrafında maqnit sahəsi yaradır. Ona görə də hər bir cərəyanlı konturu həmişə müəyyən maqnit induksiya seli əhatə edir. Məlumdur ki, maqnit induksiya selinin hər bir dəyişməsi zamanı konturda induksiya e.h.q.-si, yəni induksiya cərəyanı əmələ gəlir. Konturun əhatə etdiyi maqnit induksiya selini müxtəlif yollarla dəyişdirmək olar. Bunlardan biri konturdan axan cərəyanı dəyişdirməkdir. Konturdan axan cərəyanı artırıb-azaltdıqda onun əhatə etdiyi maqnit seli də dəyişir və bunun nəticəsində konturda induksiya cərəyanı əmələ gəlir. **Bu hadisə öz-özünə induksiya hadisəsi adlanır.**



□□kil 21.2

Öz-özünə induksiya hadisəsini aşağıdakı təcrübənin vasitəsilə müşahidə etmək olar (şəkil 21.2). Elektrik lampası və AB

elektromaqniti E mənbəyinə, paralel qoşulmuşdur. K –açarını açdıqda lampa əvvəlcə parlaqlığını artırır, sonra sönmür. Açarı qapadıqda isə lampa əvvəlcə zəif yanır və müəyyən müddətdən sonra öz normal parlaqlığını alır. Açarı açdıqda dövrədəki cərəyan azalır və onun yaratdığı (elektromaqnitin əhatə etdiyi) maqnit sahəsi zəifləyir. Nəticədə dövrədə induksiya cərəyanı əmələ gəlir. Lens qaydasına görə induksiya cərəyanı onu yaradan maqnit sahəsini zəifləməyə qoymamaq üçün əsas cərəyan istiqamətində olur. Ona görə də dövrə açılanda lampa əvvəlcə öz parlaqlığını artırır və yalnız bundan sonra sönmür. Açarı qapadıqda dövrədə cərəyan sıfırdan hər-hansı I qiymətinə qədər artır. Buna uyğun olaraq elektromaqnitin yaratdığı maqnit sahəsi də artır və bu induksiya cərəyanının yaranmasına səbəb olur. Yenə də Lens qaydasına görə induksiya cərəyanı onu yaradan maqnit sahəsinin artmasına mane olmaq üçün əsas cərəyanın əks istiqamətində əmələ gəlir. Ona görə də dövrə qapananda D -lampası əvvəlcə zəif yanar və yalnız müəyyən müddətdən sonra öz normal parlaqlığını alır. Bio-Savar-Laplas qanununa görə konturun yaratdığı maqnit sahəsinin intensivliyi axan cərəyanın şiddəti ilə mütənasibdir. Digər tərəfdən məlumdur ki, konturun əhatə etdiyi maqnit induksiya seli bu sahənin intensivliyi ilə mütənasibdir. Ona görə konturun əhatə etdiyi maqnit seli

$$\Phi = L \cdot I \quad (21.6)$$

şəklində yazılır. Burada, mütənasiblik əmsalı olan L -konturun induktivliyi adlanır. (21.6) düsturundan görünür ki, $I = 1A$ olduqda $L = \Phi$ olur. Deməli, ***konturun induktivliyi 1A cərəyan keçən konturun səthinin əhatə etdiyi maqnit induksiya selinə qiymətcə bərabər olan kəmiyyətə deyilir.*** BS-də $\Phi = IVb$ (Veber) və $I = 1A$ (Amper) ilə ölçüldüyündən, $L = 1 \frac{Vb}{A} = 1Hn$ (Henri) ilə ölçülər.

Henri elə konturun induktivliyinə deyilir ki, ondan 1A cərəyan axanda induksiya seli 1Vb olsun. Asanlıqla göstərmək olar ki, $1Hn = 10^9$ sm-dir.

Məlumdur ki, induksiya e.h.q.-si, Faradey qanununa görə

$$E_i = -k \frac{d\Phi}{dt} \quad (21.7)$$

şəklində ifadə edilir.

(21.6) ifadəsini zamana görə diferensiallasaq,

$$\frac{d\Phi}{dt} = L \frac{dI}{dt} \quad (21.8)$$

alırıq. (21.8) ifadəsini (21.7)-i ilə müqaisə etsək və $k=L$ götürsək

$$E_i = -L \frac{dI}{dt}$$

olar. Bu son ifadədən aydın olur ki, *öz-özünə induksiya e.h.q.-si dövrədə cərəyanın dəyişmə sürəti ilə düz mütənasibdir.*

Qeyd edək ki, naqilin induktivliyi onun formasından, ölçülərindən və yerləşdiyi mühitin xassələrindən asılıdır.

§21.3. Solenoidin induktivliyi

Fərz edək ki, uzunluğu diametrinə nəzərən çox böyük olan solenoid var və ondan şiddəti I olan cərəyan axır. Belə uzun solenoidin daxilində maqnit sahəsini bircinsli qəbul etmək olar. Solenoidin uzunluğu- l , en kəsiyinin sahəsi - S və sarğılarının ümumi sayı - N olsun. Onda bu solenoidin vahid uzunluğuna düşən sarğılırı sayı $n = \frac{N}{l}$ olar.

Məlumdur ki, solenoidin daxilində hər hansı nöqtədə sahənin intensivliyi, BS-də

$$H = nI = \frac{N}{l} I \quad (21.9)$$

şəklində ifadə olunur.

Fərz edək ki, solenoid maqnit nüfuzluğu μ olan mühitdə yerləşir. Solenoidin bir dolağının əhatə etdiyi maqnit seli

$$\Phi_1 = BS = \mu\mu_0 HS = \mu\mu_0 \frac{N}{l} IS$$

olar və nəticədə

$$\Phi_1 = \mu\mu_0 \frac{N}{l} IS \quad (21.10)$$

olar. Bütünlüklə, solenoidin əhatə etdiyi maqnit seli isə

$$\Phi = N\Phi_1 = \mu\mu_0 \frac{N^2}{l} IS$$

yəni,

$$\Phi = \mu\mu_0 \frac{N^2}{l} IS \quad (21.11)$$

olar. Solenoid induktivliyi (21.6) düsturuna əsasən

$$L = \frac{\Phi}{I} = \mu\mu_0 \frac{N^2}{l} S$$

başqa sözlə, induktivlik

$$L = \mu\mu_0 \frac{N^2}{l} S \quad (21.12)$$

şəklində ifadə olunur. Göründüyü kimi, solenoidin induktivliyi onun sarğılarının sayından, uzunluğundan və mühitin maqnit nüfuzluğu əmsalından asılıdır.

(21.12)-düsturundan görünür ki, BS-də $\mu_0 = 1 \frac{Hn}{m}$ ilə ölçülür.

(21.12) ifadəsi boşluqda

$$L_0 = \mu_0 \frac{N^2}{l} S \quad (21.13)$$

şəklini alar. (21.12) və (21.13) ifadələrindən

$$\mu = \frac{L}{L_0} \quad (21.14)$$

alınar. Deməli, ***mühitin maqnit nüfuzluğu, mühitdə götürülmüş makara induktivliyinin, onun boşluqdakı induktivliyindən neçə dəfə böyük olduğunu göstərir.*** (21.12) ifadəsinin şəklini dəyişmək olar.

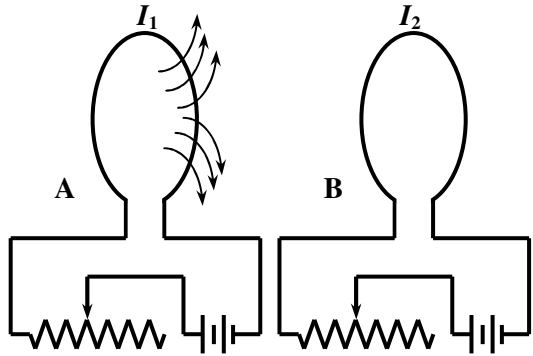
$$L = \mu\mu_0 \frac{N^2}{l} S = \mu\mu_0 \frac{N^2}{l^2} Sl = \mu\mu_0 n^2 V \quad (21.15)$$

$$L = \mu\mu_0 n^2 V$$

Burada, V – solenoidin həcmidir.

§21.4. Qarşılıqlı induksiya

Bir-birindən müəyyən məsafədə yerləşən iki qapalı kontur götürək (şəkil 21.3). Tutaq ki, bu konturlardan şiddətləri I_1 və I_2 olan cərəyan axır. Aydınır ki, hər bir kontur öz ətrafında maqnit sahəsi yaradar və konturlardan biri o birinin sahəsində yerləşmiş olar. 1-ci kontur 2-ci konturun yaratdığı maqnit qüvvə xətlərinin bir hissəsini əhatə edir. 2-ci kontur da öz növbəsində 1-ci konturun yaratdığı qüvvə xətlərinin bir hissəsini əhatə edir. Bu halda deyirlər ki, bu iki kontur bir-biri ilə qarşılıqlı maqnit əlaqəsindədirlər.



□□kil21.3

Aydınır ki, 1-ci konturun qüvvə xətlərinin ikinci kontur tərəfindən əhatə edilən hissəsi

$$\Phi_{2,1} = L_{2,1} I_1 \quad (21.16)$$

2-ci konturun qüvvə xətlərinin 1-ci kontur tərəfindən əhatə edilən hissəsi isə

$$\Phi_{1,2} = L_{1,2} I_2 \quad (21.17)$$

olar. $L_{1,2}$ və $L_{2,1}$ konturların qarşılıqlı induksiya əmsalı adlanır. 2-ci konturu 1-ci konturun sahəsindən çıxarıb sonsuzluğa aparanda görülən iş

$$A_1 = \Phi_{2,1} I_2 = L_{2,1} I_1 I_2 \quad (21.18)$$

1-ci konturu 2-ci konturun sahəsindən çıxarılıb sonsuzluğa apardıqda görülən iş isə

$$A_2 = \Phi_{1,2} I_1 = L_{1,2} I_1 I_2 \quad (21.19)$$

olar. Aydındır ki, bu işlər bir-birinə bərabərdir. Çünki, hər iki halda kontur sahədən çıxarılıb sonsuzluğa aparılmışdır. Onda

$$L_{1,2} I_1 I_2 = L_{2,1} I_1 I_2$$

və ya

$$L_{1,2} = L_{2,1} = L \quad (21.20)$$

olar.

Məlumdur ki, konturlardan birində cərəyanın dəyişməsi o biri konturun əhatə etdiyi maqnit selini dəyişdirir. Bunun da nəticəsində konturda induksiya e.h.q.-si əmələ gəlir. Onda konturlarda əmələ gələn induksiya e.h.q.-si uyğun olaraq

$$E_1 = -\frac{d\Phi_{1,2}}{dt} = -L_{1,2} \frac{dI_2}{dt} = -L \frac{dI_2}{dt} \quad (21.21)$$

$$E_2 = -\frac{d\Phi_{2,1}}{dt} = -L_{2,1} \frac{dI_1}{dt} = -L \frac{dI_1}{dt} \quad (21.22)$$

olar. Buradan görünür ki, 2-ci konturda cərəyanın dəyişməsi 1-ci konturda, 1-ci konturda cərəyanın dəyişməsi isə 2-ci konturda induksiya e.h.q.-nin yaranmasına səbəb olur.

§21.5. İnduksiya zamanı konturdan axan elektrik yükünün miqdarı

Fərz edək ki, qapalı konturda e.h.q.-si

$$E_i = -k \frac{d\Phi}{dt} \quad (21.23)$$

olan induksiya cərəyanı axır. Bu konturun müqaviməti R olsa, ondan axan induksiya cərəyanının şiddəti

$$I = \frac{E_i}{R} \quad (21.24)$$

və ya

$$I = -k \frac{1}{R} \cdot \frac{d\Phi}{dt} \quad (21.25)$$

olar. Aydınır ki, dt müddətində konturdan axan elektrik yükünün miq-darı

$$dq = Idt = -k \frac{1}{R} d\Phi \quad (21.26)$$

olar. Hər hansı sonlu t müddətində konturdan axan elektrik yükünün miqdarı isə

$$q = - \int_{\Phi_1}^{\Phi_2} k \frac{1}{R} d\Phi = k \frac{\Phi_1 - \Phi_2}{R}$$

$$q = k \frac{\Phi_1 - \Phi_2}{R} \quad (21.27)$$

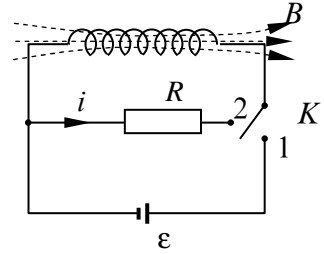
olar. Buradan görünür ki, *induksiya zamanı konturdan axan elektrik yükünün miqdarı bu konturun əhatə etdiyi maqnit selinin dəyişməsi ilə mütənasibdir*. Bundan istifadə edərək maqnit selini təyin edirlər.

§21.6. Cərəyanın maqnit sahəsinin enerjisi

Məlumdur ki, cərəyan axan hər bir naqıl maqnit sahəsi ilə əhatə olunur. Bu maqnit sahəsinin enerjisini hesablayaq. Onun üçün induktivliyi

$$L = \mu\mu_0 \frac{N^2}{\ell} S \quad (21.28)$$

olan solenoid götürək və onu elektrik dövrəsinə qoşaq (şəkil 21.4). K açarı 1 vəziyyətində olduqda L induktivlikli sarğacdən axan elektrik cərəyanı maqnit sahəsi yaradır. Açarı 2 vəziyyətinə keçirildikdə, cərəyan kəsilsə də, maqnit sahəsi dərhal yox olmur, onun azalması ilə induksiya cərəyanı yaranır. İnduksiya cərəyanı R müqavimətidən axaraq **Coul**



Şəkil 21.4

istiliyinin yaranmasına səbəb olduğundan, müəyyən iş görülür. Beləliklə maqnit sahəsi müəyyən işgörmə qabiliyyətinə malik olduğu üçün **enerjiyə** malik olmalıdır. Aydınır ki, açarı qapadıqda solenoiddən keçən cərəyanın qiyməti 0-dan I -yə kimi artır. Bu zaman onun ətrafında yaranan maqnit sahəsi də 0-dan hər hansı bir qiymətə qədər artır. Bunun nəticəsində solenoidin əhatə etdiyi maqnit seli dəyişər və solenoiddə induksiya e.h.q.-si yaranar. Bu induksiya e.h.q.-nin dt zamanda gördüyü iş

$$dA = -E_i Idt \quad (21.29)$$

şəklində ifadə olunur. Məlumdur ki,

$$E_i = -L \frac{dI}{dt} \quad (21.30)$$

Bunu nəzərə alsaq,

$$dA = LI dI \quad (21.31)$$

olar. Dövrədə cərəyanın şiddəti 0-dan I -yə kimi artdıqda görülən iş isə

$$A = \int_0^I LI dI = \frac{1}{2} LI^2 \quad (21.32)$$

şəklində ifadə olunar. Bu iş solenoidin əhatə etdiyi maqnit sahəsinin enerjisinə çevrilir və ona görə də cərəyanın maqnit sahəsinin enerjisi olur. Deməli, cərəyanın maqnit sahəsinin enerjisi

$$W = \frac{1}{2} LI^2 \quad (21.33)$$

olur. (21.28) düsturunu nəzərə alsaq

$$W = \frac{1}{2} \mu \mu_0 \frac{N^2}{\ell} S I^2 \quad (21.34)$$

olar.

$$\frac{N^2}{\ell} S = \frac{N^2}{\ell^2} S \ell = n^2 V$$

və

$$n^2 I^2 = H^2$$

olduğunu nəzərə alsaq,

$$W = \frac{1}{2} \mu \mu_0 H^2 V \quad (21.35)$$

alırıq. Burada, V – maqnit sahəsinin həcmidir. Maqnit sahəsinin enerji sıxlığı isə

$$w_0 = \frac{1}{2} \mu \mu_0 H^2 \quad (21.36)$$

olar. Əgər

$$\mu \mu_0 H = B \quad (21.37)$$

olduğunu nəzərə alsaq,

$$w_0 = \frac{1}{2} B H \quad (21.38)$$

şəklində yazılar. SQSM-də (21.36) ifadəsi

$$w_0 = \frac{1}{8\pi} \mu H^2 = \frac{1}{8\pi} B H \quad (21.39)$$

şəklini alar.

Əgər maqnit sahəsi bircinsli olmasa, onu elə kiçik dV həcmələrə ayırmaq lazımdır ki, hər bir hissəyə bircinsli sahə kimi baxmaq olsun. Onda maqnit sahəsinin enerjisi bu kiçik dV həcmələrinin enerjiləri cəmindən ibarət olur. Yəni,

$$W = \int_V \frac{1}{2} \mu \mu_0 H^2 dV \quad (21.40)$$

şəklində olar.

§21.7. Yerdəyişmə cərəyanı

Cərəyanlı naqıl ətrafında maqnit sahəsinin yaranması hadisəsi artıq bizə məlumdur. Riyazi şəkildə bu əlaqə tam cərəyan qanunu ilə ifadə olunur:

$$\oint \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 I \quad (21.41)$$

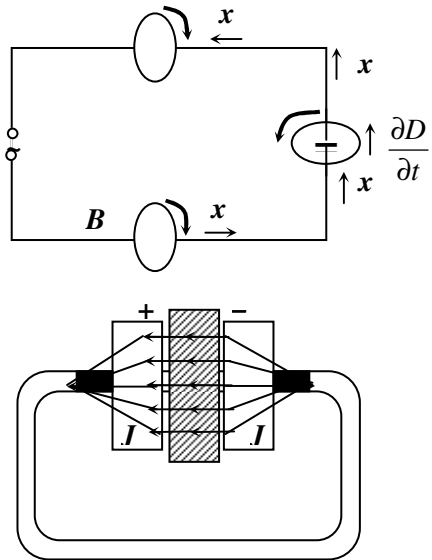
Maksvell fərziyyəsinə görə maqnit sahəsinin başqa bir mənbəyi də olmalıdır.

Faradeyin elektromaqnit induksiya qanununa görə ***zamana görə dəyişən maqnit sahəsi dəyişən elektrik sahəsi yaradır***. Təbiət qanunlarının simmetrikliliyini əsas tutan Maksvellə görə bunun əksi də mümkün olmalıdır: ***zamana görə dəyişən elektrik sahəsi də maqnit sahəsi yaratmalıdır***. Bu fərziyyə təcrübədə təsdiq olundu.

Məlumdur ki, lövhələri arasında dielektrik təbəqə olan kondensator sabit cərəyanı buraxmır. Yüklənmiş kondensatorun lövhələrini naqıl ilə qapadıqda müsbət lövhədən mənfiyə doğru ani cərəyan keçir.

Lövhələr boşalan kimi cərəyan da kəsilir. İndi də kondensatoru dəyişən cərəyan mənbəyinə qoşaq (şəkil 21.5). Bu zaman dövrdən cərəyan keçir. Kondensatordan xaricdə cərəyan müsbət lövhədən mənfiyə doğru, daxilə isə mənfə lövhədən müsbətə doğru axacaq. Qeyd edək ki, dəyişən cərəyan halında hər bir lövhə bir period ərzində yükünün işarəsini iki dəfə dəyişir. Kondensatordan xaricdə cərəyanı, hərəkət edən yüklər (elektronlar, ionlar və s.) yaradır və ona keçiricilik cərəyanı deyilir.

Kondensatorun daxilindəki dielektrik təbəqədə elə bir proses baş verir ki, o keçiricilik cərəyanını davam etdirir. Buna ***yerdəyişmə cərəyanı*** deyilir. Beləliklə, lövhələrə doğru ***keçiricilik***



cərəyanı, lövhələrdən isə *yerdəyişmə cərəyanı* axır. Yerdəyişmə cərəyanı yüklərin yerini dəyişmədən lövhələr arasındakı yük mübadiləsini təmin edir. Yerdəyişmə cərəyanı adı formal xarakter daşıyır. Dielektriklərdə dəyişən elektrik sahəsinin təsiri ilə atom və molekullarda elektronlar atomun ölçüsü qədər yerini dəyişə bildiyi üçün bu ad özünü doğruldur. Lakin heç bir yükü olmayan vakuumda da yerdəyişmə cərəyanı meydana çıxdığına görə bu adın saxlanması tarixi ənənə xatirindədir. Əsl həqiqətdə kondensatorun lövhələri arasındakı zamana görə dəyişən elektrik sahəsi var və maqnit sahəsi yaratmaq xassəsinə görə o müəyyən cərəyanı ekvivalentdir ki, buna yerdəyişmə cərəyanı deyilir. Vakuumda yerdəyişmə cərəyanının axa bilməsi onu göstərir ki, dövrədən dəyişən cərəyan keçməsi üçün sabit cərəyan halında olduğu kimi dövrənin qapalı olması heç də vacib deyil. Dəyişən cərəyan açıq dövrədən də axa bilər. Keçiricilik və yerdəyişmə cərəyanlarının cəmi tam cərəyan adlanır:

$$I_t = I_k + I_y \quad (21.42)$$

Yerdəyişmə cərəyanı bütün mühitlərdə yaranır. Keçirici mühitlərdə (metallarda, qazlarda, elektrolitlərdə və s.) tam cərəyan əsasən keçiricilik, dielektriklərdə və vakuumda isə yerdəyişmə cərəyanından ibarətdir. Yerdəyişmə cərəyanını nəzərə aldıqda tam cərəyan qanununu

$$\oint \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 I_k + \mu_0 I_y \quad (21.43)$$

şəklində yazı bilərik.

Ardıcıl birləşmiş dövrənin bütün elementlərində cərəyan eyni olduğu üçün $I_k = I_y$ yazı bilərik. Yerdəyişmə cərəyanının sıxlığının kondensatorun lövhələri arasındakı dəyişən elektrik sahəsi ilə əlaqəsinə baxaq: Tutumu C olan kondensatorun lövhələrindəki yük $q = CU$ -dur. $U = Ed$ və $C = \frac{\epsilon_0 S}{d}$ olduğu üçün

$$q = \frac{\epsilon_0 S}{d} \cdot Ed = \epsilon_0 E \cdot S = D \cdot S$$

alırıq. Burada, d -lövhələrarası məsafə, E -sahə intensivliyi, D isə

elektrostatik induksiya vektorudur.

Son ifadədən zamana görə törəmə alaq:

$$I = \frac{dq}{dt} = \epsilon_0 \cdot \frac{d\vec{E}}{dt} \cdot S = \frac{d\vec{D}}{dt} \cdot S \quad (21.43)$$

Göründüyü kimi, lövhələrdə yükün zamana görə dəyişmə sürəti lövhələr arasında elektrik sahəsinin dəyişmə sürəti ilə mütənasibdir.

$I = \frac{dq}{dt}$ yükün lövhələrə yığılma və ya lövhələri tərk etmə sürətidir.

Başqa sözlə, bu kondensatora daxil olan və ya ondan çıxan cərəyanın şiddətidir. Bu isə yerdəyişmə cərəyanına bərabərdir.

$$I_y = \epsilon_0 \cdot \frac{d\vec{E}}{dt} \cdot S = \frac{d\vec{D}}{dt} \cdot S \quad (21.44)$$

(21.44)– ün hər tərəfini lövhənin S səthinə bölüb, $\sigma = \frac{q}{S}$ yükün səthi sıxlığı olduğunu nəzərə alaq:

$$\vec{i}_y = \epsilon_0 \cdot \frac{d\vec{E}}{dt} = \frac{d\vec{D}}{dt} \quad (21.45)$$

Bircinsli olmayan elektrik sahəsində $\vec{E}$ və $\vec{D}$ vektorları, nəinki zamandan həm də koordinatlardan asılı olur.

$$\vec{E} = \vec{E}(x, y, z, t), \quad \vec{D} = \vec{D}(x, y, z, t)$$

Ona görə də (21.45) ifadəsini $\vec{E}$ və $\vec{D}$ –nin xüsusi törəməsi şəklində yazırlar.

$$\vec{i}_y = \epsilon_0 \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$$

Dielektrikdə yerdəyişmə cərəyanı iki hissədən ibarətdir. Elektrostatik induksiya vektoru polarizasiya vektoru ilə $\vec{D} = \epsilon_0 \cdot \vec{E} + \vec{P}$ şəklində əlaqəli olduğu üçün (21.45) ifadəsi

$$\vec{i}_y = \epsilon_0 \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{\partial \vec{P}}{\partial t} \quad (21.46)$$

şəklini alır. Burada, $\frac{\partial \vec{P}}{\partial t}$ - *polyarizasiya cərəyanının sıxlığı* adlanır. Polyarizasiya vektoru $\vec{P} = \sum e_i \vec{r}_i$ olduğuna görə polyarizasiya cərəyanının sıxlığı üçün $\vec{p} = \frac{\partial \vec{P}}{\partial t} = \sum e_i \vec{v}_i$ alınır. Burada, $\vec{v}_i$ bağlı yüklərin hərəkət sürətidir. Beləliklə, yerdəyişmə cərəyanı boşluqda yalnız elektrik sahəsinin zamana görə dəyişməsi, dielektrikdə isə bundan əlavə bağlı yüklərin hərəkəti hesabına yaranır.

(21.46) -nı nəzərə aldıqda tam cərəyan qanununu

$$\oint \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 I + \varepsilon_0 S \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + S \cdot \frac{\partial \vec{P}}{\partial t} \quad (21.47)$$

kimə yazı bilərik. Dielektriklərdə sağ tərəfdəki birinci hədd, boşluqda isə birinci və üçüncü hədlər sıfır olur. ***Boşluqda burulğanlı maqnit sahəsinin mənbəyi zamana görə dəyişən elektrik sahəsidir.*** Yerdəyişmə cərəyanı yalnız maqnit sahəsi yaratmaq xassəsinə görə keçiricilik cərəyanına oxşardır. Sonuncudan fərqli olaraq yerdəyişmə cərəyanı Coul istiliyi ayırmır.

Nəhayət onu da qeyd etmək vacibdir ki, ***yerdəyişmə cərəyanı maqnit sahəsi doğurmasaydı, elektromaqnit dalğaları mövcud ola bilməzdi.***

§21.8. Maksvell tənlikləri

Bir–birilə növbələşən elektrik və maqnit sahələri birlikdə elektromaqnit sahəsi adlanır. Əslində elektromaqnit sahəsi bir sahədir: zamanın müəyyən anında o elektrik sahəsidirsə, sonrakı anda maqnit sahəsidir. Daha sonra elektrik və onu əvəz edən maqnit sahəsi və i.ə. yaranır. Elektromaqnit sahəsinin mənbəyi elektrik yükləri və cərəyanlardır. ***Elektromaqnit sahəsinin yaranması, yayılması və maddə ilə qarşılıqlı təsir qanunlarını öyrənən təlim elektrodinamika adlanır.*** Onun əsasını ***Maksvell tənlikləri*** təşkil edir. Maksvellin elektromaqnit sahəsi

nəzəriyyəsinin yaranması fizikanın tarixində çox görkəmli hadisə olmuşdur. Maksvell tərəfindən elektrik və maqnit sahələrinin vahid nəzəriyyəsinin yaranması (unifikasiya) zahirən bir–birinə yad görünən hadisələrin eyni təbiətə malik olduğunu göstərən nəhəng bir addım, insan aqlının triumu idi. Maksvell nəzəriyyəsi nəinki onun yarandığı dövrə qədər (1865-ci il) məlum olan elektrik və maqnit hadisələrini vahid nəzəriyyə ilə birləşdirdi, həm də bir sıra hadisələrin proqnozunu verdi (elektromaqnit dalğalarının mövcudluğu, işıq elektromaqnit təbiətli olması, elektromaqnit dalğalarının sonlu sürətlə yayılması və s.) .

Klassik mexanikada cismin halı onun üç koordinatı və impulsunun üç proyeksiyası ilə təyin olunur. Elektromaqnit sahəsinin halı isə elektrik və maqnit sahələrini xarakterizə edən intensivlik vektoru $\vec{E}$ və maqnit induksiya vektoru $\vec{B}$ ilə təyin olunur. Hər iki vektor koordinatlar və zamanın funksiyasıdır: $\vec{E} = \vec{E}(\vec{r}, t)$, $\vec{B} = \vec{B}(\vec{r}, t)$.

$\vec{F} = m \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2}$ şəklində Nyutonun II qanununun diferensial tənliyini həll etməklə cismin halının zamandan asılılığını, trayektoriyasını qurmaq mümkün olduğu kimi Maksvell tənliklərini həll etməklə elektromaqnit dalğasının (*elektromaqnit sahəsinin yayılması prosesinə elektromaqnit dalğası deyilir*) fəzanın bu və ya digər nöqtəsində nə vaxt olacağını əvvəlcədən xəbər vermək mümkündür.

Maksvell tənlikləri elektrik, maqnit hadisələrinin təcrübi qanunlarına ciddi riyazi forma vermək nəticəsində alınmışdır.

Elektrodinamikanı üç böyük fundamental qanun əsasında qurmaq olar. Qalan bütün qanunların əksəriyyəti bu üç qanunun nəticəsidir. Bu qanunlar bizə tanış olsada onlara yeni nəzərlə baxmaq faydalıdır.

1. Qauss teoreminə görə qapalı səthdən keçən intensivlik seli bu səthin əhatə etdiyi həcmdə qalan yükün miqdarı ilə təyin olunur.

$$\oint_S \vec{E} d\vec{S} = \frac{q}{\epsilon_0} = \frac{1}{\epsilon_0} \int \rho dV \quad (21.48)$$

Bu ifadəni yükün V həcmində kəsilməz paylandığı hal üçün yazmışıq. Xüsusi maqnit yükləri olmadığı və maqnit qüvvə xətləri qapalı olduğu üçün, $\rho_m = 0$, maqnit sahəsi üçün Qauss teoremini

$$\oint \vec{B} d\vec{S} = 0 \quad (21.49)$$

şəklində yazı bilərik. (21.48) və (21.49)-dan göründüyü kimi elektrik və maqnit sahələri heç də bərabər hüquqlu deyil və onlar arasında bir asimetriya vardır. Elektrik yükləri mövcuddur, maqnit yükləri yox. Bu asimetriyanı aradan götürmək üçün 1931-ci ildə Dirak fərziyyə irəli sürmüşdü ki, təbiətdə xüsusi maqnit yüklərinin mövcudluğu da mümkündür. Bu cür hipotetik maqnit yükləri **maqnit monopolu** adlanır. Monopolun təcrübədə müşahidə olunması bir qütblü maqnit almağı mümkün edərdi. O vaxtdan metebritlərdə, kosmik şüalarda, filizlərdə, Dünya okeanının dərinliklərində monopolun axtarışı heç bir nəticə verməyib, bir qütblü maqnit almaq mümkün olmayıb.

2. Faradeyin elektromaqnit induksiya qanununa görə qapalı keçirici konturda yaranan induksiya e.h.q.-si bu konturdan keçən maqnit selinin zamana görə dəyişmə sürətinə bərabərdir:

$$E_i = -\frac{d\Phi}{dt} \quad (21.50)$$

Yadıma salaq ki, e.h.q.-si intensivlik vektorunun sirkulyasiyasına bərabərdir: $E_i = \oint \vec{E} d\vec{l}$. Odur ki, (21.50) ifadəsi

$$\oint \vec{E} d\vec{l} = -\frac{d\Phi}{dt} \quad (21.51)$$

şəklini alır.

3. Tam cərəyan qanununa görə (buna Amper qanunu da deyilir) maqnit induksiya vektorunun sirkulyasiyası keçiricilik və yerdəyişmə cərəyanlarının cəmi ilə təyin olunur:

$$\oint \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 I_\kappa + \mu_0 \epsilon_0 S \cdot \frac{\partial E}{\partial t} = \mu_0 I_\kappa + \mu_0 \cdot \frac{d\Phi_E}{dt} \quad (21.52)$$

Yuxarıda tanış olduğumuz tənlikləri yığcam şəkildə bir də yazaq:

$$\oint \vec{E} d\vec{S} = \frac{q}{\epsilon_0} = \frac{1}{\epsilon_0} \cdot \int_V \rho dV \quad (21.53)$$

$$\oint \vec{B} d\vec{S} = 0 \quad (21.54)$$

$$\oint \vec{E} d\vec{l} = -\frac{d\Phi}{dt} \quad (21.55)$$

$$\oint \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 I_{\kappa} + \mu_0 \cdot \frac{d\Phi_E}{dt} \quad (21.56)$$

Bu dörd tənlik integral şəkildə Maksvell tənlikləri adlanır. Onların fiziki mənası belədir: birinci tənliyə görə elektrik sahəsinin mənbəyi elektrik yükləridir. İkinci tənliyə görə xüsusi maqnit yükləri yoxdur, elektrik qüvvə xətlərindən fərqli olaraq maqnit qüvvə xətləri qapalıdır. Üçüncü tənliyə görə zamana görə dəyişən maqnit sahəsi elektrik sahəsi doğurur. Dördüncü tənliyə görə maqnit sahəsini elektrik cərəyanı və zamana görə dəyişən elektrik sahəsi yaradır.

Maksvell tənliklərinin diferensial formasından geniş istifadə olunur. Bu formaya keçmək üçün (21.48)-də yüklərin həcm sıxlığı $\rho = \text{const}$ qəbul edək:

$$\oint_S \vec{E} d\vec{S} = \frac{1}{\epsilon_0} \rho \cdot \int_V dV = \frac{\rho}{\epsilon_0} \cdot V$$

Bu ifadənin hər tərəfini S səthi altında qalan V həcminə bölüb $V \rightarrow 0$ olduqda limitə keçək:

$$\lim_{V \rightarrow 0} \frac{\oint \vec{E} d\vec{S}}{V} = \frac{\rho}{\epsilon_0}$$

Sağ tərəf vahid həcmdən çıxan intensivlik selini verir. Buna $\vec{E}$ vektorunun **divergensiyası** deyilir və $\text{div} \vec{E}$ kimi işarə olunur. Odur ki, $\vec{\nabla}$ (nabla) operatorun vektora skalyar hasili həmin vektorun divergensiyası olduğu üçün

$$\vec{\nabla} \vec{E} = \text{div} \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}$$

və ya

$$\vec{\nabla} \vec{D} = \text{div} \vec{D} = \rho \quad (21.56)$$

yaza bilərik. Burada, $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E}$ -dir. Eyni qayda ilə (21.49) tənliyinin

hər tərəfini S səthinin əhatə etdiyi V həcminə bölüb $V \rightarrow 0$ olduqda limitə keçsək,

$$\lim_{V \rightarrow 0} \frac{\oint \vec{B} d\vec{S}}{V} = 0$$

və ya

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = \text{div} \vec{B} = 0 \quad (21.57)$$

alırıq. (21.55) tənliyinin şəklini dəyişək:

$$\oint \vec{E} d\vec{l} = -\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{d}{dt}(\vec{B} \cdot \vec{S}) = -\vec{S} \cdot \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

Ümumi halda maqnit induksiya vektoru zamanın koordinatların funksiyası olduğu üçün $\vec{B} = \vec{B}(\vec{r}, t)$, onu xüsusi törəmə şəklində yazmışıq. Son ifadənin hər tərəfini qapalı L konturu daxilində qalan S səthinə bölüb, $S \rightarrow 0$ olduqda limitə keçək:

$$\lim_{S \rightarrow 0} \frac{\oint \vec{E} d\vec{l}}{S} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

Sol tərəf vahid səthdən keçən sirkulyasiyanı verir. Buna $\vec{E}$ vektorunun **rotoru** və ya **burulğanlığı** deyilir və

$$\text{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

şəklində yazılır.

$\vec{\nabla}$ operatorun vektora vektorial hasili bu vektorun rotoru olduğu üçün son ifadəni

$$[\vec{\nabla} \vec{E}] = \text{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (21.58)$$

kimə də yaza bilərik. Eyni qayda ilə (21.56) tənliyinin hər tərəfi qapalı L konturu daxilində qalan S səthinə bölüb, $S \rightarrow 0$ olduqda limitə keçsək

$$\lim_{S \rightarrow 0} \frac{\oint \vec{B} d\vec{l}}{S} = \mu_0 \lim_{S \rightarrow 0} \frac{I}{S} + \mu_0 \frac{\partial D}{\partial t}$$

və ya

$$rot\vec{B} = [\vec{\nabla}\vec{B}] = \mu_0\vec{i} + \mu_0\frac{\partial\vec{D}}{\partial t} \quad (21.59)$$

alırıq. Boşluq üçün $\vec{B} = \mu_0\vec{H}$ olduğu üçün son ifadəni hər tərəfini μ_0 -a bölək (μ_0 -sabitdir):

$$rot\vec{H} = [\vec{\nabla}\vec{H}] = \vec{i} + \frac{\partial\vec{D}}{\partial t}$$

Beləliklə, Maksvellin diferensial formada aşağıdakı dörd tənliyini alırıq:

$$\vec{\nabla}\vec{D} = div\vec{D} = \rho \quad (21.60)$$

$$\vec{\nabla}\vec{B} = div\vec{B} = 0 \quad (21.61)$$

$$[\vec{\nabla}\vec{E}] = rot\vec{E} = -\frac{\partial\vec{B}}{\partial t} \quad (21.62)$$

$$[\vec{\nabla}\vec{H}] = rot\vec{H} = \vec{i} + \frac{\partial\vec{D}}{\partial t} \quad (21.63)$$

Bu şəkildə Maksvelli tənlikləri keçirici mühitlər üçün doğrudur. Boşluqda $\rho = 0$, $i = 0$ olduğu üçün bu tənliklər

$$\left. \begin{aligned} div\vec{D} &= 0 \\ div\vec{B} &= 0 \\ rot\vec{E} &= -\frac{\partial\vec{B}}{\partial t} \\ rot\vec{H} &= \frac{\partial\vec{D}}{\partial t} \end{aligned} \right\} \quad (21.64)$$

şəklini alır. Dielektrik mühitlərdə $P \neq 0$, $i = 0$ olduğu üçün

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{div} \vec{D} &= \rho \\ \operatorname{div} \vec{B} &= 0 \\ \operatorname{rot} \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \operatorname{rot} \vec{H} &= \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \end{aligned} \right\} \quad (21.65)$$

alınır.

Stasionar elektromaqnit sahəsi üçün Maksvell tənliklərində zamandan asılı kəmiyyətlər sıfır olur:

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{div} \vec{D} &= \rho \\ \operatorname{div} \vec{B} &= 0 \\ \operatorname{rot} \vec{E} &= 0 \\ \operatorname{rot} \vec{H} &= \vec{i} \end{aligned} \right\} \quad (21.66)$$

Bu zaman elektromaqnit sahəsi bir-birindən aslı olmayan elektrostatik və sabit maqnit sahələrinə bölünür. Elektrostatik sahə elektrik yükləri, sabit maqnit sahəsi isə sabit cərəyan ətrafında yaranır.

Elektromaqnit sahəsinin hərəkət qanunları olan Maksvell tənliklərindən ikisi skalyar, digər ikisi isə vektorialdır. Onları $\vec{E}, \vec{D}, \vec{B}$ və $\vec{H}$ – in proyeksiyaları ilə ifadə edək:

$$\left. \begin{aligned}
 \operatorname{div} \vec{D} &= \vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \frac{\partial D_x}{\partial x} + \frac{\partial D_y}{\partial y} + \frac{\partial D_z}{\partial z} = \rho \\
 \operatorname{div} \vec{B} &= \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = \frac{\partial B_x}{\partial x} + \frac{\partial B_y}{\partial y} + \frac{\partial B_z}{\partial z} = 0 \\
 (\operatorname{rot} \vec{E})_x &= \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = -\frac{\partial B_x}{\partial t} \\
 (\operatorname{rot} \vec{E})_y &= \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} = -\frac{\partial B_y}{\partial t} \\
 (\operatorname{rot} \vec{E})_z &= \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = -\frac{\partial B_z}{\partial t} \\
 (\operatorname{rot} \vec{H})_x &= \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = i_x + \frac{\partial D_x}{\partial t} \\
 (\operatorname{rot} \vec{H})_y &= \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = i_y + \frac{\partial D_y}{\partial t} \\
 (\operatorname{rot} \vec{H})_z &= \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = i_z + \frac{\partial D_z}{\partial t}
 \end{aligned} \right\} \quad (21.67)$$

Göründüyü kimi, səkkiz tənliyə (E_x, E_y, E_z) , (D_x, D_y, D_z) , (B_x, B_y, B_z) , (H_x, H_y, H_z) , (i_x, i_y, i_z) və yüklərin həcmi sıxlığı ρ kimi 16 məchul daxildir. Aydındır ki, 8 tənlik vasitəsi ilə 16 məchulu tapmaq mümkün deyildir. Yüklərin və cərəyanların (ρ, i_x, i_y, i_z) paylanması əvvəldən məlum olmalıdır ki, onların vasitəsi ilə $\vec{E}, \vec{D}, \vec{B}$ və $\vec{H}$ vektorlarını hesablamaq mümkün olsun. Bundan əlavə Maksvellin dörd tənliyindən yalnız ikisində zamana görə törəmələr var. $\operatorname{div} \vec{D} = \rho$ və $\operatorname{div} \vec{B} = 0$ tənlikləri yalnız $\vec{D}$ və $\vec{B}$ -nin ödəyəcəyi şərtlərdir. Ona görə də $\vec{D}$ və $\vec{B}$ -nin altı komponentindən yalnız dördü sərbəst dəyişəndir.

Maksvellin dörd fundamental tənliyi elektromaqnit sahəsinin yaradıldığı və yayıldığı mühitin xassələrini nəzərə almır. Elektromaqnit sahəsinin mənzərəsinin tamlığı üçün Maksvell

tənliklərini mühitin xassələrini nəzərə alan tənliklərlə tamamlamaq lazımdır. Sonunculara maddi tənliklər deyilir. Maddi tənliklər üçdür. İzotrop mühitlərdə yayılan zəif sahələr üçün bu tənliklər sadə formaya malikdir:

$$\begin{aligned}\vec{D} &= \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E} \\ \vec{B} &= \mu_0 \mu \vec{H} \\ \vec{i} &= \sigma \vec{E}\end{aligned}\quad (21.68)$$

Burada, ε və μ - müvafiq olaraq mühitin dielektrik və maqnit nüfuzluqları, σ isə xüsusi elektrik keçiriciliyidir.

Maksvell tənliklərinin birqiymətli həllinin olması üçün, yəni gələcəkdə sahənin fəzanın hansı nöqtəsində, nə vaxt olacağını xəbər vermək üçün iki şərtin ödənilməsi vacibdir: a) $t=0$ anında yüklü hissəciklərin koordinatları və sürətləri, $\vec{E}$ və $\vec{B}$ -nin başlanğıc qiymətləri məlum olmalıdır (bunlara başlanğıc şərtlər deyilir); b) iki mühit sərhəddində $\vec{E}$ və $\vec{B}$ üçün sərhəd şərtləri verilməlidir. Maksvell tənliklərinin, onların həlli zamanı nəzərə alınması vacib olan bir sıra xassələri ilə tanış olaq:

a) Maksvell tənlikləri xəttidir. Bu tənliklərə sahələrin zamana və koordinatlara görə birinci tərtib törəmələri, elektrik yükü və cərəyan sıxlıqları isə birinci tərtibdən daxildir. Maksvell tənliklərinin xəttiliyi sahələrin superpozisiyası prinsipi ilə bağlıdır: Yekun sahə ayrı-ayrı sahələrin vektoru cəminə bərabərdir.

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2, \vec{B} = \vec{B}_1 + \vec{B}_2, \rho = \rho_1 + \rho_2, \vec{i} = \vec{i}_1 + \vec{i}_2$$

b) Elektrik yükünün saxlanması qanunu

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{i} = \text{div} \vec{i} = \frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (21.69)$$

Maksvell tənliklərindən bir nəticə kimi çıxır. Maksvell tənliklərindən belə çıxır ki, hər bir elektromaqnit sahəsi skalyar və vektor potensiallarla xarakterizə oluna bilər. Onlar φ və $\vec{A}$ ilə işarə olunur, $\vec{E}$ və $\vec{B}$ vektorları üçün

$$\vec{E} = -\frac{\partial \varphi}{\partial r} - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = -\text{grad} \varphi - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$$

$$\vec{B} = \text{rot} \vec{A} = [\vec{\nabla} \vec{A}] \quad (21.70)$$

şəklində bağlıdır. Sonuncu düsturlar onu göstərir ki, elektromaqnit sahəsinin φ, A_x, A_y, A_z kəmiyyətləri məlum olduqda, Maksvell tənliklərinə daxil olan $E_x, E_y, E_z, B_x, B_y, B_z$ -i hesablamaq mümkündür.

c) Maksvell tənliklərindən belə bir mühüm nəticə də çıxır ki, elektrik və maqnit sahələrinin yaranması üçün elektrik yüklərinin və cərəyanların varlığı heç də vacib deyil. Doğrudan da boşluq üçün $\rho = 0, i = 0$ olduğuna görə

$$\text{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad \text{və} \quad \text{rot} \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$$

alınır. Zamana görə dəyişən elektrik və maqnit sahələri bir-birinin varlığını təmin edir. Elektrik sahəsi yüklərdən, maqnit sahəsi isə cərəyanlardan ayrılaraq boş fəzada da sərbəst mövcud ola bilər. Bunun üçün zamana görə dəyişən elektrik və maqnit sahələrinin varlığı kifayətdir.

Elektromaqnit dalğalarının mövcudluğu haqqında Maksvell nəzəriyyəsi 1888-ci ildə nəzəriyyə yaranandan 23 il sonra, H.Hersin təcrübələrində təsdiq olundu.

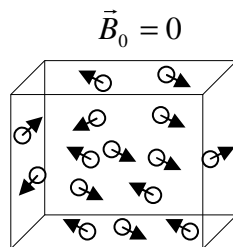
XXII Fəsil

Maddənin maqnit xassələri.

§ 22.1. Maqnit sahə intensivliyi

İstər cərəyanlı naqillərin, istərsə də maqnit qütüblərinin qarşılıqlı təsir qüvvələri onların yerləşdiyi mühitlərin növündən asılı olaraq dəyişir.

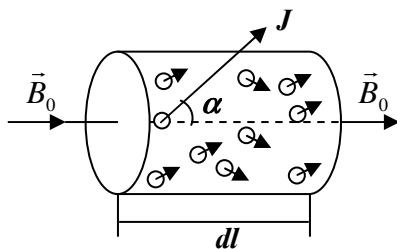
Qarşılıqlı təsir qüvvəsinin mühitin növündən asılı olaraq dəyişməsinə səbəb, xarici maqnit sahəsi təsirindən mühitlərin özlərinin maqnitləşməsidir. *Xarici maqnit sahəsinin təsiri ilə maqnitlənən cisimlərə **maqnetiklər** deyilir.* Bu xassə az və ya çox dərəcədə bütün cisimlərdə olur.



Şəkil 22.1

Aydındır ki, vakuumda yerləşən naqildən elektrik cərəyanı axarkən onun ətrafında maqnit sahəsi (B_0) yaranır. Təcrübələr göstərir ki,

cərəyanlı naqıl hər hansı mühidə yerləşdirilsə, maqnit sahəsində köklü dəyişikliklər baş verir. İstər cərəyanlı naqillərin, istərsə də maqnit qütüblərinin qarşılıqlı təsir qüvvələri onların yerləşdiyi mühitlərin növündən asılı olaraq dəyişir. Belə ki, hər bir maddə özlüyündə maqnit xassəsinə malik olduğundan, cərəyanın maqnit sahəsinin təsiri ilə maqnitlənərək əlavə B' maqnit sahəsini yaradır. Mühitin hər hansı nöqtəsində yekun maqnit sahəsi superpozisiya prinsipinə görə



Şəkil 22.2

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}' \quad (22.1)$$

kimi təyin olunur.

Maqnitlənmə mexanizimi haqqında ilk fərziyyə irəli sürən

Amper olmuşdur. Amperə görə paramaqnit cisimlərdə elementar dairəvi **molekulyar cərəyanlar** vardır. Bu molekulyar cərəyanların maqnit momentləri adətən nizamsız paylanır. Ona görə də həmin dairəvi cərəyanların maqnit momentlərinin həndəsi cəmi sıfıra bərabər olur (şəkil 22.1). Xarici maqnitləndirici sahənin təsiri ilə həmin molekulyar cərəyanlar nizama düşərək, əlavə maqnit sahəsi yaradır (şəkil 22.2).

Vahid həcmdə yaranan maqnit momenti **maqnitlənmə vektoru** adlandırılaraq J ilə işarə olunarsa, o

$$\vec{J} = \frac{\sum_{i=1}^N \vec{p}_{mi}}{\Delta V} = \frac{\vec{p}_m \cdot N}{\Delta V} \quad (22.2)$$

ifadəsi ilə təyin olunur. Burada, p_{mi} - elementar dairəvi cərəyana uyğun **maqnit momenti**, ΔV - baxılan dairəvi cərəyan yerləşən sonsuz kiçik həcm, N - bu həcmdəki dairəvi cərəyanların sayıdır.

Mühit daxilində maqnit induksiya selini (Φ_B) hesablayaq.

$$\Phi_B = \int_S B_n dS = \int_S B_{0n} dS + \int_S B_n' dS \quad (22.3)$$

Xarici B_0 sahəsi kimi B' sahəsi də mənbəyə malik olmadığından, baxılan S səthi qapalı olduqda, $\oint_S B_{0n} dS = 0$ və

$$\oint_S B_n' dS = 0 \text{ şərtlərinin ödənilməsinə əsasən demək olar ki, mühit}$$

daxilində B maqnit sahəsi üçün də

$$\oint_S B_n dS = 0 \quad (22.4)$$

səkində Qauss teoremi ödənilir. B -nin sirkulyasiyasına nəzər yetirək:

$$\oint B_l dl = \oint B_{0l} dl + \oint B'_l dl \quad (22.5)$$

ifadəsində

$$\oint B_{0l} dl = \mu_0 \sum_i i_i \quad (22.6)$$

kimi xarici sahəni yaradan cərəyanların (**makrocərəyan**) cəbri cəminə bərabər olduğundan, analogi olaraq ikinci integralın təyin etdiyi B' maqnit sahəsini yaradan dairəvi cərəyanların (**mikrocərəyanlar**) cəmi ilə təyin olunmasını qəbul etmək olar. Mikroçərəyanların şiddəti I_{Mi} kimi işarə olunarsa, onların yaratdığı maqnit sahəsinin sirkulyasiyası

$$\oint B'_l dl = \mu_0 \sum_i i_{Mi} \quad (22.7)$$

kimi təyin oluna bilər. (22.6) və (22.7) ifadələri nəzərə alınarsa, mühit daxilində maqnit induksiyaının sirkulyasiyası üçün yekun olaraq

$$\oint B_l dl = \mu_0 \sum_i I_i + \mu_0 \sum_i I_{Mi} \quad (22.8)$$

ifadəsi alınar. Bu ifadə elektrostatikadan məlum olan dielektriklərdə polyarlaşma vektorunun yaranması nəticəsində mühit daxilində elektrik sahəsinin intensivliyinin dəyişmə mexanizmi ilə uyğunluq təşkil edir. Əlbəttə, mühit daxilində maqnit induksiya B -ni (22.8) düsturu ilə hesablamaq üçün nəinki mühiti əhatə edən makroskopik

cərəyanları, həm də mühit daxilindəki mikroskopik cərəyanların hamısı nəzərə alınmalıdır. Bu üsul bir sıra həlli müşkül olan çətinliklərə səbəb olur, lakin elə bir kəmiyyət tapmaq mümkündür ki, onun qiymətinə mikroskopik cərəyanların heç bir təsiri olmasın və həmin kəmiyyət yalnız makroskopik cərəyanlar vasitəsi ilə təyin olunsun. Bu kəmiyyəti ayırd etmək üçün xarici sahə mövcud olduqda mikroskopik dövrü cərəyanların maqnitlənmə vektorunun maqnit sahəsi üzrə yönəlməsi kimi sadə hala nəzər yetirək. Dövrü cərəyan $\Delta V = S\Delta I$ elementar həcmi əhatə edərsə, maqnitlənmə

vektoru $J = \frac{P_m}{\Delta V} = \frac{I_m S}{S\Delta I} \Rightarrow I_m = J\Delta I$ şəklində təyin olunur.

Mikroskopik cərəyanların cəmini isə integrallama vasitəsi ilə təyin edə bilərik:

$$\sum_i I_{Mi} = \oint J \cdot dl \quad (22.9)$$

Beləliklə, maqnitlənmə vektorunun hər hansı kontur üzrə sirkulyasiyası mərkəzləri həmin kontur daxilində yerləşən mikroskopik cərəyanların cəminə bərabərdir. Bu ifadəni (22.8) düsturunda nəzərə alsaq,

$$\oint B_i dl = \mu_0 \left(\sum_i I_i + \oint J_i dl \right) \quad (22.10)$$

olar. Bu ifadədə sadə çevirmə apararaq makroskopik cərəyanları təyin edək:

$$\oint \left(\frac{B}{\mu_0} - J \right) dl = \sum_i I_i \quad (22.11)$$

Mötərizəyə alınmış kəmiyyət $H = \frac{B}{\mu_0} - J$ kimi işarə olunaraq

maqnit sahəsinin intensivliyi adlanır. Belə işarələmə ilə (22.11)

ifadəsi maqnit sahə intensivliyi üçün Qauss teoremini ifadə edir:

$$\oint H_l dl = \sum_i I_i \quad (22.12)$$

Bu ifadə bəzən ***tam cərəyan qanunu*** adlanır. Beləliklə, ***maqnit sahə intensivliyinin istənilən mühitdə götürülən kontur üzrə sirkulyasiyası konturu əhatə edən makroskopik cərəyanların cəbri cəmi ilə təyin olunur, mikroskopik cərəyanlar isə H -ın qiymətinə təsir etmir.***

Belə görünür ki, maqnit sahəsi üçün H vektoru elektrostatik sahə üçün təyin olunan elektrik sahəsinin D induksiya vektoru ilə analogi təyin olunur. Əvvəllər güman edilirdi ki, təbiətdə elektrik yükü kimi maqnit yükləri də mövcuddur və bu əsasda qurulan nəzəriyyəyə görə elektrik və maqnit sahələri arasında ciddi fərq mövcud deyildir. Bu baxımdan B -maqnit induksiya, H isə maqnit sahə intensivliyi adlandırılmışdır. Sonradan maqnit yüklərinin mövcud olmaması və bu sahələrin köklü fərqlənməsi aşkar olundu. Belə olan halda B elektrik sahəsinin E intensivi ilə, H isə elektrik induksiya D ilə analogidir. Buna baxmayaraq tarixi terminologiya dəyişilmədən saxlanıldı, çünki maqnit sahəsi ilə elektrik sahələrinin fərqlənməsi səbəbindən B və D vektorları da bir sıra uyğun xassələrə (məsələn, *iki mühitin sərhəddini keçdikdə sahələrin dəyişmə xüsusiyyətləri*) malikdirlər.

Vakuumda maqnitlənmə vektoru $J = 0$ olduğundan B və H vektorları arasında $B_0 = \mu_0 H_0$ kimi sadə əlaqə mövcuddur. Bu

haldə maqnit sahə intensivliyi üçün Bio-Savar-Laplas qanununun ifadəsi

$$dH = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{I \cdot dl}{r^2} \cdot \sin \alpha \quad (22.13)$$

şəklində ifadə olunar. Düz cərəyanın oxundan b məsafədə və R radiuslu çevrəvi cərəyanın mərkəzində yaranan maqnit sahəsinin intensivliyi uyğun olaraq

$$H = \frac{I}{2\pi b} \quad \text{və} \quad H = \frac{I}{2R}$$

ifadələri ilə təyin olunar. Bu ifadələrdən görünür ki, H -in BS-də vahidi $\frac{\text{Amper}}{\text{metr}} = A/m$ olar. Düz naqildən $1A$ cərəyan axdıqda

onun oxundan $b = \frac{1}{2\pi} \text{metr} (\approx 14sm)$ məsafədə yaratdığı maqnit sahə intensivliyi $1A/m$ adlandırılır.

§ 22.2. Maqnit nüfuzluğu

Təcrübələr göstərir ki, maqnit sahəsinə gətirilmiş mühitin maqnitlənmə vektoru maqnit sahə intensivliyindən asılıdır.

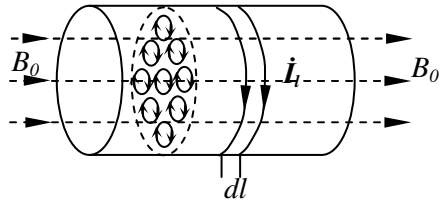
$$J = \chi H \quad (22.14)$$

Burada, adsız χ kəmiyyəti **mühitin maqnit qavrayıcılığı** adlanır. (22.14) ifadəsini (22.11) –də nəzərə alaraq mühit daxilində maqnit induksiya vektoru ilə sahə intensivliyi arasında əlaqəni müəyyən edə bilərik:

$$\frac{B}{\mu_0} = (1 + \chi)H \Rightarrow B = \mu\mu_0 H. \quad (22.15)$$

Burada, $\mu = 1 + \chi$ kimi işarə olunan adsız kəmiyyət maqnitlənən materialın fərdi xassələrindən asılı olan **mühitin maqnit nüfuzluğu** adlandırılır. Bircinsli mühitlər üçün maqnit nüfuzluğu sabit bir qiymətə malik olduğu üçün ($\mu = const$) B və H vektorları eyni istiqamətə yönəliirlər, lakin H -ın modulu B -nin modulundan $\mu\mu_0$ dəfə kiçik olur. Mühit bircinsli olmazsa, B və H vektorları eyni istiqamətdə olmurlar.

İndi də H və μ -nün fiziki mahiyyətini aydınlaşdıraraq. Tutaq ki, vakuumda induksiya B_0 , sahə intensivliyi $H_0 = B_0 / \mu_0$



Səkil 22.3

kimi təyin olunan bircinsli maqnit sahəsi mövcuddur. Bu sahəyə maqnit xassələrinə malik olan sonsuz uzunluğa malik silindr şəklində tircik daxil edək (şəkil 22.3). Əgər silindrin oxu B_0 ilə üst-üstə düşərsə, molekulyar cərəyanlar elə düzülərlər ki, onların maqnit momentləri B_0 ilə eyni istiqamətdə olsun. Bu səbəbdən də molekulyar cərəyanların axdığı müstəvi şəkildə təsvir olunan kimi B_0 -a perpendikulyar mövqeyə malik olurlar. Silindrin oxuna perpendikulyar istənilən kəsikdə molekulyar cərəyanların axma

istiqamətlərinə nəzər yetirsək görərik ki, qonşu cərəyanlar cüt-cüt qarşılıqlı əks yönələrək bir birini kompensə edirlər. Yalnız bilavasitə slindrin səhinə çıxan cərəyanlar eyni istiqamətə malik olaraq qarşılıqlı toplanmaqla xətti sıxlığı

$$I_l = \frac{I_M}{dl} \quad (22.16)$$

kimi təyin olunan yekun cərəyanı əmələ gətirərlər. Burada I_M , tirciyn dl qalınlığında olan molekulyar cərəyanların cəbri cəmidir. Beləliklə, maqnit sahəsində yerləşdirilən slindrik tirciyi, səthindən I_l cərəyan sıxlığı axan solenoidə bənzətmək olar. Belə solenoidin yaratdığı maqnit sahəsi B' ilə işarə olunarsa, onun qiyməti

$$B' = \mu_0 I_l \quad (22.17)$$

kimi təyin olunur. Slindr daxilində B_0 və B' eyni istiqamətə malik olduqlarına görə toplanaraq mühit daxilində B maqnit sahəsini yaradarlar, slindr xaricində isə $B' = 0$ olur. Slindrin en kəsiyinin sahəsi S olduqda şəkil 22.3-də təsvir olunan kimi dl qalınlıqlı təbəqədə maqnit momentini hesablayaq:

$$dp_m = dI_M \cdot S = I_l \cdot dl \cdot S = I_l \cdot dV \quad (22.18)$$

Burada dV elementar həcmdir. Bu həcmə düşən maqnit momenti (22.2) ifadəsinə görə

$$J = \frac{dp_m}{dV} = I_l \quad (22.19)$$

olar. Beləliklə, *maqnitlənmə vektorunun modulu səth cərəyan sıxlığına bərabər olur*. Onda mühitin molekulyar cərəyanlarının yaratdığı maqnit sahəsinin induksiya vektoru $B' = \mu_0 J$, mühit daxilində yekun maqnit induksiya isə superpozisiya prinsipinə görə

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}' = B_0 + \mu_0 J \quad (22.20)$$

kimi xarici və molekulyar cərəyanların sahələri cəminə bərabər olar. Bu ifadəni maqnit sahəsinin intensivliyini təyin edən şərtə nəzərə alsaq,

$$H = \frac{B}{\mu_0} - J \Rightarrow H = \frac{B_0}{\mu_0} + J - J = H_0 \quad (22.21)$$

olar. Göründüyü kimi, mühit daxilində maqnit sahəsinin intensivliyi mühitdən xaricdəki sahə intensivliyinə, yəni makroskopik cərəyanların yaratdığı sahəyə bərabər olur, molekulyar mikroskopik cərəyanların sahəsi isə maqnit sahə intensivliyinin qiymətinə heç bir təsir göstərmir. (22.15) ifadəsində $B_0 = \mu_0 H$ olduğu nəzərə alınarsa,

$$B = \mu \mu_0 H = \mu B_0 \quad (22.22)$$

maqnit nüfuzluğunun fiziki mahiyyətini aydınlaşar. Beləliklə, (22.22) ifadəsinə əsasən *maqnit nüfuzluğu mühit daxilində maqnit induksiyaının modulunun neçə dəfə artdığını nümayiş etdirir*.

Qeyd etmək lazımdır ki, göstərilən sadə ifadələr yalnız bircins mühitin maqnit qüvvə xətləri ilə hüdudlanmış həcmi tam doldurduqda ödənilirlər. Əks halda maqnit sahə intensivliyinin mühit daxilindəki H qiyməti $H_0 = \frac{B_0}{\mu_0}$ -dan fərqlənərək

$$H = H_0 - NJ = H_0 - H_M \quad (22.23)$$

ifadəsi ilə təyin olunur. Burada, H_0 - xarici sahə, H_M - *maqnutsizləşdirmə* sahəsi, N isə *maqnutsizləşdirmə amili* adlandırılır. Sonuncu kəmiyyət maqnit materialın formasından asılıdır. Səthi maqnit intensivliyi xətləri ilə kəsişməyən yuxarıda nəzərdən keçirilən halda $N = 0$, xarici sahəyə perpendikulyar yerləşən nazik lövhə üçün $N = 1$, kürə üçün $N = \frac{1}{3}$ və s. olur. Lakin belə bütöv fiqurlar maqnit sahəsində yerləşdirilərkən sahənin qiyməti dəyişsə də, bircinsliliyi pozulmur.

§ 22.3. Maqnit materialları – maqnetiklər

Maddələrin maqnit xassələrini xarakterizə etmək üçün vahid həcmə maqnitləşməsinə göstərən adsız χ *maqnit qavrayıcılığı* kəmiyyətindən istifadə olunur. Müxtəlif materialların maqnitləşməsinə müqayisə etmək üçün maddənin bir kilomolunun qavrayıcılığı $\chi_m = \chi V_M$ *molyar qavrayıcılıq* və

ya maddənin vahid kütləsinin qavrayıcılığı kimi $\chi_x = \chi / \rho$ - xüsusi qavrayıcılıq kəmiyyətlərindən istifadə olunur. Burada V_M -molyar həcm ($m^3 / kmol$), ρ isə materialın sıxlığı (kq / m^3) olduğundan χ_m və χ_x adlı kəmiyyət olur.

Maqnit qavrayıcılığının işarəsindən və qiymətindən asılı olaraq materiallar üç qrupa bölünürlər.

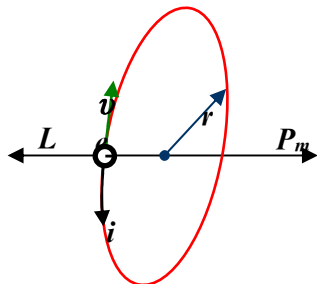
1. *Diamaqnitlər* - maqnit qavrayıcılığı mənfi işarəyə və çox kiçik ($\chi_m \approx 10^{-8} \div 10^{-9} m^3 / kmol$) qiymətə malik olan materiallardır. Diamaqnitlərdə J maqnitlənmə vektoru ilə sahə intensivliyinin H vektoru bir birinə əks yönəlirlər. Bi , Hg , P , S , Au , He və s. diamaqnitlərdir.

2. *Paramaqnitlər* - χ çox da böyük olmayan ($\chi_m \approx 10^{-7} \div 10^{-6} m^3 / kmol$) müsbət qiymətə malik olur. H və J vektorları eyni istiqamətdə yönəlirlər. Na , Li , K , Mg , Be və s. paramaqnitdirlər.

3. *Ferromaqnitlər* - χ çox böyük ($\chi_m \approx 10^3 m^3 / kmol$) və müsbət qiymətlərlə xarakterizə olunurlar. Fe , Co , Mn , Cr və onların xəlitələri ferromaqnitdirlər. Bundan başqa, dia- və para- maqnitlərdə χ_m sabit kəmiyyət olaraq mühiti xarakterizə etdiyi halda, ferromaqnitlərdə o maqnit sahəsinin intensivliyindən asılı olur.

Göründüyü kimi, maqnitlənmə hadisəsi ilə dielektriklərin polyarlaşması hadisəsi arasında ciddi fərq mövcuddur. Belə ki, dielektriklər elektrik sahəsində yerləşdirildikdə polyarlaşma vektoru həmişə sahə intensivliyi ilə eyni istiqamətə malik olur.

Maqnitomexaniki effekt. Maddələrin maqnit xassələri onlarda mövcud olan molekulyar cərəyanlarla əlaqədar olduğundan, molekulyar cərəyanların atomun quruluşu ilə əlaqəsinə nəzər yetirək. Müasir təsəvvürlərə görə atom müsbət yüklü nüvədən və onun ətrafında fırlanan mənfi yüklü



Şəkil 22.4

elektronlardan ibarətdir (şəkil 22.9). Elektronlar m_e kütləsinə malik olduqlarından, nüvə ətrafında v sürəti ilə fırlandığında $L = mvr$ mexaniki momenti ilə xarakterizə olunurlar. Elektronlar eyni zamanda e yükünə malik olmaqla v tezliyi ilə fırlandığında $i = ve$ konveksiya cərəyanı, və buna görə də, $p = eV \cdot \pi r^2$ maqnit momenti yaradar. Elektronun yükü mənfi olduğundan, göstərilən vektorlar şəkildə təsvir olunduğu kimi qarşılıqlı əks yönələrək biri birini zəiflədir. $v = 2\pi vr$ olduğu nəzərə alınmaqla bu vektorların nisbətini hesablayaq:

$$\frac{p_m}{L} = -\frac{\pi \cdot r^2 \cdot v \cdot e}{2\pi \cdot m v \cdot r^2} = -\frac{e}{2m} = \Gamma \quad (22.24)$$

Maqnit və mexaniki kəmiyyətlər arasında əlaqə yaradan Γ -*giromaqnit nisbəti* adlanır. Bu kəmiyyətin yalnız fırlanan zərrəciyin (elektronun) yükündən və kütləsindən asılı olması göstərir ki, istənilən maqnit xassəsinə malik cisim fırladıldıqda

maqnitlənməli və əksinə maqnitləndikdə fırlanma hərəkəti icra etməlidir. Bu müddəalar *Barnett* və *Eynşteynlə de Qaaz* tərəfindən güclü maqnitlənmə xassəsinə malik dəmir birləşmələrində incə təcrübələr vasitəsilə yoxlanılmışdır. Bu təcrübələrdən maqnit və mexaniki hadisələr arasında keyfiyyətə uyğunluq alınsa da, bütün aparılan təcrübələrdə Γ giromaqnit nisbətin qiyməti iki dəfə böyük yəni e/m alınmışdır. Bu bir tərəfdən molekulyar cərəyan zərrəciklərinin elektronlar olduğunu sübut etsə də, kəmiyyət uyğunsuzluğu göstərilən momentlərlə yanaşı elektronların məxsusi mexaniki və maqnit momentlərinə malik olma ideyasını formalaşdırdı. Qəbul olundu ki, elektronun orbitdə hərəkəti nəticəsində malik olduğu orbital mexaniki və maqnit momentləri ilə yanaşı *spin* adlanan p_{ms} məxsusi maqnit və L_s məxsusi mexaniki momentə malikdir. Elektronun məxsusi momentləri arasında

$$p_{ms} / L_s = -e / m_e \quad (22.25)$$

kimi əlaqə mövcuddur. Ferromaqnit materialların, o cümlədən dəmirin maqnitlənməsində elektronların spini aparıcı rol oynayır. Qeyd edək ki, 1925-ci ildə Yulənbek və Qaudosmit atomların şüalanma spektrlərində müşahidə olunan «incə quruluş xətlərinin» elektronun spinə malik olması əsasında izah edərək Nobel mükafatına layiq görülmüşlər. Elektronun spinə malik olması onun heç də öz oxu ətrafında fırlanması kimi

təqdim oluna bilməz. *Spinə malik olmaq elektronun ayrılmaz xassəsidir. Elektron yükə, kütləyə malik olduğu kimi spinə də malikdir. Elektronlarla yanaşı protonlar, neytronlar, fotonlar və başqa elementar zərrəciklər də spinə malikdirlər. Spin momentinin qiyməti Plank sabiti $\hbar$ -nın ($\hbar = h/2\pi = 1,05 \cdot 10^{-34} \text{ Coul} \cdot \text{san}$) tam və ya yarım misilləri ilə ölçülür. Elektron üçün*

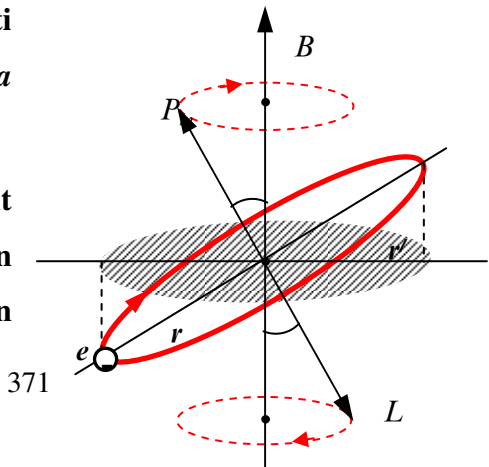
$$L_S = \hbar / 2 \quad (22.26)$$

olur və ona spini 1/2 olan zərrəcik deyirlər. Beləliklə elementar e yükü istənilən yükün ölçü vahidi olduğu kimi $\hbar$ -də impuls momentinin ölçü vahididir. Elektronun məxsusi maqnit momenti (22.25) və (22.26) ifadələrinə görə

$$p_{ms} = -\frac{e}{m} \cdot L_S = -\frac{e\hbar}{2m} = -\mu_B \quad (22.27)$$

kimi təyin olunur. Burada $\mu_B = 0,927 \cdot 10^{-23} \text{ C/Tl}$ Bor maqnetonu adlanır. Elektronun məxsusi maqnit momenti 1 Bor maqnetonuna bərabərdir.

Atomun maqnit momenti ona daxil olan elektronların və nüvənin



Şəkil 22.5

maqnit mometlərinin cəmi kimi təyin olunur. (22.27) ifadəsindən göründüyü kimi, kütlənin artması ilə maqnit momenti azalır. Buna görə də nüvənin maqnit momentini formalaşdıran proton və neytronların maqnit momentləri elektronunkundan çox-çox azdır və bir sıra məsələlərin həllində nəzərə alınmır, atom və ya molekulların maqnit momenti elə orada iştirak edən elektronların maqnit momentləri cəminə bərabər götürülür. *Ştern* və *Gerlax* təcrübi olaraq atom və molekulların maqnit momentinə malik olmasını sübut etmişlər. Bu təcrübələrdən məlum olmuşdur ki, xarici maqnit sahəsi istiqaməti üzrə atom və molekulların düzülməsində yalnız diskret vəziyyətlər mövcud olur, yəni maqnit momentinin sahə üzrə proyeksiyası seçilmiş diskret qiymətlər ala bilər. Bu hadisəyə *maqnit momentinin kvantlanması* deyilir. Atomların maqnit momenti bir neçə Bor maqnetonu tərtibində olur. Bəzi atomlar, məsələn *Hg* , *Mg* , maqnit momentinə malik olmurlar.

İndi də deyilənləri nəzərə alaraq sadə halda maqnit qavrayıcılığını hesablayaq. Şəkil 22.5-də təsvir olunmuş kimi r radiuslu orbit üzrə hərəkət edən (*fırlanan*) elektronun yaratdığı çevrəvi cərəyana B xarici maqnit sahəsi təsir edərək onun hərəkətini dəyişməyə çalışır. Bu dəyişiklik onunla nəticələnir ki, p_m vektoru maqnit sahəsi ətrafında *presesiya* edir. Mexanikadan məlum olduğu kimi, fırlanan cismə impuls

momenti ilə üst-üstə düşməyən qüvvə ilə təsir edilərsə, o fırlanma hərəkətini davam etdirməklə fırlanma oxunu elə dəyişdirir ki, impuls momentinin özü də müəyyən ox üzrə şəkil 22.5-də göstərilən kimi presesiya edir. Belə cisimlər *fırfıra və ya giroskop* adlandırılır. Fırlanan zərrəcik yüklü olduqda xarici qüvvə funksiyasını maqnit sahəsi yerinə yetirir və nəticədə maqnit momenti şəkildə göstərilən kimi $\omega_L = \frac{eB}{2m}$ tezliyi ilə presesiya edərək xarici maqnit sahəsi ətrafında fırlanır. Bu Lormor presesiyası, ω_L isə *Lormor tezliyi* adlanır. Bu tezlik elektronun orbitinin maqnit sahəsinə α meyl bucağından, orbitin radiusundan və elektronun orbit üzrə hərəkət sürətindən asılı olmadığından, atoma daxil olan bütün elektronlar üçün eyni qiymətə malik olur. Presesiya elektronu maqnit sahəsi ətrafında hərəkətə vadar edir və nəticədə elektron şəkildə qırıq xətlə qeyd olunaraq ştrixlənən radiusu r' olan əlavə $S' = \pi \cdot r'^2$ sahəsini cızır. Yüklü zərrəciyin hərəkəti eyni zamanda $I' = e \frac{\omega_L}{2\pi}$ konveksiya cərəyanı doğurduğundan, əmələ gələn əlavə maqnit momenti

$$p'_m = I' \cdot S' = \frac{e \cdot \omega_L}{2} r'^2 = \frac{e^2 \cdot B}{4m} \cdot r'^2 \quad (22.28)$$

induksiyalanmış maqnit momenti adlanır. Elektronun hərəkəti zamanı orbitin radiusu daima dəyişdiyindən, r'^2 -nin orta qiymətini götürmək lazımdır. Hesablamalardan $\bar{r}^2 = 2r^2 / 3$ olduğu alınır. İnduksiyalanmış maqnit momenti xarici sahənin əksinə yönəlir və onun qiymətini r'^2 -i (13.37) ifadəsində nəzərə alaraq atomun bütün elektronları üzrə cəmləməklə təyin edərik:

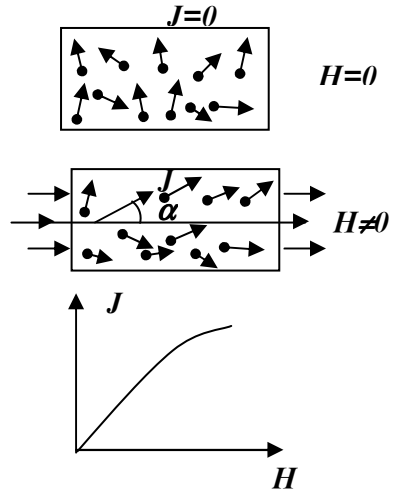
$$p_m^{at} = \sum_{k=1}^Z p_{m_k}' = -\frac{e^2 B}{6m} \sum_{k=1}^Z \bar{r}_k^2 \quad (22.29)$$

Burada Z - *atomdakı elektronların* sayıdır. Maqnit sahəsinin əksinə induksiyalanmış maqnit momentinin yaranması *atomun diamaqnetizmi* adlanır. Bu maqnit momentinə uyğun maqnit qavrayıcılığı mənfi ($\chi < 0$) olur. Diamaqnetizmə bütün mövcud olan atomlar malik olurlar. Diamaqnitlərdə xarici sahə olmadıqda spin momentləri ilə orbital momentləri bir birini tam kompensə etdiyi üçün atomun tam momenti sıfıra bərabər olur. Xarici sahəyə gətirilən belə materialda yalnız induksiyalanmış maqnit momenti əmələ gəlir ki, o da xarici sahənin əksinə yönəlir. Bu səbəbdən maqnit qavrayıcılığı mənfi olan materialları diamaqnit adlandırmaq qəbul olunmuşdur. Maqnit qavrayıcılığı 1 mol üçün təyin olunarsa, (22.29) ifadəsindən istifadə edərkən o, *Avaqadro ədədinə* vurulmalıdır və nəticədə diamaqnitlər üçün

$$\chi_m = \frac{N_a p'_{at}}{H} = -\frac{\mu_0 \cdot N_a \cdot e^2}{6m} \sum \bar{r}_k^2 \quad (22.30)$$

alınar. İfadəyə daxil sabitlərin qiymətləri və atomda elektronların orbitinin ölçüsünün atomun radiusu tərtibində ($10^{-10} m$) olduğu nəzərə alınarsa,

hesablanan qiymətin ($\chi \approx 10^{-8} \div 10^{-7} m^3 / kmol$) təcrübə ilə kifayət qədər uyğun gəldiyi bəlli olar.



Səkil 22.6

Paramaqnitlərdə
atomlarının yekun maqnit momenti p_m sıfırdan fərqli olur. Atomların maqnit momentləri xarici sahə olmadıqda xəotik

paylandığından, ümumi maqnit sahəsi sıfıra bərabər olur (şəkil 22.6). Belə materialı xarici maqnit sahəsinə gətirdikdə, maqnit momentlərin sahə boyunca düzlənməsi nəticəsində *orientasiya maqnitlənməsi* baş verir. Xəotiklik ölçüsü kimi, temperatur bu düzlənməni pozmağa çalışır və buna görə də xarici sahənin dəyişməz qiymətində temperatur artdıqca maqnit qavrayıcılığı *Küri qanununa* əsasən azalır:

$$\chi_{mol} = \frac{C}{T} \quad (22.31)$$

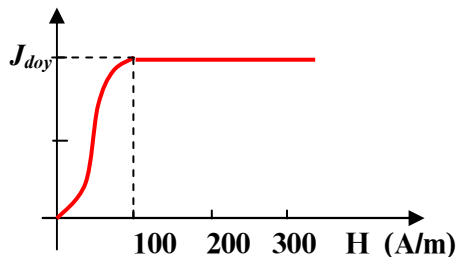
Burada T -mütləq temperatur, C -Küri sabiti adlanır. Paramaqnit materiallarda da xarici maqnit sahəsində maqnit sahəsinə əks yönəlmiş induksiyalanmış maqnit momenti (diamagnetizm) əmələ gəlir, lakin onun qiyməti atomun fərdi maqnit momentinə nisbətən çox kiçik olduğundan, demək olar ki, nəzərə çəpmir. Nəticədə paramaqnitlərdə yaranan maqnitlənmə vektoru xarici sahə ilə eyni istiqamətdə olur, induksiyalanmış maqnit momenti isə onu cüzi zəiflədir. Paramaqnetizmin klassik nəzəriyyəsi *Landjeven* tərəfindən irəli sürülmüşdür. Orientasiya maqnitlənməsində atomun fərdi maqnit momentləri xarici sahə ilə qarşılıqlı təsirdə olaraq düzülürlər. Maqnit momentlərinin xarici sahə üzrə proyeksiyası onlar arasındakı bucaqların kosinusu ilə təyin olunur. Bu bucaqlar müxtəlif olduğundan, onların kosinuslarının orta qiymətini hesablayaraq cəmlənməsi nəticəsində maqnit qavrayıcılığı

$$\chi_{mol} = \frac{\mu_0 \cdot N_a \cdot p_m^2}{3kT} \quad (22.32)$$

ifadəsini alınmışdır. Bu ifadəni Küri qanunu ilə müqayisə edərək C sabiti üçün

$$C = \frac{\mu_0 \cdot N_a \cdot p_m^2}{3k} \quad (22.33)$$

ifadəsi alınar. Maqnit qavrayıcılığının hesablanan qiyməti təcrübə ilə kifayət qədər uyğunlaşır. Qeyd edək ki, bu ifadələr nisbətən yüksək temperaturlarda və zəif maqnit sahələrində ($p_m \cdot B \ll kT$) ödənilir. Güclü maqnit sahələrində və aşağı temperaturlarda mühitin maqnitlənməsi ilə xarici maqnit sahəsi arasında mütənasiblik pozulur. Buna səbəb olaraq atomların maqnit momentlərinin sahə boyunca tam şəkildə düzülməsi ilə *doyma halının alınması* göstərilə bilər.



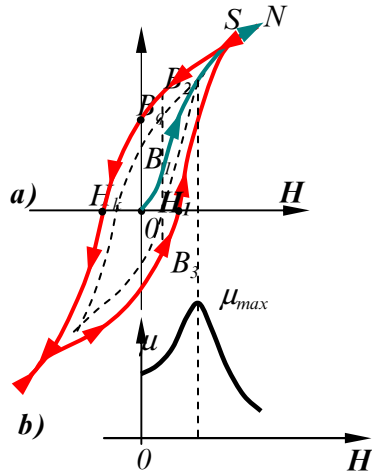
Şəkil 22.7

Ferromaqnitlər
maqnit sahəsi olmadıqda belə güclü maqnitlənməyə malik ola bilən maddələrdir. Bu xassə əsasən dəmir (*ferrum*) və onun birləşmələrində müşahidə olunur. Qeyd edək ki, ferromaqnit xassələri yalnız çox güclü maqnitlənməyə qadir krisal quruluşa malik olan maddələrə xasdır.

1. Ferromaqnitlərin maqnitlənməsinin xarici sahədən asılılığı paramaqnitlərdən fərqli olaraq qeyri-xətti xarakter daşıyır və hətta kiçik sahələrdə belə doyma xassəsinə malik olur (şəkil 22.7).

Mühit daxilində maqnit induksiyası $B = \mu_0 \cdot H + \mu_0 \cdot J$ kimi təyin olunduğundan, $J(H)$ asılılığında doyma alınması $B(H)$ asılılığında xətti asılıqla müşayiət olunacaqdır. Şəkil 22.8-də bu asılıq təsvir olunmuşdur. OS hissəsi qeyri xətti olduğu üçün materialın maqnitlənməsinə uyğun gəlir. SN hissəsi maqnitlənmənin doyma həddinə çıxmasına uyğundur. Bu hissədə maqnit sahəsinin H – dan asılılığı isə $B = \mu_0 \cdot H + const$ qanunu ilə müşayiət olunur. Burada, $const = \mu_0 \cdot J_{doy}$ olur.

2. Xarici maqnit sahəsinə azaltdıqda şəkildən görüldüyü kimi $B(H)$ asılılığı başqa yolla qaydır, yəni maqnit sahəsinə artırdıqda olan asılılıq təkrar olunmur. Xarici sahə sıfır olduqda belə mühit daxilində maqnit induksiyası $B = B_r$ qiymətinə malik olur ki, bu sahəyə *qalıq maqnetizmi* deyilir. Qalıq maqnetizmi yox etmək üçün xarici sahənin istiqamətini dəyişərək onu H_k qiymətinə qədər artırmaq tələb olunur. Maqnit sahə intensivliyinin bu



Şəkil 22.8

qiyməti materialın *koerositiv qüvvəsi* adlanır. Qalıq maqnetizmin mövcud olması ferromaqnitlər əsasında *sabit maqnitlərin* hazırlanmasına imkan verir. Koerositiv qüvvəsi böyük olan sabit maqnitlər daha etibarlı olur. Bir sıra hadisələrdə, məsələn güclü elektromaqnitlərə içlik hazırladıqda, koerositiv qüvvəsi kiçik olan güclü ferromaqnitlər tələb olunur. $B(H)$ asılılığını davam etdirərək şəkil 22.8, a-da təsvir olunmuş fiqur alınır. Bu *histerizes ilgəyi* adlanır və yalnız ferromaqnitlərə xasdır.

3. Histerizes xassəsi ona gətirir ki, maqnit intensivliyinin hər hansı H_1 qiymətinə maqnit induksiyaının B_1 ilə B_2 arasında istənilən qiyməti uyğun gələ bilər, yəni $B(H)$ asılılığı *birqiymətli olmayıb nümunənin mənbəyindən asılı olur*. Beləliklə, ferromaqnitlərdə maqnit nüfuzluğu μ sabit kəmiyyət olmayıb, sahə intensivliyindən asılı olur. Bu asılılıq şəkil 22.8, b-də təsvir olunmuşdur və göründüyü kimi, maqnit nüfuzluğunun ən böyük $\mu_{\max}$ qiyməti maqnitlənmənin doymasına yaxın sahələrə uyğun gəlir.

4. Ferromaqnitlər magnit sahəsində deformasiyaya uğrayırlar. Bu hadisəyə *maqnitostriksiya* deyilir. O qədər də böyük olmayan maqnit sahələrində ($\sim 10^3$ *ersted*) materialın xətti ölçülərinin nisbi dəyişməsi $\sim 10^{-6}$ tərtibində olur.

Materialın kristalloqrafik oxları ilə maqnit sahəsinin qarşılıqlı vəziyyətindən asılı olaraq maqnitostriksiya həm sıxılma, həm də genişlənmə ilə müşayət oluna bilər.

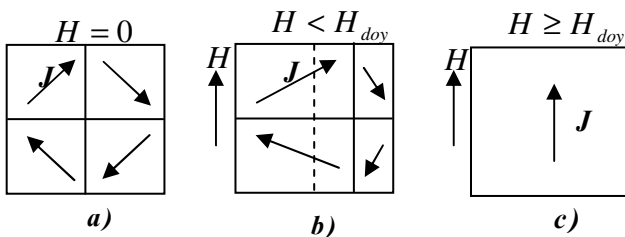
5. Ümumiyyətlə, ferromaqnitlər üçün *Küri nöqtəsi* adlanan elə bir temperatur mövcuddur ki, bu temperaturdan yüksək temperaturlarda material öz ferromaqnit xassələrini itirərək adi paramaqnitə çevrilir. Məsələn, bu temperatur dəmir üçün $768^{\circ}C$, nikel üçün isə $365^{\circ}C$ təşkil edir. Paramaqnit halına keçdikdən sonra maqnit nüfuzluğunun temperaturdan asılılığı (22.31) ifadəsindən fəqli

$$\chi_{mol} = \frac{C}{T - T_c} \quad (22.34)$$

kimə təyin olunur. Bu *Küri-Veys qanunu* adlanır. Burada T - mütləq temperatur, C - Küri sabiti, T_c - Küri nöqtəsidir.

Ferromaqnitlərin nəzəriyyəsi və göstərilən xassələrin izahı 1928-ci ildə *Y.İ.Frenkel* və *V.Heyzenberg* tərəfindən işlənmişdir. Ferromaqnitlərin maqnitlənməsində elektronların məxsusi spin momentləri aparıcı rol oynayır. Ferromaqnit materiallarda mövcud olan mübadilə qüvvələri elektronların maqnit momentlərini müəyyən istiqamətdə düzərək böyük maqnit momentinə malik oblastların yaranmasına səbəb olurlar. Belə spontan (*özbaşına*) maqnit momentinə malik oblastlar *domen* adlanır. Müxtəlif domenlərdə spontan maqnit momentlərinin

istiqaməti fərqlənir və materialda iştirak edən çoxlu miqdarda domenlər elə paylanır ki, yekun moment şəkil 22.9. a- da təsvir olunan kimi «sıfır» olur. Domenlərin xətti ölçüsü millimetrin hissələri tərtibində olur və buna görə hər domenin



Şəkil 22.9

yananmasında külli miqdarda atom iştirak edir. Xarici sahə mövcud olduqda domen divarları deformasiya edir və şəkildə təsvir olunan kimi, sahə intensivliyi istiqamətində domenlərin düzülməsi baş verir və ferromaqnit maqnitlənir.

Maqnit sahəsini azaltdıqda domenlərin əvvəlki ilkin vəziyyətə qayıtması mümkün olmur və mühit maqnitlənmiş halda qalır. Domenləri ilkin hala gətirmək üçün onlara əks istiqamətdə sahə ilə təsir etmək lazımdır. Ferromaqnit Küri nöqtəsinə qədər qızdırıldıqda elektronların maqnit momentlərinin domenlərdə düzülüşü xaoslu xarakter alır. Bu temperaturda materialın digər xassələrində, məsələn *istilik tutumunda*, anomalyalar baş verir və material *faza keçidinə* məruz qalır. Bəzi maddələrdə mübadilə qüvvələri

antiferromaqnit halinin yaranmasına səbəb olur. Xrom, manqan və s. materiallarda əmələ gələn bu hal elektronların məxsusi momentlərinin cüt-cüt qarşılıqlı əks yönəlməsi ilə əlaqələndirilir. Bu səbədən antiferromaqnitlər adi halda kiçik maqnit qavrayıcılığına malik olmaqla zəif paramaqnitlərdən seçilmirlər. Antiferromaqnitlərdə də müəyyən temperatur mövcuddur ki, eletroların spinlərinin antiparalelliyi pozulur və material adi ferromaqnitə cevrilir. Bu temperatur *Neel nöqtəsi* adlanır.

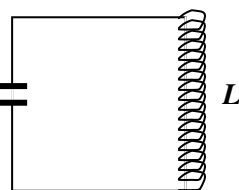
XXIII Fəsil

Elekromaqnit rəqsləri və dalğaları

§23.1. Rəqs konturu. Rəqs konturunda enerji çevrilməsi

Bir-birilə ardıcıl birləşdirilmiş C kondensatorundan və L induktiv sarğacıdan ibarət olan elektrik dövrəsi sadə rəqs konturu adlanır (şəkil 23.1). 23.2-ci şəkildə kondensator açarın a vəziyyətində cərəyan mənbəyi vasitəsi ilə yüklənir (onun lövhələrində potensiallar fərqi yaranır). Bu zaman kondensatorun köynəkləri arasında elektrik sahəsi əmələ gəlir. Bu sahənin enerjisi belə təyin edilir:

$$W_E = \frac{1}{2} \frac{q^2}{C}$$

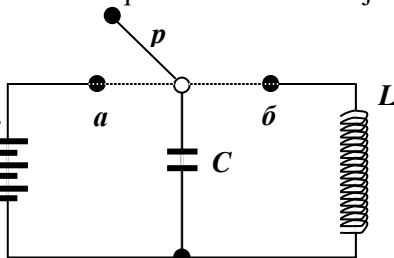


□□kil 23.1

Açar b vəziyyətinə gətirildikdə kondensator boşalmağa başlayır, konturdan cərəyan axır. Bunun nəticəsində elektrik sahəsinin enerjisi azalır, induktiv sarğacdən axan cərəyanın yaratdığı maqnit sahəsi artır. İnduktiv sarğacda maqnit sahəsi yaranır. Maqnit sahəsinin enerjisi aşağıdakı kimi təyin edilir:

$$W_M = \frac{1}{2} LI^2$$

Bu dövrdə induktiv sarğac olmasaydı, cərəyan yalnız kondensatorun köynəklərindəki potensial bərabərləşincəyə qədər axardı. Kondensatorun köynəklərində gərginlik və köynəklər arasındakı elektrik sahəsi sıfıra bərabər olduqda cərəyan şiddətinin və maqnit sahəsinin qiyməti maksimum olur. İnduktiv sarğacda yaranan öz-özünə induksiya e.h.q.-si nəticəsində kondensator yenidən yüklənir. Bu zaman dövrdə əvvəlkinin əksinə cərəyan əmələ gəlir. Belə proses nəticəsində q yükü kondensatorun köynəklərində, U gərginliyi köynəklər arasında, I



□□kil 23.2

cərəyan şiddəti isə induktiv sarğacda periodik dəyişəcək, yəni rəqs edəcəkdir.

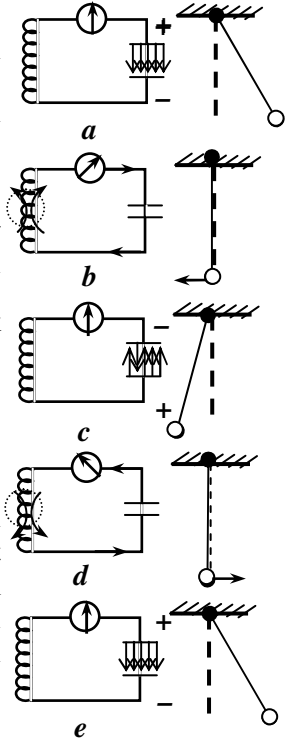
Aktiv müqavimət– R , sıfıra bərabər olan halda rəqs konturunda əmələ gələn rəqslərlə mexaniki rəqsləri müqayisə edək.

Kondensatoru yüklədikdə köynəklər arasında yaranan elektrik sahəsinin enerjisi $\left(W_E = \frac{1}{2} \frac{q^2}{C}\right)$, tarazlıq vəziyyətindən

meyl etmiş rəqqasın potensial enerjisinə $(E_p = mgh)$, cərəyanın induktiv sarğacda yaratdığı maqnit sahəsinin enerjisi

$\left(W_M = \frac{1}{2} LI^2\right)$ isə hərəkət edən rəqqasın kinetik enerjisinə $\left(E_k = \frac{mv^2}{2}\right)$ uyğundur. Belə

müqayisə 23.3-cü şəkildə göstərilmişdir. Kondensator boşalarkən elektrik sahəsinin enerjisi sarğacdən keçən cərəyanın maqnit sahəsinin enerjisinə çevrilir. Kondensator tam boşaldıqda elektrik sahəsinin enerjisinin hamısı maqnit sahəsinin enerjisinə çevrilir. Bu hal hərəkət edən rəqqasın tarazlıq vəziyyətinə qayıdarkən, potensial enerjisinin kinetik enerjiyə çevrilməsinə bənzəyir.



□□kil 23.3

Kondensator yenidən dolarkən, induktiv sarğacdakı cərəyan zəifləməyə başlayır və kondensator tam dolana qədər davam edir. Kondensator tam dolan anda cərəyan sıfıra bərabər olur. Bu zaman induktiv sarğacdakı maqnit sahəsinin enerjisi kondensatorun löhvələri arasında elektrik sahəsinin enerjisinə çevrilir. Bu, rəqqas tarazlıq vəziyyətini keçdikdə kinetik enerjinin potensial enerjiyə çevrilməsinə oxşayır.

Bu müqayisədən görünür ki, rəqs konturunda induktiv sarğac ətalət rolunu oynayır. **Baxılan rəqs konturunda əmələ gələn rəqslər məxsusi elektromaqnit rəqsləri adlanır.**

Belə rəqsin tənliyini müəyyən edək. Rəqsi proses zamanı kontura xarici gərginlik tətbiq olunmadığından, kondensatordakı $U_c = \frac{q}{C}$

və induktiv sarğacdakı $U_L = L\ddot{q} \left(\ddot{q} = \frac{d^2 q}{dt^2} \right)$ gərginlik düşgülərinin cəmi sıfıra bərabər olmalıdır (burada $\ddot{q}$ -elektrik yükünün zamana görə ikinci tərtib törəməsini göstərir):

$$L\ddot{q} + \frac{q}{C} = 0$$

Bu tənliyin hər bir həddini L -ə bölək:

$$\ddot{q} + \frac{1}{CL} q = 0, \quad (23.1)$$

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (23.2)$$

əvəzləməsi qəbul edək. ω_0 -məxsusi rəqsin dairəvi tezliyidir. (23.2) ifadəsini (23.1)-də nəzərə alaq:

$$\ddot{q} + \omega_0^2 q = 0 \quad (23.3)$$

(23.3) tənliyi mexanikadan məlum olan harmonik rəqsi hərəkətin tənliyinə $(\ddot{x} + \omega_0^2 x = 0)$ oxşadığından onun həlli aşağıdakı kimi olar:

$$q = q_M \cos(\omega_0 t + \varphi) \quad (23.4)$$

Burada, q_M -yükün amplitud qiymətidir. (23.4) tənliyindən görünür ki, kondensatorun köynəklərində elektrik yükü ω_0 -tezliyi ilə təyin olunan harmonik qanun üzrə dəyişir. Belə rəqsin periodunu təyin edək.

Bilirik ki, dairəvi tezlik $\omega_0 = \frac{2\pi}{T}$ düsturu ilə təyin olunur. Bu ifadədə (23.2) əvəzləməsini nəzərə alsaq:

$$\frac{1}{\sqrt{LC}} = \frac{2\pi}{T}$$

alırıq. Buradan

$$T = 2\pi\sqrt{LC} \quad (23.5)$$

(23.5) düsturu **Tomson düsturudur**. Rəqs tezliyi aşağıdakı düstur ilə təyin olunacaqdır:

$$v = \frac{I}{2\pi\sqrt{LC}}$$

Rəqs konturunda yükün dəyişmə qanunu məlum olduğdan sonra gərginliyin və cərəyan şiddətinin dəyişməsinə tapa bilərik:

$$U = \frac{q_M}{C} \cdot \cos(\omega_0 t + \varphi) = U_M \cdot \cos(\omega_0 t + \varphi),$$

$$I = \frac{dq}{dt} = \dot{q}_M = I_M \cos(\omega_0 t + \varphi + \frac{\pi}{2})$$

U_M - gərginliyin, I_M - cərəyan şiddətinin amplitud qiymətidir.

§23.2. Sönən elektromaqnit rəqsləri. Loqarifmik dekrement

Əvvəlki paraqrafda istifadə olunan rəqs konturu *ideal rəqs konturu* adlanır. Həqiqətdə isə hər bir real rəqs konturu aktiv müqavimətə malikdir (birləşdirici naqillərin müqaviməti). Buna görə də konturda enerjinin müəyyən hissəsi bu müqavimətdə Coul-Lens istiliyinə çevrilir və naqilin qızmasına sərf olunur, nəticədə rəqslərin amplitudu get-gedə azalır və rəqs sönür. *Amplitudu zamandan asılı olaraq azalan rəqslər sönən elektromaqnit rəqsləri adlanır.*

Belə rəqsin tənliyini təyin edək. Bunun üçün aktiv müqavimətdə, kondensator və induktiv sargıacda gərginlik düşgünlərinin cəbri cəmini sıfıra bərabər etmək lazımdır:

$$L\ddot{q} + R\dot{q} + \frac{1}{C}q = 0,$$

Burada, $U_R = R\dot{q}$ aktiv müqavimətdə gərginlik düşgüsüdür. Hər bir həddi L -ə bölsək:

$$\ddot{q} + \frac{R}{L}\dot{q} + \frac{1}{CL}q = 0. \quad (23.6)$$

$$\beta = \frac{R}{2L} \quad \text{və} \quad \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad \text{əvəzləmələrini} \quad (23.6) \quad \text{düsturunda}$$

yerinə yazmaqla

$$\ddot{q} + 2\beta\dot{q} + \omega_0^2 q = 0 \quad (23.7)$$

düsturunu alırıq. Burada, β - *sönmə əmsalı* adlanır. $\beta^2 < \omega_0^2$ şərti daxilində (23.7) tənliyinin həlli aşağıdakı şəkildə tapılır:

$$q = q_M e^{-\beta t} \cos(\omega t + \varphi). \quad (23.8)$$

Bu - *sönən rəqsin tənliyidir*. Burada, $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$ düsturu ilə təyin olunan ω - *sönən rəqsin dairəvi tezliyidir*. Bu ifadədən görünür ki, sönən rəqsin dairəvi tezliyi (ω) məxsusi rəqsin dairəvi tezliyindən (ω_0) kiçikdir. (23.8) tənliyindən görünür ki, sönən rəqsin amplitudu $-q_M e^{-\beta t}$, zamandan asılı olaraq $e^{-\beta t}$ qanunu üzrə azalır.

Sönən rəqs üçün cərəyan şiddətinin zamandan asılı olaraq dəyişməsi 23.4-cü şəkildə göstərilmişdir.

Amplitudun zamandan asılı olaraq azalma sürətini xarakterizə etmək üçün sönmənin dekrementi adlanan kəmiyyətdən istifadə olunur. ***Bir period ərzində amplitudun iki ardıcıl qiymətinin nisbətində sönmənin dekrementi deyilir (θ):***

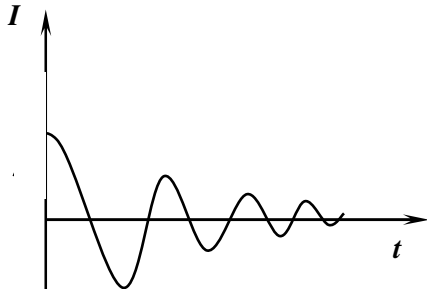
$$\theta = \frac{q_1}{q_2}$$

Bir çox hallarda sönmənin loqarifmik dekrementi adlanan kəmiyyətdən istifadə olunur. Bir period ərzində amplitudun iki ardıcıl qiymətləri nisbətində loqarifmasına sönmənin loqarifmik dekrementi deyilir (λ):

$$\lambda = \ln \frac{q(t)}{q(t+T)} = \beta T.$$

Rəqs konturunda $\beta^2 \geq \omega_0^2$, yəni $\frac{R^2}{4L^2} \geq \frac{1}{LC}$ şərti ödəniləndə

periodik rəqs prosesi əvəzinə kondensatorun periodik boşalması baş verir. ***Rəqs prosesi aperiodik olduqda konturun müqavimətinin qiymətinə böhran müqaviməti deyilir.*** Böhran müqavimətinin qiyməti aşağıdakı şərtdən təyin olunur:



□□kil 23.4

$$\frac{R_b^2}{4L^2} = \frac{1}{LC},$$

burada R_b -konturun böhran müqavimətidir.

§23.3. Sönməyən elektromaqnit rəqsləri. Rezonans

Məcburi elektromaqnit rəqsləri almaq üçün rəqs konturuna periodik dəyişən xarici qüvvə təsir etməlidir. Belə xarici təsir, periodik dəyişən gərginlik ola bilər ($U = U_M \cos \omega t$). Buna görə də sönməyən elektromaqnit rəqsləri almaq üçün rəqs konturuna periodik dəyişən gərginlik mənbəyi daxil etmək lazımdır. Bu halda konturun ayrı-ayrı hissələrindəki gərginlik düşgüllərinin cəmi tətbiq olunan xarici periodik dəyişən gərginliyə bərabər olmalıdır:

$$L\ddot{q} + R\dot{q} + \frac{1}{C}q = U_M \cos \omega t.$$

Bu düsturda hər bir həddi L -ə bölək:

$$\ddot{q} + \frac{R}{L}\dot{q} + \frac{1}{CL}q = \frac{U_M}{L} \cos \omega t,$$

Burada, $\beta = \frac{R}{2L}$ və $\omega_0^2 = \frac{1}{CL}$ əvəzləməsini nəzərə alsaq:

$$\ddot{q} + 2\beta\dot{q} + \omega_0^2 q = \frac{U_M}{L} \cos \omega t.$$

Bu tənliyin xüsusi həlli aşağıdakı kimidir:

$$q = q_M \cos(\omega t - \varphi).$$

Bu halda konturda rəqs edən yükün amplitud qiyməti:

$$q_M = \frac{U_M}{\omega \cdot \sqrt{R^2 + \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right)^2}}.$$

Rəqsin başlanğıc fazası isə:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{R}{L\omega - \frac{1}{C\omega}} \quad (23.9)$$

Cərəyan şiddəti isə aşağıdakı qanun üzrə dəyişir:

$$I = I_M \cos\left(\omega t - \varphi + \frac{\pi}{2}\right) \quad (23.10)$$

Cərəyan şiddətinin amplitud qiyməti:

$$I_M = \frac{U_M}{\sqrt{R^2 + \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right)^2}} \quad (23.11)$$

(23.11) ifadəsi rəqs konturundan keçən dəyişən cərəyan üçün Om qanunudur. $R^2 + \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right)^2$ *tam müqaviməti* göstərir. Buradan görünür ki,

$$L\omega - \frac{1}{C\omega} = 0 \quad (23.12)$$

olduqda cərəyan şiddətinin amplitud qiyməti maksimum qiymət alır. Bu hadisə **rezonans hadisəsi** adlanır. Bu halda cərəyan şiddətinin rezonans tezliyi məxsusi rəqs tezliyinə uyğun gəlir.

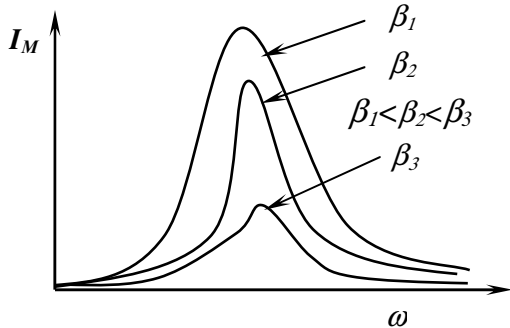
(23.12)

ifadəsinə əsasən rezonans tezliyi aşağıdakı kimi təyin olunur:

$$\omega_{\text{rez}} = \frac{1}{\sqrt{LC}}.$$

23.5-ci şəkildə müxtəlif sönmə əmsalına malik konturlar üçün rezonans əyri

göstərilmişdir. Rezonans hadisəsindən radiotexnikada geniş istifadə olunur.



□□kil 23.5

§23.4. Elektromaqnit dalğaları

Sükunətdə olan yüklər elektrik sahəsi, hərəkətdə olan yüklər isə (cərəyan) elektrik və maqnit sahələri yaradır. Onda yük olmasa elektrik sahəsi və cərəyansız maqnit sahəsi mümkündürmü?

Maksvell tənlikləri bu suala cavab verir. Bu tənliklərdən aydın görünür ki, elektrik sahəsi yüksüz, maqnit sahəsi isə cərəyansız mümkündür. Doğrudan da boşluq (dielektrik mühit) üçün yükün və cərəyanın sıxlığı $\rho = 0$, $i = 0$ olduğu üçün Maksvell tənliklərini

$$\text{rot} \vec{E} = [\vec{\nabla} \vec{E}] = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\mu_0 \mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (23.13)$$

$$\text{div} \vec{B} = \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (23.14)$$

$$\text{rot} \vec{H} = [\vec{\nabla} \vec{H}] = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \varepsilon_0 \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (23.15)$$

$$\text{div} \vec{D} = \vec{\nabla} \cdot \vec{D} = 0 \quad (23.16)$$

şəklində yazı bilərik. Bunlardan (23.13) və (23.15) tənlikləri göstərir ki, zamana görə dəyişən maqnit sahəsi burulğanlı elektrik sahəsi və zamana görə dəyişən elektrik sahəsi burulğanlı maqnit sahəsi yaradır. (23.14) və (23.16) ifadələrinə görə isə dəyişən elektrik və maqnit sahələrinin mənbəyi yoxdur, qapalıdır.

Elektromaqnit sahəsinin dalğa xarakterli olması Maksvell tənliklərindən çıxır. (23.13) ifadəsindən bir də rotor alaq:

$$\text{rot} \text{rot} \vec{E} = -\mu_0 \mu \frac{\partial}{\partial t} \cdot \text{rot} \vec{H} \quad (23.17)$$

Burada zamana və koordinatlara görə differensiallama əməliyyatları bir-birindən asılı olmadığı üçün onların yerini dəyişmişik. (23.17)-in sol tərəfinin

$$\text{rot} \text{rot} \vec{E} = \text{grad} \text{div} \vec{E} - \nabla^2 \vec{E} \quad (23.18)$$

olduğunu və sağda $\text{rot} \vec{H}$ -in (23.15) ifadəsini nəzərə alaq:

$$\text{grad} \text{div} \vec{E} - \nabla^2 \vec{E} = -\mu_0 \mu \varepsilon_0 \varepsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (23.19)$$

(23.16)-ya görə $\text{div} \vec{E} = 0$ olduğu üçün son ifadəni belə yazaq:

$$\nabla^2 \vec{E} - \varepsilon_0 \varepsilon \mu_0 \mu \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (23.20)$$

Əvvəllər qeyd olunduğu kimi bu formaya malik differensial tənliklər dalğa tənlikləri adlanır. $\partial^2 \vec{E} / \partial t^2$ -ı qarşısındakı əmsal isə sürətin kvadratının tərs qiymətinə bərabər olmalıdır:

$$v^2 = 1 / \epsilon_0 \mu_0 \epsilon \mu \quad (23.21)$$

$\epsilon_0 \mu_0 = 1 / c^2$ olduğu üçün

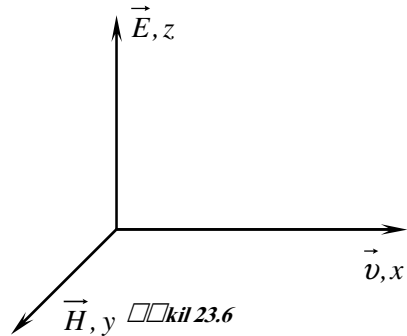
$$v = c / \sqrt{\epsilon \mu} \quad (23.22)$$

Burada, v - elektromağnit dalğasının mühitdə yayılma sürətidir. Eyni qayda ilə (23.15) ifadəsindən bir də rotor alıb, müvafiq əməliyyatlar aparsaq, elektromağnit dalğasının mağnit vektoru üçün dalğa tənliyini alırıq:

$$\nabla^2 \vec{H} - \epsilon_0 \mu_0 \epsilon \mu \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} = 0 \quad (23.23)$$

Dəyişən elektrik və mağnit sahələri bir-birindən ayrı mövcud olmadığı üçün $\vec{E}$ və $\vec{H}$ üçün (23.20) və (23.23) dalğa tənlikləri də bir-birilə bağlıdır.

Fərz edək ki, elektromağnit dalğası x oxu istiqamətində yayılır (şəkil 23.6). Onda $\vec{E}$ və $\vec{H}$ vektorları həmişə özlərinə paralel qalır və onların qiyməti məsafədən asılı olmur. $\vec{E}$ və $\vec{H}$ vektorlarının y və z



proyeksiyaları y və z -dən deyil, yalnız x -dan asılı olacaq. Bu şərt daxilində x oxu istiqamətində yayılan dalğanın tənliyi

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} = \frac{\epsilon_0 \mu_0}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \quad (23.24)$$

şəklini alacaq. Eyni formalı tənliyi $\vec{H}$ vektoru üçün də yazmaq olar. Onların həlli isə

$$\vec{E} = \vec{E}_m \cos(\omega t - kx) \quad (23.25)$$

$$\vec{H} = \vec{H}_m \cos(\omega t - kx)$$

şəklindədir. Göründüyü kimi, elektromaqnit dalğasının hər iki vektoru zamana görə harmonik qanunla dəyişir.

Müəyyən ω tezlikli və ya λ dalğa uzunluqlu elektromaqnit dalğası monoxromatik dalğa adlanır. Təmiz monoxromatik dalğa ancaq təsəvvür oluna bilər. Təcrübədə istifadə olunan dalğalar dalğa uzunluqları $\lambda, \lambda + d\lambda$ intervalında dəyişən dalğa qrupudur.

§23.5. Elektromaqnit dalğalarının xassələri

Elektrik rəqs konturunda kondensatorun dolması və boşalması zamanı əmələ gələn rəqslər lövhələr arasında dağılır və necə deyirlər, ətraf mühitə şüalanmır.

Lövhələr arasındakı məsafəni artırmaqla qüvvə xətlərinin ətraf fəza ilə əlaqəsini yaxşılaşdırmaq olar. Kondensatorun lövhələrini iki kürəciklə əvəz etdikdə (bunlara Hers vibratoru deyilir) isə qüvvə xətləri fəzada qalır. Kürəcikləri dəyişən cərəyan mənbəyindən qidalandırmaqla qısa qapayıb uzaqlaşdırmaq. Qüvvə xətləri onlardan qopub ətraf fəzaya yayılacaq. Bu elektromaqnit dalğasıdır. Vibratordan qopan dəyişən elektrik sahəsi Maksvell tənliklərinə uyğun olaraq dəyişən maqnit sahəsi, sonuncu isə öz növbəsində dəyişən elektrik sahəsi və s. yaradır. Zamanın müəyyən anında fəzada dəyişən elektrik sahəsi varsa, sonra gələn anda dəyişən maqnit sahəsi var, sonra elektrik sahəsi və i.ə. Elektrik və maqnit sahələrinin bir–birinə çevrilməsi həmişə baş verir və onlar birlikdə elektromaqnit sahəsi adlanır. Bu sahə fəzada bir yerdə qalmır, yaranandan, udulana qədər həmişə hərəkətdədir, yayılır. ***Elektromaqnit sahəsinin fəzada yayılması prosesi elektromaqnit dalğaları adlanır.***

Onların əsas xassələri ilə tanış olaq.

1. Elektromaqnit dalğaları eninə dalğalardır. Onların eninə dalğa olması əvvəllər bizə tanış olan

$$\vec{E} = [\vec{H}\vec{v}] \quad \text{və} \quad \vec{H} = \varepsilon_0\mu_0[\vec{v}\vec{E}] \quad (23.26)$$

ifadələrindən də görünür. Vektorial hasilin tərifinə görə birinci ifadədə $\vec{E}$ vektoru, $\vec{H}$ vektoru və $\vec{v}$ vektorları yerləşən müstəviyə, ikinci ifadədə isə $\vec{H}$ vektoru, $\vec{E}$ vektoru və $\vec{v}$ vektorları yerləşən müstəviyə perpendikulyardır. Deməli, elektromaqnit dalğasında $\vec{E}$ və $\vec{H}$

vektorları bir-birinə və hər ikisi dalğanın yayılma istiqamətinə perpendikulyardır.

$\vec{E}$ və $\vec{H}$ vektorları bir-birinə perpendikulyar olduğu üçün

$$\sin(\vec{v} \wedge \vec{E}) = \sin(\vec{H} \wedge \vec{v}) = \sin \frac{\pi}{2} = 1.$$

Odur ki, $\vec{E}$ və $\vec{H}$ vektorlarının mütləq qiymətləri üçün

$$E = H v \quad \text{və} \quad H = \varepsilon_0 \mu_0 v E. \quad (23.27)$$

2. Elektromaqnit dalğalarının yayılması üçün mühitə ehtiyac yoxdur və onlar boşluqda da yayılır. Işığın yayılması üçün fərz olunmuş efir mühiti əslində yoxmuş. Boşluqda elektromaqnit dalğalarının yayılma sürəti heç bir şeydən asılı deyil və işıq sürətinə bərabərdir.

Doğrudan da, (23.26) ifadələrindən $\vec{H}$ vektorunu kənar etsək,

$$\vec{E} = H \vec{v} = \varepsilon_0 \mu_0 \vec{v} \vec{E} \vec{v}$$

$$v^2 = \frac{1}{\varepsilon_0 \mu_0} = c^2. \quad (\vec{v} = c) \quad (23.28)$$

alarlıq. Bu nəticə Maksvelli belə bir qənaətə gətirdi ki, işıq da elektromaqnit dalğasıdır.

3. Mühitdə elektromaqnit dalğasının yayılma sürəti, bu mühitin elektrik (ε) və maqnit (μ) xassələrindən asılıdır. (23.28) -dən görüldüyü kimi bu sürət

$$v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon \mu}}.$$

ifadəsi ilə təyin olunur.

§23.6. Elektromaqnit sahəsinin enerjisi. Poyntinq vektoru

Elektromaqnit sahəsi özü ilə enerji daşıyır. Aydındır ki, bu enerji elektrik və maqnit sahələrinin enerjiləri cəminə bərabərdir:

$$w = w_{el} + w_1 = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \varepsilon E^2 + \frac{1}{2} \mu_0 \mu H^2 \quad (23.29)$$

(23.29) ifadələrini dielektrik mühitdə yayılan dalğalar üçün yazaq:

$$E = vB = \mu_0 \mu H v$$

$$H = vD = \varepsilon_0 \varepsilon E v \quad (23.30)$$

Bu ifadələrdən v -ni kənar edək:

$$E = \mu_0 \mu H \cdot \frac{H}{\varepsilon_0 \varepsilon E} \quad (23.31)$$

Buradan

$$\varepsilon_0 \varepsilon E^2 = \mu_0 \mu H^2 \quad (23.32)$$

və ya

$$\sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon} \vec{E} = \sqrt{\mu_0 \mu} \vec{H}, \quad \vec{E} \vec{D} = \vec{H} \vec{B} \quad (23.33)$$

alırıq. (23.32)–ni (23.29)–da nəzərə alaq:

$$\begin{aligned} w &= \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E}^2 = \mu_0 \mu \vec{H}^2 = \sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon} \vec{E} \cdot \sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon} \vec{E} = \sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon} \vec{E} \cdot \sqrt{\mu_0 \mu} \cdot \vec{H} = \\ &= \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \cdot \sqrt{\varepsilon \mu} \vec{E} \vec{H} = \frac{\sqrt{\varepsilon \mu}}{c} \vec{E} \cdot \vec{H} = \frac{1}{\vec{v}} \cdot \vec{E} \vec{H} \end{aligned} \quad (23.34)$$

Bildiyimiz kimi elektromaqnit dalğaları enerji daşıyır. Bu enerji elektrik və maqnit sahələrinin enerjiləri cəmi kimi təyin olunur. ***Vahid zamanda dalğanın yayılma istiqamətinə perpendikulyar götürülmüş vahid səthdən daşınan dalğa enerjisinə enerji selinin sıxlığı və ya dalğanın intensivliyi deyilir.*** Tərifdən göründüyü kimi, enerji selinin sıxlığı I ilə işarə olunarsa, onda

$$I = \frac{W_{el} + W_{maq}}{\Delta S \cdot \Delta t} \quad (23.35)$$

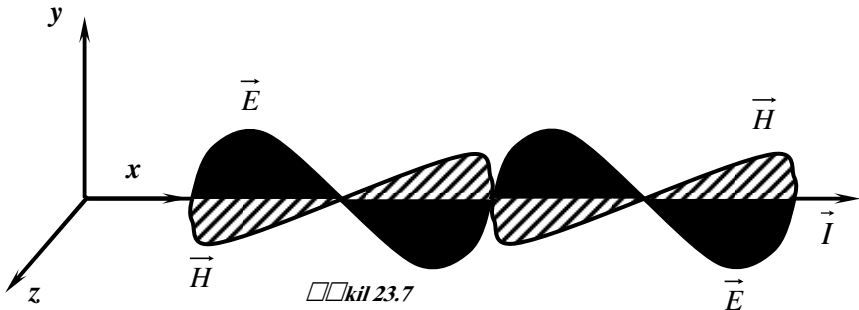
şəklində təyin olunur. İntensivliyin ölçü vahidi BS –də $C/m^2 \text{ san}$ və ya $Vatt/m^2$ olmaqla, vahid səthə uyğun gələn güc kimi başa düşülə bilər. Elektrik və maqnit sahələri üçün vahid həcmə düşən enerji kimi ***enerji sıxlığından*** (w) istifadə edilərsə, dalğanın yayılma sürəti v olduqda Δt zamanında ΔS səthindən keçən dalğa enerjisi $W = w \cdot \Delta S v \cdot \Delta t$ kimi təyin olunur. Enerjinin bu ifadəsini (23.35) şərtində nəzərə alsaq, dalğanın intensivliyi

$$I = (w_E + w_H) \cdot v = (E^2 / 2\epsilon\epsilon_0 + H^2 / 2\mu\mu_0) \cdot v = w \cdot v \quad (23.36)$$

kimi təyin olunur. Burada, w - elektrik və maqnit sahələrinin enerji sıxlıqları cəmidir. Sonuncu ifadədə (23.34) şərti nəzərə alındıqda, dalğanın intensivliyi üçün ifadə

$$I = \epsilon\epsilon_0 E^2 \cdot \frac{1}{\sqrt{\epsilon\epsilon_0 \mu\mu_0}} = \mu\mu_0 H^2 \frac{1}{\sqrt{\epsilon\epsilon_0 \mu\mu_0}} = E \cdot H \quad (23.37)$$

şəklinə düşər.



alırıq. Elektromaqnit dalğalarının enerji selinin sıxlığı vektoru **Poyntinq vektoru** adlanır.

$$\vec{I} = [\vec{E}\vec{H}] \quad (23.38)$$

Elektromaqnit dalğasında $\vec{I}$ vektoru $\vec{E}$ və $\vec{H}$ vektorlarının yerləşdiyi müstəviyə perpendikulyardır (şəkil 23.7).

§23.7. Dipolun şüalanması

Elektromaqnit dalğalarının şüalanma mexanizmini başa düşmək üçün rəqs edən dipol modelinin əhəmiyyəti böyükdür.

Fərz edək ki, elektrik dipolun yükləri tarazlıq vəziyyətləri ətrafında şaquli istiqamətdə rəqs edir (şəkil 23.8). Yüklər sükunətdə olduqda onlar arasındakı məsafə r olsun. Rəqs zamanı bu məsafə dəyişir və

$$r = r_0 \cos \omega t. \quad (23.39)$$

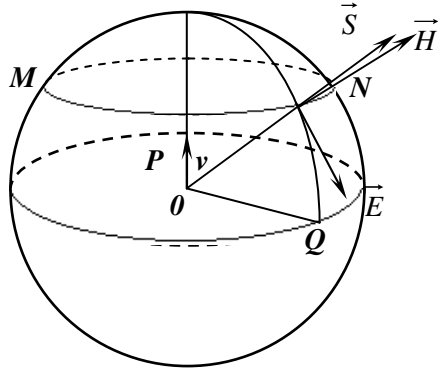
olur. İxtiyari anda dipolun momenti üçün

$$p = qr = qr_0 \cos \omega t = p_m \cos \omega t$$

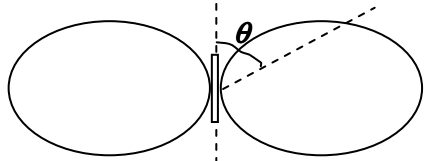
yaza bilərik. Yüklərin tarazlıq vəziyyəti ətrafında hərəkəti cərəyana ekvivalentdir. Bu cərəyan öz ətrafında maqnit sahəsi yaradır.

Cərəyan dəyişən olduğu üçün, onun yaratdığı maqnit sahəsi də dəyişən olacaq. Dəyişən maqnit sahəsi isə dəyişən elektrik sahəsi yaradır. Beləliklə, dipol rəqs edir, ondan elektromaqnit dalğası qopur və bu dalğa fəzada öz-özünü davam

etdirir. Onun $\vec{E}$ və $\vec{H}$ vektorları dalğanın yayılma istiqamətinə perpendikulyardır (şəkil 23.8). Bio–Savar–Laplas qanununa görə $\vec{E}$ və $\vec{H}$ vektorları dipolun oxu ilə dalğanın yayılma istiqaməti arasındakı bucağın sinusu ilə düz mütənasibdir. Dipol nöqtəvidirsə, ondan sferik dalğa şüalanır. Bu dalğanın amplitudu məsafə ilə tərs mütənasib azalır.



□□kil 23.8



□□kil 23.9

$$\vec{E}, \vec{H} \sim \frac{1}{r} \sin \theta \quad (23.40)$$

Deməli, elektromaqnit sahəsinin enerji seli sıxlığının vektorunun orta qiyməti

$$\vec{I} = \vec{E}\vec{H} \approx \frac{1}{r^2} \sin^2 \theta \quad (23.41)$$

olacaq. Göründüyü kimi, dipolun oxu boyunca, $\theta = 0$ şüalanma yoxdur. $\vec{I} = 0$. Dipolun oxuna perpendikulyar istiqamətdə isə ($\theta = \frac{\pi}{2}$) şüalanma maksimumdur (şəkil 23.9).

Dipolun vahid zamanda şüalandırdığı enerjisi dipol momentinin zamana görə ikinci tərtib törəməsinin kvadratı ilə mütənasibdir:

$$\bar{P} \sim \ddot{p}^2$$

$$\bar{P} \sim p_m^2 \omega^4 \cos^2 \omega t \quad (23.42)$$

Bunun orta qiyməti isə

$$\bar{P} \sim p_m^2 \omega^4 \quad (23.43)$$

Deməli, dipolun şüalanma gücü tezliyin dördüncü dərəcəsi ilə mütənasibdir.

$\ddot{p} = q\ddot{r} = -qa$ olduğu üçün, $\bar{P} \sim q^2 a^2$ alırıq. Deməli, təcillə hərəkət edən yüklü zərrəciyin şüalandırdığı güc təcilin kvadratı ilə mütənasibdir. Təcillə hərəkət edən yüklü zərrəciyin elektromaqnit şüalanması klassik elektrodinamikanın əsas müddəalarından biridir.

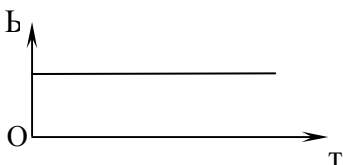
XXIV Fəsil

Dəyişən cərəcan

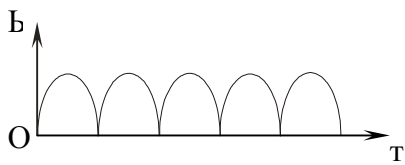
§24.1. Dəyişən cərəyanın alınması. Dəyişən cərəyan üçün Om qanunu

Keçiricidən axan cərəyanın qiyməti və istiqaməti zamandan asılı olaraq dəyişməzsə, belə cərəyan sabit cərəyan adlanır. Bunun qrafiki zaman oxuna paralel düz xətdir. Cərəyanın istiqaməti sabit qalıb, lakin qiyməti zamandan asılı olaraq dəyişərsə, belə cərəyana döyünən cərəyan deyilir (şəkil 24.1, a, b).

Zamandan asılı olaraq naqıldəki cərəyanın həm qiyməti, həm də istiqaməti periodik dəyişərsə, belə cərəyan dəyişən cərəyan adlanır. Dəyişən cərəyanın qrafiki sinusoidal əyri verir (şəkil 24.2). Dəyişən cərəyanın alınmasını öyrənək.

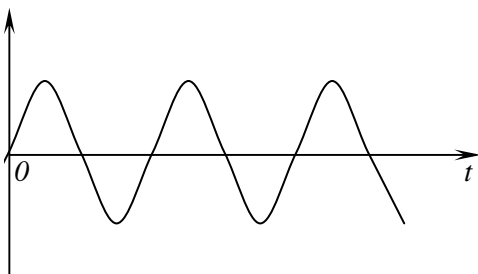


Şəkil 24.1(a)



Şəkil 24.1(б)

Çərçivə şəklində olan naqıl bircinsli maqnit sahəsində müəyyən ox ətrafında ω bucaq sürətilə fırlanır (şəkil 24.3). Bu zaman sarğı müstəvisini kəsən maqnit selinin həm qiyməti, həm də istiqaməti arası kəsilmədən dəyişəcək. Onda çərçivədə elektromaqnit induksiya qanununa əsasən qiymət və istiqamətcə dəyişən induksiya e.h.q. əmələ gəlir.



Şəkil 24.2

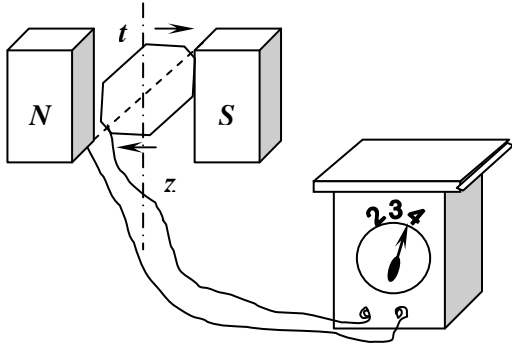
Bu isə Faradey qanununa əsasən maqnit induksiya selinin dəyişmə sürətinə bərabərdir:

$$E_1 = - \frac{\Delta \Phi}{\Delta t} \quad (24.1)$$

Çərçivə fırlanarkən çərçivə müstəvisi maqnit sahəsi istiqamətinə perpendikulyar olduqda, maqnit selinin dəyişmə

sürəti $\left(\frac{\Delta \Phi}{\Delta t} \right)$, eləcə də

induksiya e.h.q.-nin qiyməti sıfıra bərabər olur. Çərçivə müstəvisi qüvvə xətləri istiqamətində olduqda isə selin dəyişməsi ən böyük qiymət alır. Buna uyğun olaraq induksiya e.h.q. və cərəyan şiddəti ən böyük qiymət alır.



Şəkil 24.3

Maqnit induksiya vektoru $\vec{B}$ ilə çərçivənin normalı arasında müəyyən α -bucağı əmələ gələrsə, onda çərçivədən keçən maqnit induksiya seli:

$$\Phi = BS \cos \alpha \quad (24.2)$$

$BS = \Phi_0$ maqnit induksiya selinin amplitud qiymətidir.

Bunu nəzərə alsaq:

$$\Phi = \Phi_0 \cos \alpha \quad (24.3)$$

olacaqdır.

Çərçivənin dönmə bucağını bucaq sürətilə ifadə edək:

$$\omega = \frac{\alpha}{t} \quad \text{və} \quad \alpha = \omega t$$

olar. Onda (24.3) düsturu aşağıdakı kimi olar:

$$\Phi = \Phi_0 \cos \omega t \quad (24.4)$$

Periodik dəyişən kəmiyyətin dəyişmə sürətinin rəqsi, kəmiyyətin öz

rəqsindən $\frac{\pi}{2}$ – qədər irəli, onun dəyişmə sürətinin amplitudundan ω dəfə böyük olur:

$$E_1 = -\frac{\Delta\Phi}{\Delta t} = -\Phi_0\omega\cos\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right) = \Phi_0\omega\sin\omega t,$$

$$E_1 = \Phi_0\omega\sin\omega t,$$

Burada, $\Phi_0\omega = E_0$ - e.h.q.-nin qiyməti olduğundan yazarıq:

$$E_1 = E_0\sin\omega t \quad (24.5)$$

Deməli, çərçivə şəkilli sargıda əmələ gələn induksiya e.h.q. sahə induksiya vektorunun istiqamətinə görə dönmə bucağından asılı olaraq dəyişir. Bu dəyişən cərəyanın dəyişmə tezliyi ω , dəyişən e.h.q.-nin dairəvi tezliyinə bərabərdir. Lakin cərəyan şiddətinin rəqs fazası e.h.q.-nin rəqs fazasından φ qədər fərqlənir:

$$I = I_0\sin(\omega t + \varphi)$$

Dövrədə induktivlik (L) və tutum (C) olmadıqda cərəyan şiddəti e.h.q.-nin dəyişməsinə uyğun olaraq dəyişir. Onda e.h.q.-lə cərəyan şiddəti eyni olur:

$$I = I_0\sin\omega t$$

E.h.q.-nin tam bir rəqsi üçün sərf edilən zamana dəyişən cərəyanın periodu (T), bir saniyədəki tam rəqslərin sayına isə cərəyanın tezliyi (ν) deyilir. Periodla tezlik arasında belə bir əlaqə var:

$$\nu = \frac{1}{T}$$

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi\nu$$

olduğundan:

$$E = E_0\sin\frac{2\pi}{T}t = E_0\sin 2\pi\nu t$$

Dəyişən cərəyan dövrəsində aktiv müqavimət. Dəyişən cərəyan dövrəsində müqaviməti R olan naqilə nəzər yetirək. Fərz edək ki, dəyişən cərəyan dövrəsində yalnız müqaviməti R olan

aktiv müqavimət iştirak edir. (şəkil 24.4, a).

Naqilin material və ölçülərindən asılı belə müqavimət dövrədə istilik ayırdığından **aktiv müqavimət** adlanır. Dəyişən cərəyan dövrəsi üçün Om qanunu tətbiq edərək, cərəyanın adi qiyməti üçün

$$I = \frac{U}{R} = \frac{U_m}{R} \cos \omega t = I_m \cos \omega t \quad (24.6)$$

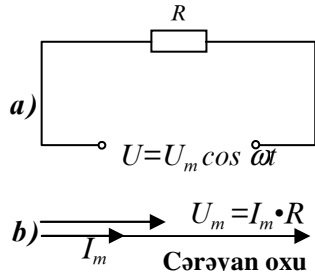
ifadəsini alırıq. Buradan isə

$$U_m = I_m \cdot R \quad (24.7)$$

olar. **Cərəyan şiddətinin və gərginliyin dəyişməsinin zamandan asılılığı eyni qanunla baş verir, fazaları da eynidir (fazalar fərqi 0-dır).**

Burada, $I_m = \frac{U_m}{R}$ kimi təyin

olunan kəmiyyət **cərəyanın amplitud qiyməti** adlanır. Bunu əyani göstərmək üçün vektor diaqramına müraciət edək. Üfiqi olaraq cərəyan oxu qəbul olunarsa, gərginlik də həmin ox üzrə yönələr (şəkil 24.4, b).



Şəkil 24.4

Dəyişən cərəyan dövrəsində induktivlik. Tutaq ki, dəyişən cərəyan dövrəsində yalnız aktiv müqaviməti çox kiçik ($R \approx 0$) L induktivlikli sarğac iştirak edir (şəkil 24.5, a). İnduktivlikdən dəyişən cərəyan axdıqda bu zaman sarğacda yaranan induksiya e.h.q.

$$\varepsilon_i = -L \frac{dI}{dt} \quad (24.8)$$

olar. Digər tərəfdən nəzərə alsaq ki, $\varepsilon_i = -U$ və

$$U = U_m^L \cos \omega t \quad (24.9)$$

onda

$$L \frac{dI}{dt} = U_m^L \cos \omega t \quad (24.10)$$

Bu ifadədən integrallama vasitəsi ilə cərəyanı təyin edək:

$$I = \frac{U_m^L}{\omega L} \cdot \sin \omega t + A \quad (24.11)$$

(24.11) ifadəsində cərəyanın sabit komponenti iştirak etmədiyindən, integrallama sabiti $A = 0$ qəbul edərək ifadəni

$$I = I_m \cos \left(\omega t - \frac{\pi}{2} \right) \quad (24.12)$$

şəklində yazmaq olar. Burada, (24.9) və (24.12) ifadələrinin müqayisəsindən görünür ki, **induktivliyə malik sarğacdən axan**

cərəyan gərginlikdən fazaca $\frac{\pi}{2}$ qədər geri qalır. Cərəyan ilə

gərginlik arasında bu münasibət vektor diaqramında şəkil 24.5,b – də təsvir olunmuşdur. Cərəyan və gərginliyin maksimal qiymətləri arasında münasibətə Om qanununu tətbiq etsək, mütənasiblik əmsalı sarğacın müqavimətini xarakterizə etməlidir. (24.11) və (24.12) ifadələrinin müqayisəsindən

$$U_m^L = \omega L \cdot I_m = X_L \cdot I_m \quad (24.13)$$

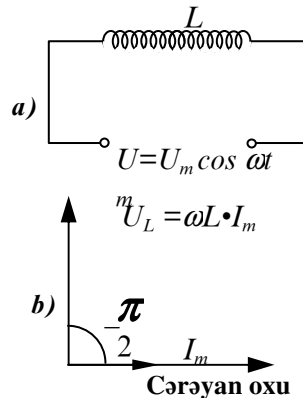
olar. $X_L = \omega \cdot L$ ifadəsi vahidi Om

olmaqla müqavimət funksiyasını yerinə yetirir və **induktiv müqavimət** adlanır. **İnduktiv müqavimət** dövrədə cərəyan şiddətinin qiymətini məhdudlaşdırır.

İnduktiv müqavimətin (X_L) **aktiv**

müqavimətindən (R) **2 əsas fərqi vardır.** Əvvəla, X_L tezlikdən asılı

olduğundan, yalnız sarğacın yox, həm də elektrik dövrəsinin xarakteristikası olur. İkincisi isə X_L müqavimətinin istilik ayırmaq qabiliyyəti olmaması



Şəkil 24.5

ilə əlaqədardır. Buna görə X_L induktiv müqaviməti **reaktiv müqavimət** də adlanır.

Dəyişən cərəyan dövrəsində tutum. Tutaq ki, dəyişən cərəyan dövrəsində yalnız C tutumlu kondensator iştirak edir (şəkil 24.6, a). Gərginliyin hamısı kondensatorda düşdüüyündən, onda yükün zamandan asılılığı

$$q = UC = U_m \cdot C \cos \omega t \quad (24.14)$$

olar. Cərəyan yükün törəməsi kimi təyin olunduğundan, kondensatordan axan sərəyan

$$I = q' = -U_m \cdot C \cdot \omega \sin \omega t \Rightarrow I = I_m \cos \left(\omega t + \frac{\pi}{2} \right) \quad (24.15)$$

qanunu ilə dəyişir.

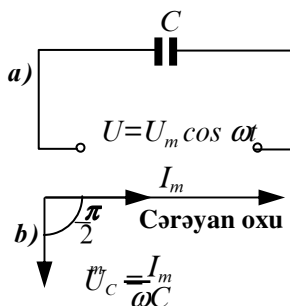
Beləliklə, yalnız kondensator iştirak edən dəyişən cərəyan dövrəsində **cərəyan şiddətinin rəqsləri gərginliyi fazaca $\pi/2$ qədər qabaqlayır**. Vektor diaqramında bu münasibət şəkil 24.6, b - də təsvir olunmuşdur. (24.15) ifadəsindən görünür ki, cərəyan ilə gərginliyin maksimal qiymətləri arasında

$$U_m = \frac{J_m}{C\omega} = J_m \cdot X_C \quad (22.16)$$

münasibəti yazıla bilər. $X_C = \frac{1}{C\omega}$ kəmiyyəti Om qanununda

müqavimətin oynadığı rola malik olmaqla dövredə cərəyan şiddətini məhdudlaşdırır. X_C - **tutum müqaviməti** adlanır.

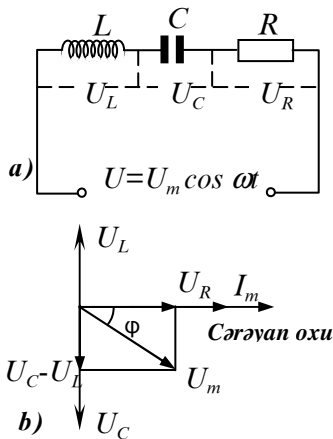
Tutum müqaviməti də istilik ayırmır və cərəyanın tezliyindən asılı olur. Beləliklə, X_C - də X_L kimi reaktiv müqavimətdir. $\omega = 0$ şərtinə uyğun sabit cərəyan üçün $X_C = \infty$ olur və buna görə də sabit cərəyan kondensator dövrəsindən axa bilmir.



Şəkil 24.6

Dəyişən cərəyan üçün Om qanunu. Tutaq ki, indi də dəyişən

cərəyan dövrəsində eyni zamanda ardıcıl birləşdirilmiş R müqaviməti, L induktivliyi və C kondensatoru iştirak edir. (şəkil 24.7, a). Aydınır ki, bu zaman dövrdə ardıcıl birləşdirilmiş R , L , C elementlərindən keçən cərəyan şiddətinin qiyməti sabit qalsa da, gərginlik uyğun olaraq bu elementlər arasında paylanır. Daha doğrusu, ümumi gərginlik U_L , U_C və U_R -in cəmi kimi



Şəkil 24.7

vektor diaqramı vasitəsilə tapıla bilər. U_L, U_C, U_R gərginlikləri şəkil 24.7, b -də bir diaqramda təsvir olunmuşdur. Vektor diaqramından istifadə edərək dövrdəki gərginlik üçün aşağıdakı ifadəni yazı bilərik:

$$U_m^2 = (U_C - U_L)^2 + U_R^2 \quad (24.17)$$

Şəklə görə cərəyanla gərginlik arasında φ fazalar fərqi

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{U_C - U_L}{U_R} \text{ və ya } \operatorname{tg} \varphi = \frac{\frac{1}{C\omega} - L\omega}{R} \quad (24.18)$$

kimi təyin olunur.

Gərginliklərin (24.7), (24.13) və (24.16) ifadələrindən istifadə edərək (24.17) şərtini

$$U_m^2 = R^2 I_m^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2 \cdot I_m^2 \quad (24.19)$$

şəklində yazı bilərik. Buradan cərəyan ilə gərginlik arasında asılılıq

$$I_m = \frac{U_m}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}} = \frac{U_m}{Z} \quad (24.20)$$

kimi təyin olunur. Bu ifadə *dəyişən cərəyan üçün Om qanunu* adlanır.

$$Z = \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2} \quad (24.21)$$

ifadəsinə dəyişən cərəyan dövrəsində ***tam müqavimət*** və ya ***dövrənin impedansı*** deyilir. Göründüyü kimi, dəyişən cərəyan dövrəsində tam müqavimət cərəyanın tezliyindən asılıdır və

$$\omega L = \frac{1}{\omega C} \quad (24.22)$$

şərti ödəndikdə, Z özünün mümkün ən kiçik qiymətinə malik olur.

Bu şərtədən $\omega^2 = \frac{1}{LC} = \omega_0^2$ alınır. ω_0 cərəyan axan dövrənin

məxsusi rəqs tezliyidir (cərəyan rezonansında $\omega = \omega_0$). Beləliklə, rezonans halında dövrənin reaktiv müqaviməti «0» olur, tam müqavimət isə təmiz aktiv müqavimətlə bərabərləşir. Buna görə də rezonans zamanı cərəyanın kəskin artması müşahidə olunur və belə kəskin artmanı məhdudlaşdırmaq üçün dəyişən aktiv müqavimətdən – ***reostatdan*** istifadə olunur.

Dəyişən cərəyan dövrəsində güc. Ümumi şəkildə dəyişən cərəyan dövrəsində ayrılan gücün ani qiyməti

$$P(t) = U(t) \cdot I(t) = U_m \cos \omega t \cdot I_m \cos(\omega t - \varphi) \quad (24.23)$$

kimi təyin olunur. Sadə çevirmələr aparıb bu ifadəni

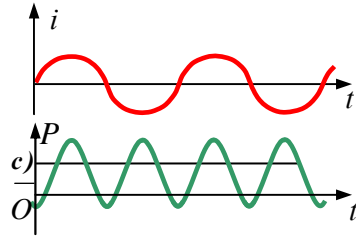
$$P(t) = \frac{1}{2} U_m I_m \cdot \cos \varphi + \frac{1}{2} I_m \cdot U_m \cos(2\omega t - \varphi) \quad (24.24)$$

şəklində yazmaq olar. İfadədəki ikinci həddə kosinus funksiyasının argumenti zamandan asılı olduğuna görə, orta qiyməti sıfır olur və buna görə də orta güc

$$\overline{P} = \frac{I_m U_m}{2} \cdot \cos \varphi$$

(24.25)

şəklində olar. Beləliklə, dəyişən cərəyan dövrəsində ayrılan gücün ani qiyməti (24.25) ifadəsi ilə təyin olunan orta gücün ətrafında zamandan asılı olaraq cərəyana nəzərən 2 dəfə böyük, yəni 2ω , tezliyi ilə periodik qanunla dəyişir (şəkil 24.8).



Şəkil 24.8

(24.25) ifadəsindəki $\cos \varphi$ **güc əmsali** adlanır və φ bucağının qiyməti şəkil 24.7, b-yə görə

$$\cos \varphi = \frac{R}{\sqrt{R^2 + \left(L\omega - \frac{1}{\omega C}\right)^2}} = \frac{R}{Z} \quad (24.26)$$

kimi təyin olunur. (24.26) və (24.20) ifadələri (24.25)-də nəzərə alınarsa,

$$\overline{P} = \frac{RI_m^2}{2} = \frac{U_m^2}{2R} \quad (24.27)$$

§24.2. Dəyişən cərəyanın və gərginliyin effektiv qiyməti

İstənilən naqildən dəyişən cərəyan keçdikdə onda sabit cərəyanda olduğu kimi I^2 ilə mütənasib olan Coul-Lens istiliyi ayırır. Bu ayrılan istiliyin miqdarı cərəyanın istiqamətindən yox, zamandan asılı olaraq dəyişir. Təcrübədə orta hesabla vahid zamanda ayrılan istilik miqdarı hesablanır, çünki naqildən dəyişən cərəyan keçdikdə vahid zamanda ayrılan istiliyə görə cərəyanın qiymətini müəyyən etmək olmur.

Naqildə eyni bir müddətdə dəyişən cərəyanın ayırdığı qədər

istilik ayıran sabit cərəyanın qiymətinə dəyişən cərəyanının effektiv qiyməti deyilir. Başqa sözlə desək, naqildən müəyyən müddətdə keçən dəyişən cərəyanın ayırdığı istilik, həmin müddətdə eyni naqildən keçən sabit cərəyanın ayırdığı istiliyə bərabər olarsa, sabit cərəyanın bu qiymətinə dəyişən cərəyanın effektiv qiyməti deyilir. Cərəyan şiddətinin effektiv qiymətilə onun amplitud (mümkün olan ən böyük) qiyməti arasında belə bir əlaqə vardır:

$$I_{ef} = \frac{I_0}{\sqrt{2}} = 0,707 I_0$$

Buna uyğun olaraq dövrədə dəyişən e.h.q. və gərginliyin effektiv qiymətlərilə amplitud qiymətləri arasındakı əlaqəni yazmaq olar:

$$E_{ef} = \frac{E_0}{\sqrt{2}},$$

$$U_{ef} = \frac{U_0}{\sqrt{2}}.$$

Dəyişən cərəyan üçün hazırlanan ampermetr və voltmetrlər elə dərəcələndir ki, onlar cərəyan şiddətinin və gərginliyin effektiv qiymətini göstərsin.

Qeyd edək ki, cərəyan və gərginliyin effektiv (təsiredici) qiymətləri heç bir fiziki məna kəsb etmirlər. Bu kəmiyyətlər texnikada geniş tətbiq olunur, belə ki, dəyişən cərəyan ölçü cihazları olan ampermetr və voltmetrlər cərəyanın istilik təsiri əsasında fəaliyyət göstərdiklərindən, cərəyan şiddəti və gərginliyin effektiv qiymətlərini təyin edirlər. Əgər dövrədə yalnız reaktiv (tutum və induktiv) müqavimətlər iştirak edərsə ($R = 0$), $\cos \varphi = 0$ və (24.27) ifadəsinə görə $\bar{P} = 0$ olar. Bu halda *bir yarımperiodda ayrılan güc, yarımperiodun digər müddətində udulur və orta güc sıfır olur*. Beləliklə, tutum və induktiv müqavimətlər istilik ayıra bilməzlər. Maksimal orta güc $X_L = X_C$ rezonans halına uyğun gəlir və aktiv R müqavimətində ayrılır. Bu halda, $\cos \varphi = 1$ və

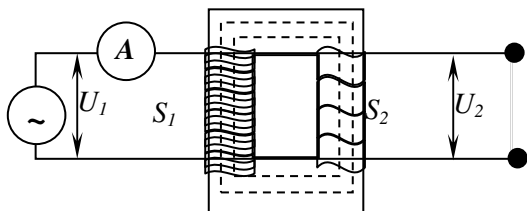
$$\bar{P} = I_{ef} \cdot U_{ef} \quad (24.28)$$

§24.3. Elektrik enerjisinin uzaq məsafələrə verilməsi. Transformatorlar

Elektrik enerjisi məftillərlə uzaq məsafələrə verildikən naqillərdə Coul-Lens istiliyi ayrılır ($Q = I^2 R t$) və naqıl qızır. Naqılın qızmasına sərf edilən enerji itkisi, cərəyan şiddətinin artması ilə artır. Bu itkini azaltmaq üçün yüksək gərginlik və alçaq cərəyan şiddətindən istifadə etmək lazım gəlir. Buna görə də dəyişən cərəyanı böyük məsafələrə verərkən, gərginliyi artırmaq üçün transformatorlardan istifadə edilir.

Taransformatorun işləmə prinsipi elektromaqnit induksiya hadisəsinə əsaslanır. Transformator, çərçivə şəklində yığılan ayrı-ayrı lövhələrdən ibarət dəmir içliyə sarınmış iki dolaqdan (S_1 və S_2) ibarətdir. Dolaqlardan biri az sayda yoğun məftil sarğılarından, digəri isə çox sayda nazik məftil sarğılarından ibarətdir (şəkil 24.4).

Birinci dolaqdan dəyişən cərəyan keçdikdə içlikdə dəyişən maqnit induksiya seli yaranır. Bu sel (Φ) ikinci dolaqdan da keçir. Ona görə dəyişən maqnit seli sarğacda öz-özünə induksiya e.h.q.-si yaranır. Dolaqların hər bir sarğısında yaranan induksiya e.h.q. Faradey qanununa əsasən tapılır:



Şəkil 24.9

$$E = - \frac{\Delta \Phi}{\Delta t} \quad (24.29)$$

Birinci dolaqdakı sarğıların sayını n_1 , tam e.h.q.-ni $\dot{A}_1$, uyğun olaraq ikinci dolaqdakı sarğıların sayını n_2 və tam e.h.q.-ni E_2 ilə işarə etsək:

$$E_1 = -n_1 \frac{\Delta\Phi}{\Delta t}$$

$$E_2 = -n_2 \frac{\Delta\Phi}{\Delta t}$$

Burada, (24.1) düsturunu nəzərə alsaq:

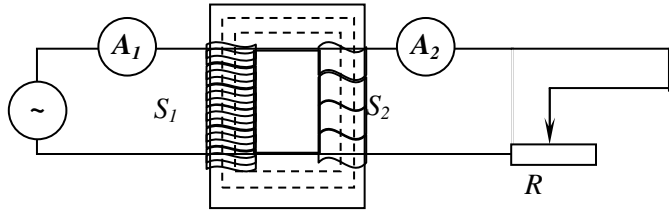
$$E_1 = n_1 \cdot E \quad (24.30)$$

$$E_2 = n_2 \cdot E \quad (24.31)$$

İkinci dolaq açıq olduqda, birinci dolaq müəyyən omik və induktiv müqavimətli dövrənin bir hissəsi olur. Bu zaman birinci dolağa verilən gərginliklə induksiya e.h.q.-nin cəmi dolaqdakı potensial düşgüsünə bərabər olur (şəkil 24.10) .

$$U_1 + E_1 = I_1 R_1$$

Dolağın omik müqaviməti kiçik olduğundan $I_1 R_1$ həddini nəzərə almmaq olar. Onda birinci dolaqdakı gərginlik (U_1) əmələ gələn induksiya e.h.q.-nə (E_1) bərabər olur:



Şəkil 24.10

$$U_1 \approx -E_1 = n_1 \frac{\Delta\Phi}{\Delta t} \quad (24.32)$$

İkinci dolaq açıq olduğundan $I_2 = 0$ olur. Onda:

$$U_2 + E_2 = 0$$

Bu düsturdan tapırıq:

$$U_2 = -E_2 = n_2 \frac{\Delta\Phi}{\Delta t} \quad (24.33)$$

(24.32) və (24.33) düsturlarını tərəf-tərəf bölsək:

$$\frac{U_1}{U_2} = \frac{E_1}{E_2} = \frac{n_1}{n_2} = k \quad (24.34)$$

Buradan görünür ki, transformatorun birinci dolağının uclarındakı gərginliyin, ikinci dolağın uclarındakı gərginliyə nisbəti bu dolaqlardakı sarğuların sayı nisbətində bərabərdir. k kəmiyyəti transformatorun *transformasiya əmsalı* adlanır. Transformator vasitəsilə gərginliyi həm yüksəltmək, həm də alçaltmaq olar. Yüksəldici transformatorlarda $k > 1$, ikinci dolağın sarğularının sayı birincidən çox, alçaldıcı transformatorlarda isə $k < 1$, ikinci dolağın sarğularının sayı birincidən az götürülür. İkinci dolaq açıq olduqda transformator boşuna işləyir. Bu halda birinci sarğının induktiv müqaviməti böyük olduğundan dəmir içliyi maqnitləndirən cərəyan çox kiçik olur. İkinci dolağın dövrəsi qapalı olduqda (şəkil 24.10) cərəyan induksiyanır. Bu cərəyan Lens qaydasına görə birinci dolağın maqnit sahəsinin dəyişməsinə əks təsir edir. Ona görə də birinci dolaqda I_1 cərəyanı dəyişir. Bu halda $U_2 = -E_2$ münasibəti dəqiq ödənilmir və buna görə də U_2 və U_1 arasındakı (24.34) nisbəti də ödənilmir. Enerjinin saxlanma qanununa əsasən birinci dolağın qoşulduğu dövrədəki güc ($U_1 I_1$) ikinci dövrədəki gücə bərabər olmalıdır. Transformator qoşulan zaman birinci dövrədən ikinciyə arasıkəsilmədən enerji verilir:

$$U_1 I_1 = U_2 I_2, \quad (24.35)$$

yaxud

$$\frac{U_2}{U_1} = \frac{I_1}{I_2}. \quad (24.36)$$

Transformatordakı gərginlik cərəyan şiddətilə tərs mütənasibdir, yəni transformator vasitəsilə gərginliyi artırmaqla, cərəyan şiddətini azaltmaq olur və əksinə. Transformator işləyən zaman onun dolaqlarından və dəmir içlikdə istilik şəklində enerji itkisi olduğundan (24.35) və (24.36) bərabərlikləri təqribi ödənilir. Müasir transformatorlarda itkini 2%-ə qədər azaltmaq olur. Ona görə də onların faydalı iş əmsalı 98%-ə çatır. (24.36)-də (24.34)

bərabərliyini $\left(\frac{U_1}{U_2} = \frac{n_1}{n_2} \right)$ nəzərə alsaq, onda:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{n_2}{n_1}. \quad (24.37)$$

Deməli, transformatorun birinci və ikinci dolaqlarından keçən cərəyan şiddətləri, dolaqlardakı sarğınların sayı ilə tərs mütənəsbdir. Yüksəldici transformatorlardan, alçaldıcı kimi də istifadə etmək olar. Bunun üçün alçaldılan gərginliyi sarğınlarının sayı çox olan dolağa vermək lazımdır. Adətən, yüksəldilmiş gərginlik işlədiciyə verilirərkən yenidən alçaldılır.

§24.4. Fuko cərəyanları

İnduksiya cərəyanları maqnit sahəsində hərəkət edən böyük kütləli bütöv keçiricilərdə yaranı bilər. Elektromaqnit qütbləri arasında mis lövhələrini rəqsi hərəkətə gətirərkən, maqnit sahəsi olmadıqda, onun rəqsi uzun müddət davam edərsə, maqnit sahəsinin yaranması ilə lövhə dayanır. Buna səbəb maqnit sahəsində hərəkət edən mis lövhədə induksiya cərəyanının yaranmasıdır. Həmin cərəyanın əmələ gətirdiyi maqnit sahəsi Lens qanununa görə lövhənin hərəkət etməsinə mane olduğundan, cərəyan yaranan kimi lövhə dayanmalı olur.

Bütöv naqillərdə əmələ gələn bu cür cərəyanlara Fuko cərəyanları deyilir. Fuko cərəyanları güclü Coul istiliyi ayırmaq qabiliyyətinə malik olurlar. Bu xassədən istifadə edərək güclü ***induksiya sobaları*** yaratmaq və sarğı daxilində ***metalları əritmək*** mümkündür.

Fuko cərəyanları bir sıra hallarda zərərli effektlər yaradaraq çoxlu enerji itkilərinə səbəb olurlar. Belə cərəyanlar transformator və elektromaqnit içliklərinin qızmasına və sıradan çıxmasına səbəb olurlar. Bu səbəbdən transformator içlikləri bütöv yox, bir birinə paralel lövhələr şəklinə hazırlanır və ya içlik kimi yüksək maqnit qavrayıcılığı ilə yanısı yüksək elektrik müqavimətinə malik ***ferritlərdən*** istifadə edirlər.

Fuko cərəyanları yüksək tezliyə malik olarsa, bütöv naqilin daxilində bir birini qarşılıqlı yox edərlər, səthdə isə gücləndirərlər. Nəticədə, səthdə cərəyan sıxlığının artması, həcmdə isə azalması

baş verir. Bu hadisə *skin-effekt* adlandırılır. Bu səbəbdən yüksək tezlikli dəyişən cərəyan daşıyan naqıl içi boş boru şəklində hazırlana bilər ki, bu da naqılın kütləsini azaltmağa və materiallara qənaət etməyə imkan yaradır.

IV HİSSƏ

OPTIKA

XXV Fəsil

Həndəsi optika

§25.1. Işığın təbiəti haqqında

Optika – işığın xassələrini, onun təbiətini və maddələrlə qarşılıqlı təsirini öyrənən elmdir.

Fizikanın optika hissəsi elmin inkişafında çox böyük rol oynamışdır. İnsan ətraf aləmdən aldığı informasiyanın böyük bir hissəsini işıq vasitəsi ilə qəbul edir.

Müasir təsəvvürlərə görə işıq $10^{-3} \div 10^{-13} m$ dalğa uzunluğuna malik elektromaqnit dalğalarıdır.

Optik şüalanma diapazonu çox genişdir. Dalğa uzunluğunun $0,01 \div 2000 mkm$ diapazonunu əhatə edən bu şüalanma şərti olaraq $0,01 \div 0,38 mkm$ - ultrabənövşəyi, $0,38 \div 0,78 mkm$ - görünən, $0,78 \div 3,00 mkm$ yaxın infraqırmızı (IQ), $3,00 \div 10 mkm$ orta IQ və $10 \div 2000 mkm$ uzaq IQ şüalanma oblastlarına bölünür.

Müasir zamanəmizdə insanlar fəaliyyətin müxtəlif sahələrində optik cihazlardan və optik üsullardan geniş istifadə edirlər

Optikanın qədim elmlərdən biri olmasına baxmayaraq işığın təbiəti haqqında ardıcıl müşahidə və çoxsaylı təcrübələrə əsaslanan ilk elmi nəzəriyyə XVII əsrin axırlarında İ. Nyuton və X. Hüygens tərəfindən verilmişdir. Nyuton iki halı nəzərdən keçirmişdir. Birinci mülahizəyə görə işıq dalğa təbiətlidir, ikinci mülahizəyə görə isə işıq - mənbə tərəfindən buraxılan və düz xətt boyunca yayılan

xüsusi maddi hissəciklər – korpuskullar selindən ibarətdir. Nyuton bu iki nəzəriyyəni: işığın dalğa və korpuskulyar nəzəriyyəsini birləşdirməyə çalışırdı. O, belə hesab edirdi ki, işıq da səs dalğaları və suda əmələ gələn dalğalar kimi enerjiyə malikdir. Lakin əşyaların maneə arxasında görünə bilməməsi işığın düz xətt boyunca yayılması ilə əlaqədardır. Bu səbəbdən də Nyuton işığın dalğa nəzəriyyəsini rədd edərək korpuskulyar nəzəriyyəni əsas götürdü. Nyuton özünün korpuskulyar nəzəriyyəsini verdikdən qısa bir müddət sonra Huygens işığın dalğa nəzəriyyəsini irəli sürmüşdür. Huygens işığın efir adlanan elastik mühitin həyəcanlanmalarından ibarət dalğa prosesi olduğunu söyləmişdir. Bu nəzəriyyəni verərkən o, akustik və optik hadisələr arasındakı oxşarlığı əsas götürmüşdür.

Huygens prinsipinə görə dalğanın çatdığı hər bir nöqtə yarımsferik dalğa mənbəyinə çevrilir və həmin yarımsferik dalğaların qurşayanı dalğa cəbhəsini verir. Bu prinsip qeyd etmək lazımdır ki, sırf həndəsi xarakter daşıyır. Bu nəzəriyyənin də uğurları ilə yanaşı çətinlikləri də oldu.

Beləliklə, XVIII əsrin əvvəllərindən başlayaraq bu iki nəzəriyyə arasında kəskin mübarizə dövrü başladı. Qeyd etmək lazımdır ki, bu mübarizə zamanı Nyutonun nüfuzu da böyük rol oynayırdı. Lakin həmin dövrlərdə müşahidə olunan işığın interferensiyası, işığın difraksiyası, qoşaşüasınma hadisələri və bir sıra başqa optik hadisələr korpuskulyar nəzəriyyə əsasında izah edilə bilmədiyinə görə dalğa nəzəriyyəsi güclənməyə başladı. Işığın polyarlaşma hadisəsi isə onun eninə dalğa olmasını sübuta yetirdi.

XIX əsrin ikinci yarısında elektromaqnit dalğaları kəşf olunduqdan sonra işıq dalğalarının elektromaqnit dalğalarının tərkib hissəsi olduğunu göstərmək mümkün oldu.

Beləliklə, XIX əsrin sonunda fizika elminin inkişafında böyük rol oynamış Maksvellin işığın elektromaqnit nəzəriyyəsi meydana gəldi.

Maksvellin elektromaqnit nəzəriyyəsinə görə elektromaqnit dalğasının yayılması üçün heç bir “efir” tələb olunmur, olar eninə

dalğa şəklində yayılır və

$$\frac{c}{v} = \sqrt{\epsilon\mu} \quad (25.1)$$

olmalıdır. Burada, $c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/san}$ işığın boşluqda yayılma sürəti, v isə uyğun olaraq dielektrik və maqnit nüfuzları ϵ və μ olan mühitdə işığın yayılma sürətidir.

Maksvell nəzəriyyəsi isə öz növbəsində işığın dispersiya hadisəsini izah edə bilmədi. Bu isə Lorentsin elektron nəzəriyyəsinin yaranmasına səbəb oldu. Bu nəzəriyyəyə görə işığın dielektrik nüfuzluğu və deməli, sındırma əmsalı rəqsin tezliyindən asılıdır. Lorentse görə efir sükunətdə olan sonsuz mühitdir. Bu mühit yalnız işığın həmin mühitdə yayılma sürəti ilə xarakterizə olunur. Lakin sükunətdə olan “efir” anlayışı Maykelson və Morli təcrübəsi vasitəsi ilə inkar edildi. Nəticədə, nisbilik nəzəriyyəsi elektrodinamikası “efir” anlayışını rədd etdi.

XIX əsrin sonu, XX əsrin əvvəllərində korpuskulyar nəzəriyyə üzərində nisbi “qələbə” qazanmış dalğa nəzəriyyəsi digər çətinliklərlə də rastlaşdı. Közərdilmiş cismin şüalanması zamanı enerjinin dalğa uzunluğuna görə paylanmasını və fotoeffekt hadisəsini izah edə bilmədi.

1900 – cu ildə Alman alimi Maks Plank klassik fizika qanunlarına tamamilə zidd olan yeni fərziyyə irəli sürdü. Bu fərziyyəyə görə enerjinin elektromaqnit dalğası şəklində şüalanması və ya udulması arasıkəsilməz deyil, kvantlarla, yəni porsiyalarla baş verir.

$$\epsilon = h\nu$$

Burada, $h = 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Csan}$ Plank sabiti adlanır.

XX əsrin əvvəllərində yenidən korpuskulyar nəzəriyyəyə qayıdış başladı. Lakin qeyd etmək lazımdır ki, bu korpuskulyar nəzəriyyə əvvəlkindən fərqli olan və keyfiyyətcə yeni məna kəsb edən korpuskulyar nəzəriyyə idi. Plankın yuxarıda söylənilən ideyası klassik fizika qanunlarına zidd olsa da, təcrübi faktlarla tamamilə üst – üstə düşür və bu nəzəriyyəyə görə işığın yayılması üçün heç bir “efir” anlayışına ehtiyac yoxdur.

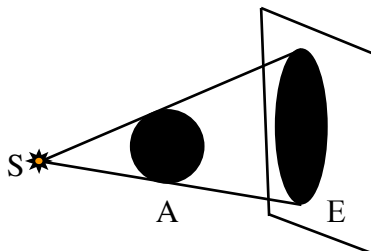
Bütün bunlara yekun vuraraq demək olar ki, işıq eyni zamanda ikili təbiətə: həm korpuskulyar, həm də dalğa xassəsinə malikdir. Bu dualizm nəinki təkcə işıq hadisələrində, eləcə də elementar hissəciklərdə də özünü göstərir. Bu isə o deməkdir ki, həm matrisa mexanikası, həm də dalğa mexanikası riyazi ekvivalent mexanikalardır. Hər iki mexanikada ilkin şərtlər: matrisa mexanikasında elektron-hissəcik, dalğa mexanikasında elektron – dalğa haqqında təsəvvürlər doğrudur, başqa sözlə bu mexanikaların qarşısında eyni bir mexanika, lakin müxtəlif formalarda yazıla bilən atom mexanikası durur.

§25.2. Həndəsi optikanın əsas qanunları

Optik hadisələrin ilk qanunları işıq şüalarının düz xətt üzrə yayılması (*həndəsi optika*) təsəvvürləri əsasında qurulmuşdur. Həndəsi optikanın dörd əsas qanununu şərh edək.

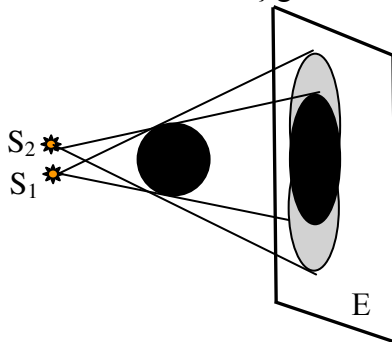
1. Işığın düz xətt boyunca yayılması qanunu.

Göz ilə işıq mənbəyi arasına qeyri şəffaf cisim qoyduqda işıq mənbəyinin görünməməsi, nöqtəvi işıq mənbəyinin qarşısına qoyulmuş qeyri – şəffaf cismin ekranda kölgəsinin alınması və s. bu kimi hadisələr işığın bircins mühitdə düz xətt boyunca yayılması ilə izah edilir. S nöqtəvi işıq mənbəyinin qarşısına A kürəsi qoyduqda ekranda dairə şəklində kölgə alınır (şəkil 25.1,a). Əgər həmin kürənin üzərinə S_1 və S_2 nöqtəvi mənbələrindən işıq düşərsə ekranda üç kölgə alınır (şəkil 25.1,b). Bunlardan biri tam kölgə (həmin yerə mənbələrin heç birindən işıq düşmür) adlanır. Digər ikisi isə yarımkölgə adlanır. (həmin yerlərə isə bir mənbədən işıq düşür).



Şəkil 25.1,a

Günəşin və ayın tutulması kimi hadisələr də işığın düz xətt boyunca yayılmasına misal ola bilər. Lakin bir şeyi qeyd etmək lazımdır ki, işığın düz xətt boyunca yayılması müəyyən şəraitdə baş verir. İşığın difraksiyası hadisəsində bu barədə ətraflı şərh veriləcək.



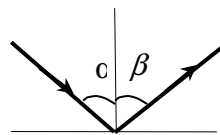
Şəkil 25.1,b

2. Işıq dəstələrinin asılı olmaması qanunu.

Təcrübələr göstərir ki, müxtəlif mənbələrdən gələn işıq şüaları görüşdükdən sonra da, bir – birini həyəcanlandırmadan və bir – birinə mane olmadan yayılırlar. Bu prinsip *superpozisiya prinsipi* də adlanır. Misal üçün, fotoaparata obyektivinə düşən işıq şüalarının bir hissəsinin qarşısını diafraqma vasitəsi ilə bağlamaqla, keçən işıq şüalarının yaratdığı xəyalda heç bir dəyişiklik baş vermədiyini görmək olar. Yenə də qeyd etmək lazımdır ki, işıq şüalarının superpozisiya prinsipi də müəyyən şəraitdə ödənilir. Gələcəkdə görəcəyik ki, qeyri – xətti optikada bu prinsip öz mahiyyətini itirir.

3. Işığın qayıtma qanunu.

Işığın qayıtma qanunu hələ b.e. əvvəl III əsrdə Yunan alimi Evklidə məlum idi. Işıq şüası güzgü səthə düşdükdə həmin səthdən əks olunaraq əvvəlki səthə qaydır. Işığın qayıtma qanunu aşağıdakı kimi ifadə olunur:



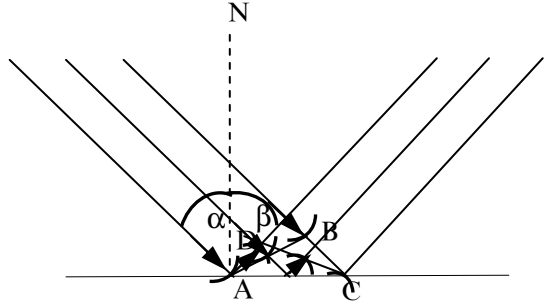
Şəkil 25.2

- a) *düşən şüa, qayıdan şüa və düşmə nöqtəsində güzgü səthə (qaytarıcı səthə) endirilmiş perpendikulyar bir müstəvi üzərindədir.*
- b) *qayıtma bucağı - β və düşmə bucağı - α bir – birinə bərabərdir. (şəkil 25. 2)*

Bu qanundan aydın olur ki, düşən və qayıdan şüalar qarşılıqlı çevrilmə xassələrinə malikdir, başqa sözlə desək bu şüalar dönən

şüalardır. Işığın qayıtma qanunu Nyutonun korpuskulyar nəzəriyyəsi əsasında belə izah etmək olar. Işıq korpuskullarının qaytarıcı səthə zərbəsini, elastik toqquşmada olduğu kimi, elastik kürələrin divara zərbəsi analogiyasını aparmaqla almaq olar.

Hüygensin dalğa nəzəriyyəsi əsasında da ışığın qayıtma qanununu izah etmək olar. Tutaq ki, qaytarıcı səthə AB müstəvi dalğa cəbhəsi düşür. Bu müstəvi dalğa cəbhəsinə uyğun işıq şüaları AN normalı ilə α düşmə bucağı əmələ gətirirlər. Dalğa cəbhəsinin axırını şüası qaytarıcı səthə çatana qədər B

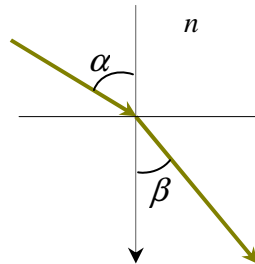


Şəkil 25.3

nöqtəsindən solda olan işıq şüaları uyğun yarımsferik dalğalar yaradır. Həm düşən, həm də qayıdan şüalar eyni bircins mühitdə yayıldığına görə cəbhənin axırını dalğası qaytarıcı səthə çatanda həmin cəbhənin birinci dalğası $AD=BC$ radiuslu yarımsferik dalğa yaradır. Düşən şüanı α , qayıdan şüanı isə β ilə işarə etsək, şəkildən görüldüyü kimi $ABC=ADC$ üçbucaqlarının bərabərliyindən $\alpha = \beta$ yazmaq olar. Bu isə qayıtma qanununun riyazi ifadəsidir, (şəkil 25.3)

4. Işığın sınma qanunu.

Sınma qanunun dəqiq tərfi, qayıtma qanunun tərifindən xeyli gec, yəni XVII əsrin əvvəllərində verilmişdir. Sınma qanunu ilk dəfə eksperimental olaraq 1621 – ci ildə Hollandiyalı alim Snellius tərəfindən müəyyən olunmuşdur və onun ölümündən sonra nəşr olunmuşdur. Bir qədər sonra isə (1637 – ci ildə) Dekorf Snelliusa istinad etmədən ışığın sınma qanununu vermişdir. Sınma qanunu aşağıdakı kimi ifadə olunur:



Şəkil 25.4

- a) *düşən şüa, sınan şüa və düşmə nöqtəsində iki mühiti ayıran sərhəddə endirilmiş perpendikulyar bir müstəvi üzərindədir.*
 b) *düşmə bucağının (α) sinusunun, sınma bucağının (β) sinusuna nisbəti verilən iki mühit üçün sabit kəmiyyət olub, ikinci mühitin birinci mühitə nəzərən nisbi sındırma əmsalı (n_{21}) adlanır. (şəkil 25. 4.)*

$$n_{21} = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} \quad (25.2)$$

Hər hansı bir maddənin vakuumda nisbətən sındırma əmsalı həmin maddənin *mütləq sındırma əmsalı* (çox vaxt sadəcə olaraq sındırma əmsalı) adlanır. *Verilmiş mühitin sındırma əmsalı dedikdə işığın vakuumda yayılma sürətinin (c) həmin mühitdə işığın yayılma sürətinə (v) nisbəti başa düşülür.*

$$n = \frac{c}{v} \quad (25.3)$$

Nisbi sındırma əmsalı isə iki mühitin uyğun olaraq mütləq sındırma əmsalları nisbətinə bərabərdir.

$$n_{21} = \frac{n_2}{n_1} \quad (25.4)$$

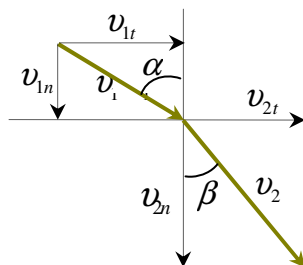
İkinci maddənin birinciyə nəzərən nisbi sındırma əmsalı (n_{21}) ilə birinci maddənin ikinciyə nəzərən nisbi sındırma əmsalı (n_{12}) qarşılıqlı tərs kəmiyyətlərdir.

$$n_{21} = \frac{1}{n_{12}} \quad (25.5)$$

düşən və sınan şüalar qarşılıqlı çevrilmə xassəsinə malikdir.

Sındırma əmsalı nisbətən böyük olan mühit *optik sıx mühit*, əksinə, sındırma əmsalı nisbətən kiçik olan mühit isə *optik seyrək mühit* adlanır.

İşığın sınma qanunu Nyutonun korpuskulyar nəzəriyyəsi əsasında izah edək. Nyutona görə işıq şüaları optik seyrək mühitdən optik sıx mühitə keçdikdə, optik sıx mühitdə cazibənin artması ilə əlaqədar, sınan şüa iki mühiti ayıran sərhəddə endirilmiş perpendikulyara yaxınlaşır. Tutaq ki, $n_1 < n_2$. Şəkil 25. 5 – dən göründüyü



Şəkil

kimi iki mühit sərhəddində uğun olaraq düşən və sınan şüaların sürətlərinin üfüqi (tangensial) toplananı dəyişmir, ($v_{1t} = v_{2t}$), şaquli (normal) toplananları isə $v_{1n} < v_{2n}$ olur. Asanlıqla şəkildən görmək olar ki,

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{v_2}{v_1} \quad (25.6)$$

Digər tərəfdən, sınma qanunun riyazi ifadəsinə görə

$$\frac{\sin \lambda}{\sin \beta} = \frac{n_2}{n_1} \quad (25.7)$$

olduğundan, (25.6) və (25.7) ifadələrinin müqayisəsindən

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{v_2}{v_1} \quad (25.8)$$

alırıq. Bu isə o deməkdir ki, optik sıx mühitdə işıq daha böyük sürətlə yayılır. Fuko tərəfindən 1868 – ci ildə işığın suda yayılma sürətini təcrübi yolla müəyyən etdikdən sonra Nyutonun korpuskulyar nəzəriyyə əsasında aldığı bu nəticənin yanlış olduğu sübuta yetdi.

İndi isə işığın sınma qanununu Huygens dalğa nəzəriyyəsi əsasında izahını verək. Huygens prinsipinə görə ***dalğanın çatdığı hər bir nöqtə yarımşferik dalğa mənbəyinə çevrilir və həmin yarımşferik dalğaların qurşayanı dalğa cəbhəsini verir***. Bu prinsipə görə hər hansı t_1 anında dalğa cəbhəsi məlum olsa, Δt müddətindən sonra dalğanın yayılma istiqamətinə perpendikulyar olmaqla bütün elementar yarımşferik dalğaların qurşqyanı yeni

dalğa cəbhəsini yaradır (şəkil 25.6,a).

Tutaq ki, müstəvi dalğa cəbhəsinə (OA_1) malik dalğa sındırma əmsalları n_1 və n_2 ($n_1 < n_2$) olan iki mühit sərhəddinə düşür. Dalğa cəbhəsinin O nöqtəsindəki ucu sərhəddə çatan anda şüanın səthin normalı ilə əmələ gətirdiyi α bucağı düşmə bucağı adlanır. Δt müddətindən sonra cəbhənin digər ucu A_1 nöqtəsi sərhəddə çatacaq və

$A_1A_2 = v_1 \cdot \Delta t$ kimi təyin olunacaqdır.

Burada, v_1 - işığın n_1 sındırma əmsalına malik mühidə yayılma sürətidir. Bu Δt müddəti ərzində dalğa cəbhəsinin O nöqtəsi ikinci mühit daxilində müəyyən OE məsafəsinə yerini dəyişəcəkdir:

$OE = v_2 \cdot \Delta t$, v_2 - işığın ikinci mühidə yayılma sürətidir. İkinci dalğanın qurşayanı yeni dalğa cəbhəsini təyin etdiyindən, demək olar ki, t zamanından sonra dalğa cəbhəsi EA_2 düz xəttinə uyğun gələcək və işığın yayılma istiqaməti bu xəttə perpendikulyar yönələcəkdir.

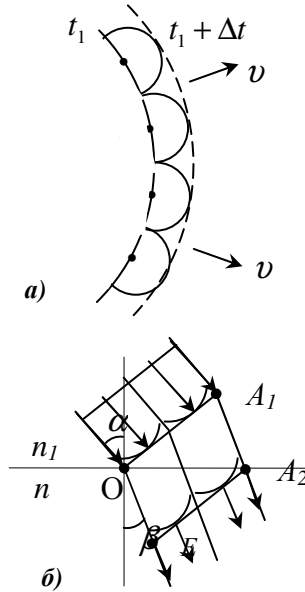
Dalğa cəbhəsinə perpendikulyar belə

şüalar şəkildə göstərilmişdir (şəkil 25.6,b). Şəkildən göründüyü kimi, $\sin \alpha = v_1 \Delta t / OA_2$; $\sin \beta = v_2 \Delta t / OA_2$ olduğundan, sınma qanunu

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{n_1}{n_2} \quad (25.9)$$

şəklində olar. Yayılma sürəti ilə sındırma əmsalı arasında əlaqə

Hüygensin dalğa nəzəriyyəsində $\frac{v_1}{v_2} = \frac{n_1}{n_2}$ kimi təyin olunur, yəni



Şəkil 25.6

sındırma əmsalı böyük olduqca, işığın sürəti Hüygensə görə kiçik olur. Nyutondan fərqli olaraq Hüygensin aldığı bu nəticə onun haqlı olduğunu sübuta yetirmişdir.

§25.3. Tam daxili qayıtma. Lifli optika

Yuxarıda qeyd etdik ki, işıq şüası optik seyrək mühitdən optik sıx mühitə keçdikdə sınan şüa normala yaxınlaşır. Düşən və sınan işıq şüalarının qarşılıqlı çevrilmə xassəsinə görə əksinə, işıq şüaları optik sıx mühitdən optik seyrək mühitə keçdikdə isə sınan şüa normaldan uzaqlaşır.

Bu halı nəzərdən keçirək. Şərtə görə $n_1 > n_2$ və $\alpha < \beta$ (şəkil 25.7)

Göründüyü kimi düşmə bucağı (α) böyüdükcə sınma bucağı (β) da böyüyür. Bu zaman düşmə bucağının elə bir qiyməti olur ki, bu halda sınma bucağı $\beta = \frac{\pi}{2}$ olur, başqa sözlə desək sınan şüa iki mühit ayıran sərhəd boyu sürüşür. Düşmə bucağının bu qiymətinə limit bucağı (α_2) deyilir. Sınma qanunun riyazi ifadəsinə görə $\left(\sin \frac{\pi}{2} = 1 \right)$

$$\sin \alpha_l = \frac{n_1}{n_2} \quad (25.10)$$

yazmaq olar. Buradan

$$\alpha_l = \arcsin \frac{n_1}{n_2} \quad (25.11)$$

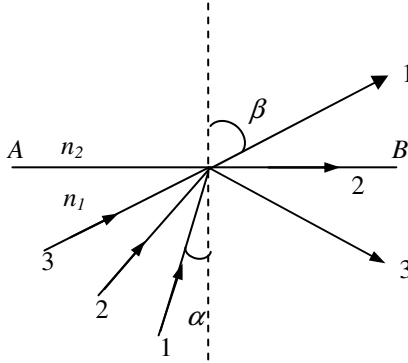
alınar.

Düşmə bucağının limit bucağından böyük qiymətlərində (şəkil 25.7) düşən şüa tamamilə birinci mühitdə qayıdar. Bu hadisə tam daxili qayıtma hadisəsi adlanır.

Suyun altında yuxarı baxan adam göy üzünü dairəvi ləkə şəklində görür. Havanın sındırma əmsalı praktiki olaraq $n_1 = 1$,

suyun sındırma əmsalı isə $n_2 = 1,33$ olduğundan düşmə bucağının limit qiyməti üçün $\alpha_l \approx 49^\circ$ alınar. Aralanma bucağı 49° olan konusdan kənarda havadan gələn şüalar suda yayılır.

Tam daxili qayıtma hadisəsinə əsaslanaraq üçüzlü prizmalardan şüaların yolunun döndərilməsində (və ya çevrilməsində) geniş istifadə olunur.

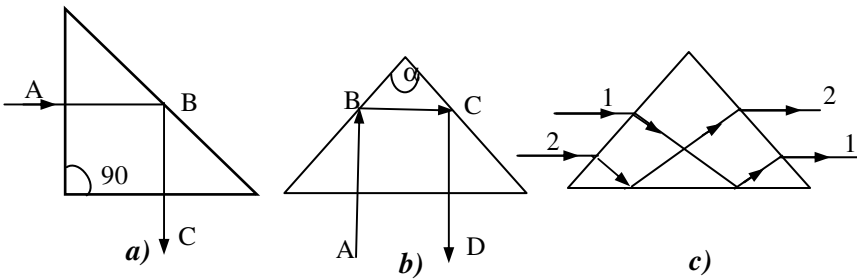


Şəkil 25.7

Şəkil 25.8 a – da düzbucaqlı tam daxili qayıtma prizması təsvir olunmuşdur. Şəkildən

göründüyü kimi AB şüası 90° dönərək BC şüası istiqamətində yayılır. Şəkil 25.8 b – də isə prizma şüanı 180° döndərir. Şəkil 25.8 c – də isə üçüzlü şüşə prizmada paralel şüaların yerini dəyişərək şüaların yolları göstərilmişdir. Göründüyü kimi üst şüalar (1) alt şüalara (2) və tərsinə çevrilməklə əvvəlki istiqamətdə yayılırlar.

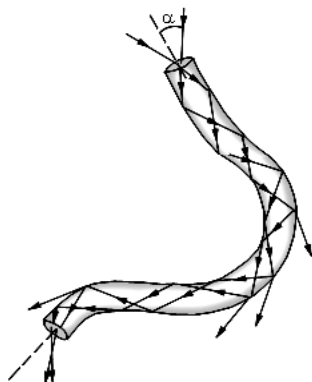
Tam daxilə qayıtma hadisəsi **lifli optikanın** əsasını təşkil edir. Nazik şüşə, yaxud plastik liflərin diametri bir neçə mikrometrə



Şəkil 25.8

(mkm) çatdırıla bilər. Bu cür liflərin dəstəsi **ışığ ötürücü** adlanır və işıq bu liflər boyunca demək olar ki, itirilmədən ötürülə bilər. Əgər

ışığötürücüyə mürəkkəb forma verilsə belə, kritik bucaq artır və ışıq bir ucdan digərinə praktik olaraq zəifləmədən ötürülür (şəkil 25.9). Bu effekt dekorativ işıqlanma və fontanlarda su şırnaqlarını işıqlandırmaq məqsədi ilə istifadə olunur. Telefon və digər əlaqələrdə signalın ötürülməsində tətbiq edilir.



Şəkil 25.9

Lifli optikanın tibbdə tətbiqi dəqiq xəyalların alınması ilə bağlıdır. Həkim yemək borusundan ışıq ötürücünü xəstənin mədəsinə daxil etməklə onun divarlarını vizüal müayinə etmək imkanı qazanır. Müəyyən liflərlə mədənin işıqlandırılması üçün ışıq göndərilir, digərləri ilə qayıdan ışıq gedir (şəkil 25.10). Müşahidəçi əks tərəfdə işıqlı və qaranlıq ləkələri, yəni mənzərəni görür. Optik liflər bir-birindən izolə olunmalıdır. Adətən onların üzərinə sındırma əmsalı optik lifinkindən kiçik olan maddə çəkilir. Liflər bir-birinə paralel olmalıdır ki, xəyal alınsın. Bu cür “endoskop” mədənin müayinəsi, yaxud xəstəni əməliyyata hazırlarkən əlçatmaz yerlərin müayinəsində, həmçinin cərrahi əməliyyat keçirmədən travma və əziklərin aşkarlanmasında faydalıdır.

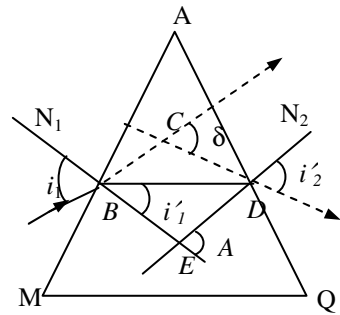


Şəkil 25.10

§25.4. Üçbucaqlı prizmada şüanın yolu

İşığın sınma qanunu müxtəlif qurğularda, məsələn, şüşədən və ya digər şəffaf maddələrdən hazırlanmış üçbucaqlı prizmada şüaların yolunu hesablamağa imkan verir.

Şəkil 25.11-də şüşə prizmanın yan tillərinə perpendikulyar olan müstəvi ilə kəsiyi verilmişdir. Fərz edək ki, şüa prizmanın AM üzünə düşür və düşmə bucağı çox kiçikdir. Şəkildən görüldüyü kimi, həmin şüa prizmanın AM və AQ üzlərində sınaq prizmanın oturmağına doğru meyil edir. Bu üzlər arasındakı A bucağı prizmanın **sındırıcı bucağı**, sındırıcı üzlərin kəsişmə xətti **sındırıcı til**, bu tilə perpendikulyar olan müstəvi **prizmanın baş kəsiyi**, prizma üzərinə düşən və prizmadan çıxan şüalar arasındakı bucaq isə **meyletmə bucağı** adlanır.



Şəkil 25.11

Şüanın δ meyletmə bucağı prizmanın A sındırıcı bucağından, prizma maddəsinin n sındırma əmsalından və i_1 düşmə bucağından asılıdır. Meyletmə bucağını sınma qanununun köməyiylə hesablamaq olar. Sınma qanununa görə:

$$\sin i_1 = n \sin i'_1$$

$$\sin i'_2 = n \sin i_2$$

Şərtə görə i_1 bucağı kiçikdir. Ona görə i'_1 -də kiçik olar. Onda, prizmanın A sındırıcı bucağı da kiçik olduqda, i_2 bucağı da kiçik olar. Məlumdur ki, kiçik bucaqların sinusları özləri ilə əvəz oluna bilər. Ona görə də

$$i_1 = n i'_1; \quad i'_2 = n i_2 \quad (25.12)$$

Yazmaq olar.

Axtarılan δ meyil bucağı $\triangle BCD$ -də xarici bucaq olduğu üçün, ona qonşu olmayan digər iki bucağın cəminə bərabərdir:

$$\delta = (i_1 - i'_1) + (i'_2 - i_2)$$

Buradan, (1.1) tənliyinə əsasən alırıq:

$$\delta = i'_1(n-1) + i_2(n-1) = (n-1)(i'_1 + i_2) \quad (25.13)$$

E nöqtəsində N_1 və N_2 normallarını kəsişməsindən əmələ

gələn bucaq prizmanın sındırıcı bucağına bərabər olmaqla o, eyni zamanda $\triangle BED$ -nin xarici bucağıdır. Buradan

$$i_1' + i_2 = A$$

$i_1' + i_2$ -nin bu qiymətini (25.13)-də yerinə yazsaq, onda

$$\delta = A(n - 1) \quad (25.14)$$

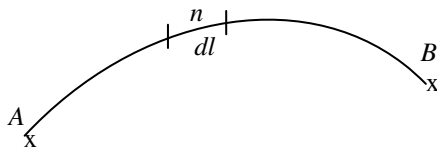
meyletmə bucağını tapırıq.

Qeyd etmək lazımdır ki, işığın qayıtma və sınma qanunları müəyyən şərt daxilində doğrudur. Qaytarıcı səthin və yaxud iki mühit sərhədi səthinin ölçüləri düşən işığın dalğa uzunluğu ilə əlaqədar olan müəyyən ölçüdən kiçik olduqda həmin qanunlardan kənaraçıxmalar müşahidə olunur ki, buna səbəb gələcəkdə haqqında ətraflı şəkildə izah edəcəyimiz işığın difraksiya hadisəsidir.

§25.5. Ferma prinsipi.

Mühitin istənilən nöqtəsində sındırma əmsalı eyni bir qiymətə malik olarsa, belə mühit **optik bircins mühit** adlanır. Belə optik bircins mühitdə işıq şüası düz xətt boyunca yayılır. Başqa sözlə desək, işıq verilən iki nöqtə arasında ən qısa yolla yayılır. Əgər mühitin sındırma əmsalı nöqtədən – nöqtəyə dəyişirsə (**qeyri – bircins mühit**) işıq şüaları belə mühitdən keçdikdə uyğun olaraq nöqtədən – nöqtəyə arasıkəsilmədən sınaq əyri xətlər əmələ gətirər. İxtiyari mühitdə işığın yayılması **Ferma prinsipi** adlanan ümumi bir prinsiplə izah olunur. Ferma prinsipinin tərifini verməzdən əvvəl optik yolun uzunluğu anlayışı ilə tanış olaq.

Bircins mühitdə optik yolun uzunluğu dedikdə, işıq yolunun həndəsi uzunluğunun (l) həmin mühitin sındırma əmsalına (n) hasili başa düşülür.



Şəkil 25.12

$$\lambda = n \cdot l \quad (25.14)$$

Mühit qeyri bircins olduqda işıq şüasının yolu elə elementar hissələrə (dl) bölünür ki, həmin elementar yollarda sındırma əmsalı sabit qalsın. Onda, bu halda elementar optik yolun uzunluğunu

$$d\lambda = n dl \quad (25.15)$$

şəklində yazmaq olar.

Tutaq ki, işıq optik yolunun uzunluğu AB olan əyri boyunca yayılır (şəkil 25.12). Onda optik yolun uzunluğunu tapmaq üçün

$$\lambda_{AB} = \int_A^B n dl \quad (25.16)$$

yaza bilərik.

Aydındır ki, işığın həndəsi l_{AB} yolunu keçməsi üçün lazım olan vaxt

$$t = \int_A^B \frac{dl}{v} \quad (25.17)$$

kimi təyin olunar. Burada, v – sındırma əmsalı n olan mühitdə işığın yayılma sürətidir.

Göründüyü kimi, *ışığın yayılma müddətinin minimal olması üçün yolun optik uzunluğu da minimal olmalıdır.*

$$\delta t = \delta \int_A^B \frac{dl}{v} = \delta \int_A^B \frac{n dl}{c} = \delta \int_A^B \frac{d\lambda}{c} = 0 \quad (25.18)$$

Bu ***Ferma prinsipinin riyazi ifadəsidir.*** Bu prinsipinə görə işıq, optik uzunluğu ekstremal olan yol ilə yayılır. Bu uzunluq ya bütün mümkün olan uzunluqlardan minimal, ya maksimal, ya da qərarlaşmış uzunluq olmalıdır.

§25.6. Fotometrik kəmiyyətlər

Mənbədən şüalanan elektromaqnit dalğaları ilə hər tərəfə

enerji daşınır. Bu enerji gözə və ya digər qəbuledici cihazlara etdiyi təsir ilə qiymətləndirilən bəzi kəmiyyətlərlə əlaqədardır. Optik hadisələri kəmiyyətcə xarakterizə edən belə kəmiyyətlər **fotometrik kəmiyyətlər** adlanılır.

Fotometrik kəmiyyətlərin ölçülməsi ilə məşğul olan bölmə fotometriya adlanır. Başlıca fotometrik kəmiyyətlər aşağıdakılardır.

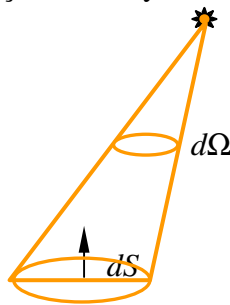
İşıq seli: *İşıq mənbəyini əhatə edən qapalı səthdən vahid zamanda yayılan işıq enerjisinin miqdarı həmin mənbənin tam işıq seli adlanır.*

İşıq mənbəyinin kənardan vahid zamanda aldığı enerjinin miqdarı istənilən müddət üçün dəyişməz qalarsa, mənbənin tam işıq seli sabit qalar. Lakin hər hansı vasitə ilə qalan digər istiqamətlərdə yayılan işıq selini dəyişdirməklə mənbəyin müəyyən istiqamətdə şüalandırdığı selini də dəyişdirmək olar. Ona görə də, çox vaxt verilmiş səthdən keçən işıq selindən söhbət gedir. **Vahid zamanda verilmiş səthdən keçən işıq enerjisinin miqdarı həmin səthdən keçən işıq seli adlanır.**

$$\Phi = \frac{dW}{dt} \quad (25.19)$$

Burada , dW – müəyyən dt müddətində verilmiş səthdən keçən işıq enerjisidir.

İşıq selinin ölçüsü güc vahidlərinin ölçüsü ilə eynidir və tamami ilə udulduqda cismə verdiyi istiliyin miqdarı ilə təyin olunur. Lakin, işıq mənbələrinin şüalandırdığı elektromaqnit dalğaları təkə görünən işıqdan ibarət olmadığından, işıq selini başqa vahidlərlə ölçürlər. Ona görə də yalnız, ümumi şüalanma seli güc vahidi ilə ölçülə bilər. İşıq selinin vahidi **ışıq şiddəti** adlanan fotometrik kəmiyyətin vahidinin köməyi ilə təyin olunur. Ona görə də işıq şiddəti anlayışı ilə tanış olaq.



Şəkil 25.13

İşıq şiddəti: İşıq mənbəyini xarakterizə etmək üçün **ışıq şiddəti** adlanan fotometrik kəmiyyətdən istifadə olunur. **Nöqtəvi işıq**

mənbəyinin vahid cisim bucağı daxilində şüalandırdığı işıq selinə işıq şiddəti deyilir (şəkil 25.13).

$$I = \frac{d\Phi}{d\Omega} \quad (25.20)$$

Ümumi halda, işıq şiddəti (I) şüalanma istiqamətindən asılıdır. Əgər işıq şiddəti yayılma istiqamətindən asılı deyilsə, belə mənbələr **izotrop mənbələr** adlanır. İzotrop işıq mənbələri üçün işıq şiddəti

$$I = \frac{\Phi}{4\pi} \quad (25.21)$$

şəklində ifadə olunur. Burada, Φ - işıq mənbəyini əhatə edən sterik səthdən çıxan tam işıq seli, 4π isə nöqtəvi mənbəyi əhatə edən cisim bucağının qiymətidir. Müxtəlif istiqamətlərdə işıq şiddəti müxtəlif olan mənbələr **anizotrop mənbələr** adlanır. Anizotrop mənbələr üçün işıq şiddətinin yalnız orta qiymətindən danışmaq olar.

$$\langle I \rangle = \frac{\Phi}{4\pi} \quad (25.20)$$

İşıq şiddətinin vahidi BS – də **kandella (kd)** adlanır və yeddi əsas ölçü vahidlərindən biridir. *Normal atmosfer təzyiqində (101325Pa) temperaturu təmiz platinin bərkimə temperaturuna (2046,6K) bərabər olan tam şüalandırıcının onun səthinin hər $\frac{1}{600000} m^2$ sahəsindən bu səthə perpendikulyar istiqamətdə*

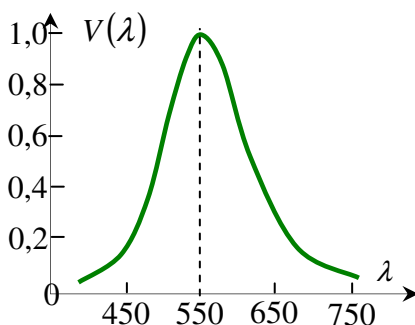
şüalandırdığı işığın şiddəti 1 kandella adlanır. İşıq şiddətinin vahidindən istifadə edərək işıq selinin vahidini vermək olar. İşıq selinin vahidi törəmə vahiddir. (25.20) ifadəsinə görə

$$d\Phi = Id\Omega \quad (25.23)$$

yazmaq olar. İşıq selinin vahidi **lümen (lm)** adlanır. Deməli, *ışıq şiddəti 1 kandella (kd) olan nöqtəvi işıq mənbəyinin 1 steradian (sr) cisim bucağı daxilində şüalandırdığı işıq seli 1 lümenə (lm) bərabərdir: $1 lm = 1 kd \times 1 sr$*

Praktik işlər zamanı işıq selini güc vahidləri ilə ifadə etmək daha məqsədəuyğun sayılır.

Buna görə də lümenlə vaxt arasında əlaqə yaratmağa çalışaq. Ancaq qeyd etmək lazımdır ki, bu əlaqə universal xarakter daşıya bilməz. Verilən işıq mənbəyi üçün işıq seli ümumi işıqlanma selinin bir hissəsi olduğundan 1 vattdakı lümenlərin sayı həmin mənbə üçün xarakterik kəmiyyətdir.



Səkil 25.14

Bu kəmiyyət şüalanma selinin

ışıq effekti (V) və ya görmə funksiyası adlanır. Görmə funksiyası lm/Vt -la ölçülür.

İnsan gözü müxtəlif uzunluqlu işıq dalğalarına qarşı müxtəlif həssaslıq göstərir. Bu asılılıq görmə funksiyası ilə xarakterizə olunur. Normal insan gözü $\lambda = 0,555 \text{ mkm}$ (sarı işıq) dalğa uzunluğuna daha həssasdır (şəkil 25.14). Ona görə də dalğa uzunluğunun həmin qiymətinə uyğun işıq effekti vahid qəbul edilir. Ölçmələr belə dalğa uzunluğu üçün işıq effektinin 625 lm/Vt olduğunu göstərir.

İşıqlanma. *İşıqlanan cismin vahid səthinə düşən işıq seli ilə ölçülən fotometrik kəmiyyətə səthin işıqlanması deyilir:*

$$E = \frac{d\Phi}{dS} \quad (25.24)$$

$$\text{Əgər } d\Phi = 1 \text{ lm və } dS = 1 \text{ m}^2 \text{ olarsa, } E = \frac{1 \text{ lm}}{1 \text{ m}^2} = 1 \frac{\text{lm}}{\text{m}^2} = 1 \text{ luks (lk).}$$

Deməli, 1 lm işıq seli 1 m^2 səthə bərabər sürətdə paylanarsa, belə səthin işıqlanması işıqlanma vahidi qəbul olunur. Bu vahid **luks** adlanır. Əgər 1 lm işıq seli 1 sm^2 səthə bərabər paylanarsa, səthin işıqlanması 10^4 luks olar. Bu vahidə fot deyilir: $1 \text{ fot} = 10^4 \text{ lk}$.

Nöqtəvi mənbə tərəfindən işıqlanan səthin işıqlanması

$$E = \frac{I}{R^2} \cos \varphi \quad (25.25)$$

şəklində ifadə olunur.

İşıqlanma vahidini (25.23) düsturuna görə də seçmək olar. $I=1 \text{ kd}$ və $R = 1 \text{ m}$ olarsa,

$$E = \frac{I}{R^2} = \frac{1 \text{ kd}}{1 \text{ m}^2} = \frac{\text{kd}}{\text{m}^2} = 1 \text{ lk}.$$

Yəni, *radiusu 1 m olan sferanın mərkəzində 1 kd şiddəti olan nöqtəvi mənbə olarsa, bu sferanın səthinin ışıqlanması 1 lk olar.*

İşıqlıq. Mənbəyi xarakterizə edən kəmiyyətlərdən biri də mənbəyin ışıqlığıdır. *İşıqlanan səthin 2π cisim bucağı altında hər tərəfə bərabər şüalandırdığı tam işıq selinin (Φ) həmin səthin sahəsinə (S) olan nisbətə Φ/S ölçülən kəmiyyətə (R) səthin ışıqlığı deyilir:*

$$R = \frac{\Phi}{S} \quad (25.26)$$

Bu ifadədən görünür ki, *ışıqlıq, ədədi qiymətcə, şüalanan cismin vahid səthindən buraxılan tam işıq selinə bərabərdir.* İşıqlığın energetik vahidi:

$$\frac{\text{erq}}{\text{sm}^2 \cdot \text{san}} = \frac{Vt}{\text{sm}^2}, \text{ və ya } \frac{Vt}{\text{m}^2} \text{ olar}$$

Parlaqlıq. Parlaqlıq da ışıqlıq kimi mənbəyi xarakterizə edən kəmiyyətdir.

Parlaqlıq (B), dS səth elementindən, onun normalı ilə hər hansı i bucağı üzrə müəyyən olunan istiqamətdə kiçik $d\omega$ cisim bucağı daxilində çıxan $d\Phi$ işıq seli ilə xarakterizə olunan kəmiyyət olub aşağıdakı kimi ifadə edilə bilər:

$$B_i = \frac{d\Phi}{dS \cos i \cdot d\omega} \quad (25.27)$$

yaxud

$$B = \frac{dI}{dS \cos i} \quad (25.28)$$

(25.28) ifadəsindən görünür ki, *səthin parlaqlığı, həmin səthin vahid sahəsindən normal istiqamətdə ($i = 0$) buraxdığı işıq*

şiddətinə bərabərdir.

Beynəlxalq vahidlər sistemində parlaqlığın fotometrik vahidi olaraq özünün hər kvadrat metrindən normal istiqamətdə 1 kd işıq şiddəti verən səthin parlaqlığı qəbul olunur. kd/m^2 vahidindən başqa elmi ədəbiyyatda ***nit (nt)***, ***stilb (sb)*** adlanan vahidlərdən də istifadə olunur:

$$1\text{ nt} = 1 \frac{\text{kd}}{\text{m}^2}; \quad 1\text{ sb} = 10^4 \frac{\text{kd}}{\text{m}^2} = 10^4 \text{ nt}$$

Göründüyü kimi, ***stilb, mənbəyin hər kvadrat santimetr (sm) səthindən normal istiqamətdə 1 kd işıq şiddəti verən səthin parlaqlığına deyilir.***

Parlaqlığın energetik vahidi isə (25.28) düsturuna görə $\text{erq}/\text{sm}^2 \cdot \text{san} \cdot \text{sr}$, və ya $\text{Vt}/\text{sr} \cdot \text{sm}^2$ olar. Təcrübələr göstərir ki, səthləri cilalı və güzgüvari olmayan kələ - kötürlü səthli közərmiş bərk cisimlərin parlaqlığı onun işıqlığından π dəfə az olur:

$$B = \frac{R}{\pi} \quad (25.29)$$

Optikanın işıq selini və ya işıq enerjisinin ölçülməsi ilə məşğul olan bölməsi ***fotometriya*** adlanır. İnsan gözü bir işıq selinin digərindən nə dərəcədə fərqli olduğunu müəyyən edə bilmir. Ancaq müxtəlif işıq selinin işıqlandırdıqları səthlərin işıqlanmasını çox asanlıqla müqayisə edə bilər. Buna görə də fotometrik kəmiyyətlər, əsasən, işıqlanmaların müqayisəsinə görə təyin olunur. Bu məqsəd üçün istifadə olunan cihazlara ***fotometr*** deyilir.

Fotometrlər ***subyektiv*** (vizual, yəni gözlə müşahidəyə əsaslanan) və ***obyektiv*** (gözün iştirakı vacib deyil) olmaqla iki yerə ayrılır. Obyektiv fotometrlərdə fotometrik kəmiyyətlərin təyini ***fotoqrafiya*** və ***elektrik*** üsullarına əsaslanır.

Fotoqrafik üsullarının əsasını fotolövhənin qaralmasının onun üzərinə düşən işıq enerjisinin miqdarı ilə mütənəsib olması təşkil edir.

Elektrik fotometrlərinin işləmə prinsipi, işığın elektrik təsirinə (fotoelement, fotogücləndirici, fotomüqavimət və s.) əsaslanır.

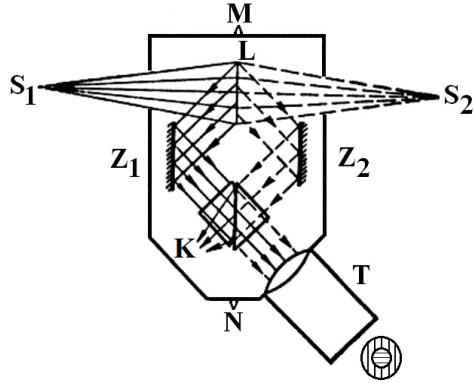
Ən sadə fotoelektrik fotometr, fotoelement və qalvano-

metrdən ibarətdir. Həssas qalvanometr işığın təsiri ilə yaranan fotocərəyanı ölçür. Əgər qalvanometri lüksə görə dərəcələsək, o birbaşa işıqlanmanı göstərir.

Obyektiv fotometrin üstün cəhətlərindən biri də ondan ibarətdir ki, onların vasitəsilə həm də görünməyən ultrabənövşəyi və infraqırmızı şüalanmalar üçün fotometrik kəmiyyətləri təyin etmək olar.

Obyektiv fotometrlər bir çox üstün cəhətlərinə görə subyektiv fotometrlərə nisbətən geniş işlədilir.

Vizual fotometriyanın iş prinsipi iki toxunan səthin parlaqlıqlarının bərabərliyinin təyininə əsaslanmışdır. Ən geniş yayılmış vizual fotometr Lummer-Brodun fotometridir (şəkil 25.15). Müqayisə olunan S_1 və S_2 mənbələri ağ, qeyri-şəffaf lövhədən (L- gips və ya tabaşır lövhə) müxtəlif tərəflərdə yerləşdirilir. Səpmə əmsalı eyni olan hər iki üzdən səpilmiş işıq simmetrik yerləşdirilmiş



Şəkil 25.15

Z_1 və Z_2 güzgüləri üzərinə düşür və sonra fotometrik kubun (Lümmer kubu) üzərinə istiqamətləndirilir. Lümmer fotometrik kubu iki düzbucaqlı prizmadan ibarətdir. Bu prizmalardan birinin hipotenuza uyğun olan üzü elə cilalanmışdır ki, onun orta hissəsinin ikinci prizma ilə toxunması optik kontakt yaradır, yəni prizmalar biri digərinə elə sıxılmışdır ki, onların toxunan hissəsi özünü bir-cinsli şəffaf cisim kimi aparır.

Fotometr MN oxu ətrafında 180° dönə bilir. Müşahidə T borusu vasitəsilə aparılır. Ölçmələr zamanı S_1 və S_2 mənbələri optik masada yerləşdirilirlər və sistem mərkəzləşdirilir.

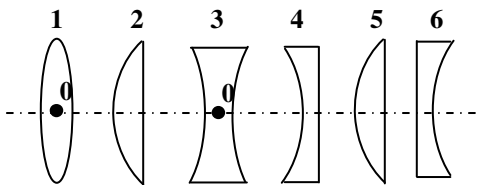
Mərkəzləşdirmə apararkən gips lövhə (L) yuvadan çıxarılır və

müqayisə olunan işıq mənbələrindən biri ilə yerləşdirilir ki, cihazın pəncərə şüşələrindəki çarpaz xətlər mənbənin mərkəzinə proyeksiya edilmiş olsunlar; bu yolla ikinci mənbə yerləşdirilir. Sonra mənbələrin fotometrə nəzərən yerlərini dəyişməklə kubun üzünün eyni işıqlanmasına nail olurlar. İşıqlanma eyni olduqda müqayisə olunan sahələr arasında sərhəd itir, yəni ekranının hər iki üzünü bərabər işıqlandıqda müşahi-dəçi işıqlanan səthlər arasındakı fərqin olmadığını görür. Bu zaman mənbələrdən birinin işıq şiddətini (I_2) bilərək, fotometrdən işıq mənbələrinə qədər olan məsafələri ölçməklə tədqiq olunan mənbəyin işıq şiddətini (I_1) hesablaya bilərik.

§25.7. Linzalar

İşığın yayılma qanunlarının işıq şüaları haqqındakı təsəvvürlər əsasında baxıldığı optika bölməsinə, ***həndəsi optika*** deyilir. Işıq şüaları dedikdə, işıq enerji selinin yayıldığı, dalğa səthinə normal (perpendikulyar) xətt başa düşülür. Həndəsi optika, optik sistemlərdə xəyalın qurulmasında yaxşı metod olaraq qalmaqla, onlardan işığın keçməsilə əlaqədar olan, əsas hadisələrin araşdırılmasına imkan verir və buna görə də optik cihazların nəzəriyyəsinin əsasını təşkil edir.

Linzalar, iki səthlə hüdudlanmış (onlardan biri adətən sferik, bəzən silindrik, ikinci isə sferik – yaxud müstəvi), işıq şüasını əks etdirən, əşyaların optik



Şəkil 25.16

xeyallarını formalaşdırmaq qabiliyyətinə malik olan, şəffaf cisimlərdən ibarətdir. Linzalar üçün material olaraq, şüşədən, kvarsdan, kristallardan, plastmasdan və s. istifadə olunur. Xarici formalarına görə linzalar aşağıdakı qruplara bölünür (şəkil 25.16):

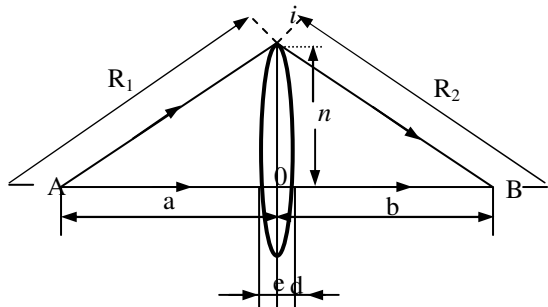
1. ikitərəfi qabarıq,

2. müstəvi qabarıq,
3. ikitərəfi çökük,
4. müstəvi çökük,
5. qabarıq çökük,
6. çökük qabarıq

Linzalar optik xassə-lərinə görə **toplayıcı** və **səpici** olur.

Qalınlığı, (hüddüdləndirici səthlər arasındakı məsafə) linzanı hüddüdləndirici səthlərin radiusuna nəzərən kifayət qədər kiçik olan linzaya, **nazik linza** deyilir. Linzanın müstəvilərinin ayrilik mərkəzindən keçən düz xəttə **baş optik ox** deyilir. Bütün linzalarda baş optik ox üzərində

yerləşən və linzanın optik mərkəzi adlanan bu nöqtədən keçən şüalar, sınmadan keçir. Sadəlik üçün linzanın O optik mərkəzinin linzanın orta hissəsinin həndəsi mərkəzi ilə üst – üstə düşdüyünü hesab edək (bu yalnız hər iki səthlərin ayrilik radiusları eyni olan



Şəkil 25.17

ikitərəfi qabarıq və ikitərəfi çökük linzalar üçün doğrudur; müstəvi qabarıq və müstəvi çökük linzalar üçün O optik mərkəzi baş optik oxla sferik səthlərin kəsişməsində yerləşir).

Nazik linzanın düsturunu, yəni linzaların səthlərinin R_1 və R_2 ayrilik radiuslarını linzadan cismə - əşyaya və onun təsvirinə qədər olan uyğun a və b məsafələri ilə əlaqələndirən mütənasibliyi çıxarmaq üçün Ferma prinsipindən istifadə edək:

A və B nöqtələrini birləşdirən AOB və linzanın kənarından keçən ACB şüalarına baxaq (şəkil 25.17).

İşıq şüasının AOB və AOC boyunca keçməsinin zaman bərabərliyi şərtindən istifadə edərək, işıq şüasının AOB boyunca keçmə zamanı üçün alırıq:

$$t_1 = \frac{a + N(e + d) + b}{c}$$

Burada, $N=n/n_1$ – nisbi sındırma əmsalıdır (n və n_1 – uyğun olaraq linzanın və ətraf mühitin mütləq sındırma əmsallarıdır). Işıq şüasının ACB boyunca keçmə zamanı aşağıdakı kimi olar.

$$t_2 = \frac{\sqrt{(a+e)^2 + h^2} + \sqrt{(b+d)^2 + h^2}}{c}$$

$t_1=t_2$ olduğundan, onda

$$a + N(e + d) + b = \sqrt{(a+e)^2 + h^2} + \sqrt{(b+d)^2 + h^2} \quad (25.30)$$

olar.

Optik oxla kiçik bucaq təşkil edən, paraksial şüalara baxaq. Qeyd edək ki, yalnız paraksial şüalar istifadə etdikdə stiqlatik təsvir alınır, yəni A nöqtəsindən çıxan şüa dəstəsinin bütün şüaları, optik oxu eyni bir B nöqtəsində kəsirlər. Onda, $h \ll (a+e)$, $h \ll (b+d)$ nəzərə alsaq,

$$\begin{aligned} \sqrt{(a+e)^2 + h^2} &= (a+e) \sqrt{1 + \frac{h^2}{(a+e)^2}} = \\ &= (a+e) \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{h}{a+e} \right)^2 \right] = a+e + \frac{h^2}{2(a+e)} \end{aligned}$$

olar.

Uyğun olaraq, yazı bilərik:

$$\sqrt{(b+d)^2 + h^2} = b+d + \frac{h^2}{2(b+d)}$$

Tapılmış bu ifadələri (25.3) – da nəzərə alsaq,

$$(N-1)(e+d) = \frac{h^2}{2} \left(\frac{1}{a+e} + \frac{1}{b+d} \right) \quad (25.31)$$

Nazik linzalar üçün $e \ll a$ və $d \ll b$ olduğundan (25.31) ifadəsini aşağıdakı formada yazmaq olar:

$$(N-1)(e+d) = \frac{h^2}{2} \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right)$$

$$e = R_2 - \sqrt{R_2^2 - h} = R_2 - R_2 \sqrt{1 - h^2/R_2^2} = R_2 - R_2 \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{h}{R_2} \right)^2 \right] = \frac{h^2}{(2R_2)}$$

və uyğun olaraq $d = \frac{h^2}{(2R_1)}$ olduğunu nəzərə alsaq,

$$(N-1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) = \frac{1}{a} + \frac{1}{b} \quad (25.32)$$

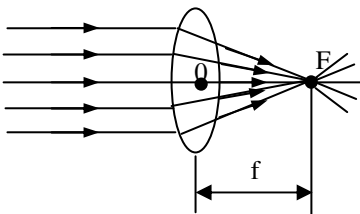
olar.

(25.32) ifadəsinə nazik linzanın düsturu deyilir. Qabarıq səthli linzanın əyrilik radiusu müsbət, çökük səthli linzanın əyrilik radiusu isə mənfi hesab edilir.

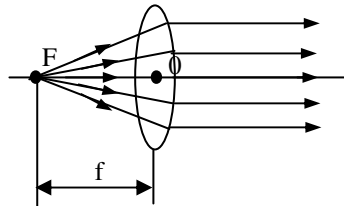
Əgər $a = \infty$ olarsa, yəni şüalar linzaya paralel dəstə halında düşürsə (şəkil 25.18, a), onda

$$\frac{1}{b} = (N-1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)$$

olar.



a)



b)

Şəkil 25.18

Bu halda uyğun olan $b=OF=f$ məsafəsinə linzanın *foks məsafəsi* deyilir və aşağıdakı düsturla təyin olunur:

$$f = \frac{1}{(N-1)\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right)}$$

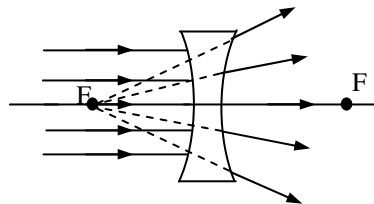
f kəmiyyəti nisbi sındırma əmsalından və əyrilik radiusundan asılıdır.

Əgər $b=\infty$ olarsa, yəni xəyal sonsuzluqda olarsa və buna görə də, şüalar lindən paralel dəstələrlə çıxırsa (şəkil 25.18, b), onda $a=OF=f$ olar. Beləliklə, hər iki tərəfdən eyni mühitlə əhatə olunmuş linaların foks məsafələri bərabərdir. Linzaların hər iki tərəfində, foks məsafəsinə bərabər məsafədə yerləşən, F nöqtələrinə *linzanın foksları* deyilir. **Foks nöqtəsi – linzanın baş optik oxuna paralel düşən, bütün şüaların sındıqdan sonra yığıldıqları nöqtədir.**

$$(N-1)\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right) = \frac{1}{f} = F \quad (25.33)$$

kəmiyyətinə linzanın *optik qüvvəsi* deyilir. Onun vahidi diopriyadır. Foks məsafələri 1 m olan linaların optik qüvvəsinə *dioptriya* deyilir. $1 \text{ dptr} = 1/\text{m}$ – dir.

Müsbət optik qüvvəli linalar *toplayıcı*, mənfi optik qüvvəli linalar isə *səpici* olur. Linzanın baş optik oxuna perpendikulyar olaraq onun fokusundan keçən, müstəviyə *fokal müstəvi* deyilir. Toplayıcı lindən fərqli olaraq



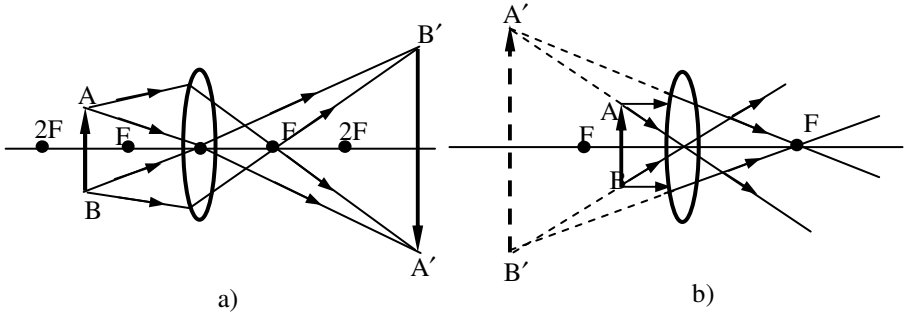
Şəkil 25.19

səpici linza xəyali foksda malikdir. Xəyali – mövhümi foksda, (sındıqdan sonra) səpici linzanın baş optik oxuna paralel düşən, mövhümi şüaların uzantıları kəsişirlər (şəkil 25.19).

(25.33) ifadəsinə əsasən, linza düsturunu (25.32) aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}$$

Qeyd edək ki, səpici linzalar üçün f və b məsafələrini mənfi



Şəkil 25.20

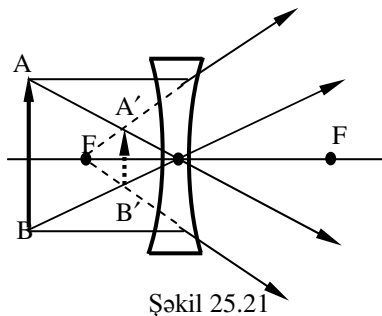
hesab etmək lazımdır.

Linzalarda xəyalın qurulması aşağıdakı şüaların köməyiylə yerinə yetirilir:

1. linzanın optik mərkəzindən keçən və öz istiqamətini dəyişməyən şüadan
2. baş optik oxla paralel gedən; linzadan sındıqdan sonra linzanın ikinci foksundan keçən, şüadan
3. linzanın birinci foksundan keçən; linzadan sındıqdan sonra linzanın baş optik oxuna paralel çıxan, şüadan yaxud onun uzantısından

Misal üçün toplayıcı (şəkil 25.20) və səpici (şəkil 25.21) linzalarda xəyalların qurulması verilmişdir; şəkil 25.20, a həqiqi və şəkil 25.20, b mövhümi xəyaldır.

Xəyalların və cisimlərin - əşyaların xətti ölçülərinin nisbətində linzanın *xətti böyütməsi* deyilir. Xətti böyütmənin mənfi qiyməti həqiqi xəyalə (o tərsinə çevrilmişdir), müsbət qiyməti isə mövhümi xəyalə (o düzünədir) uyğun gəlir. Toplayıcı və səpici linzaların kombinasiyası, müxtəlif elmi və texniki məsələlərin həlli üçün istifadə olunan, optik cihazlarda tətbiq olunur.



Şəkil 25.21

§25.8. Optik cihazlar

Bu cihazların rolu gözün tor təbəqəsində ölçüləri kiçik olan, yaxın və uzaq cisimlərin böyüdülmüş xəyalını verməkdir. Gözün dəqiq fokuslamayı təmin etdiyi ən yaxın məsafə *ən yaxşı görmə məsafəsi* adlanır. Müxtəlif insanlarda bu məsafə müxtəlifdir və orta hesabla 25 sm təşkil edir. Gözün aydın fokuslamayı təmin etdiyi ən uzaq məsafə *görmə həddi* adlanır və göz əzələlərinin tam boşalma halına uyğun gəlir. Normal göz üçün bu məsafə çox böyükdür və o sonsuz hesab olunur. Əslində xəyalın ölçüləri cismin hansı bucaq altında görünməsindən asılıdır (şəkil 25.22).

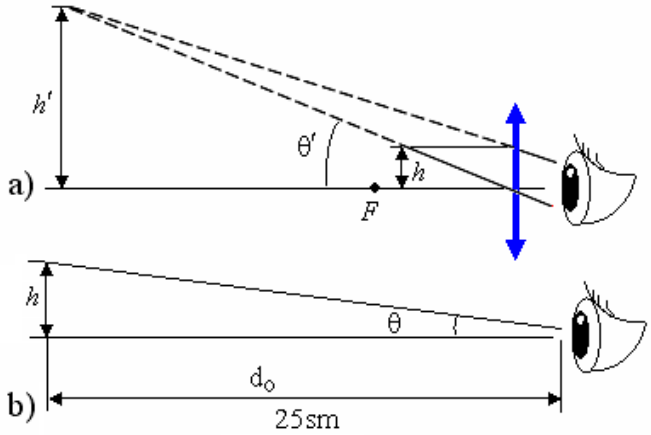
Optik cihazlar çoxsaylı və cürbəcür olmaqla elmin, texnikanın müxtəlif sahələrində və məişətdə tətbiq olunur. Optik cihazların quruluşu və onların iş prinsipi həndəsi optika qanunlarına əsaslanır. Vizual optik cihazlar gözə əlavə kimi tətbiq olunur və bir çox hallarda onlardan istifadə etməkdə məqsəd ayırdetmə qüvvəsini artırmaqdan ibarətdir. Onlardan bir neçəsi ilə bir qədər yaxından tanış olaq.

1. Lupa ən sadə vizual optik cihazlardan biridir və o, cismi gözə yaxınlaşdırmağa və onu böyük bucaq altında görməyə imkan verir. Lupaya linzanın nöqsanlarından azad olmuş linzalar sistemi

kimi baxmaq olar.

Lupadan istifadə etdikdə toplayıcı linza gözdən ən azı 25 sm

məsafədə olan mövhumu xəyal yaradır ki, göz də həmin xəyalə fokuslanmış olur. Əgər göz əzələləri gərilməmişsə, onda xəyal sonsuz uzaqlaşmış olur və bu zaman cisim fokusda yerləşir. Optik cihaz hesabına görmə bucağının artırılması **bucaq böyütməsi** adlanır:



Şəkil 25.22

$$G = \frac{\operatorname{tg} \theta'}{\operatorname{tg} \theta} = \frac{h'}{h} \quad (25.34)$$

Burada, θ' -cismi optik cihazla görmə bucağı (şəkil 25.22, a), θ -gözdən 25 sm məsafədə yerləşmiş olan cismi adi gözlə müşahidə etdikdə görmə bucağı (şəkil 25.22, b), h və h' isə - uyğun olaraq cismin və onun optik cihazla alınmış xəyalının xətti ölçüləridir.

(25.34)-də G -ni fokus məsafəsi ilə əlaqələndirmək olar. Fərz edək ki, linzanın verdiyi mövhumu xəyal ən yaxşı görmə məsafəsindədir, yəni, $d_i = -N$ ($N=25$ sm); $d_i = -25$ sm (şəkil 25.22, a). Onda

$$\frac{1}{d_0} = \frac{1}{f} - \frac{1}{d_i} = \frac{1}{f} + \frac{1}{N} \quad (25.35)$$

$$d_0 = \frac{Nf}{f + N} \quad (25.36)$$

Yazmaq olar. (25.36)-dan görünür ki, $d_0 < f$, belə ki, $\frac{N}{f + N} < 1$.

Kiçik bucaqlarda göz ən yaxşı görmə məsafəsinə fokuslandığına görə $\text{tg}\theta' \approx \theta'$ və $\text{tg}\theta \approx \theta$, onda

$$\theta' = \frac{h}{d_0} = \frac{(f + N)h}{Nf} \text{ və } \theta = \frac{h}{N}$$

Buradan isə

$$G = \frac{\theta'}{\theta} = \frac{(f + N)h}{Nf} \cdot \left(\frac{N}{h} \right)$$

yaxud

$$G = 1 + \frac{N}{f} \quad (25.37)$$

(25.37) düsturu göz ən yaxşı görmə məsafəsinə fokuslandığında böyütməni hesablamağa imkan verir.

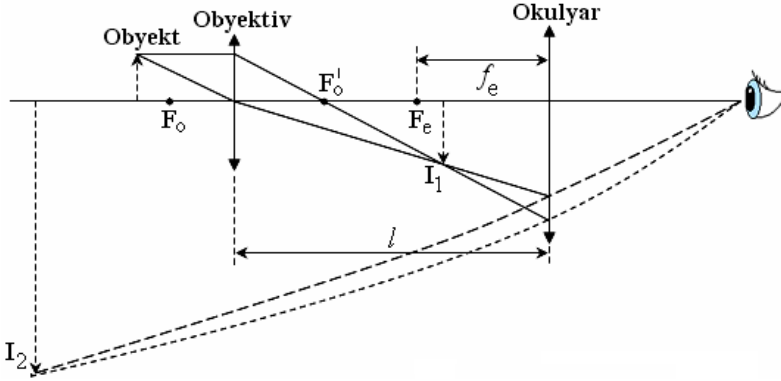
Əgər göz əzələləri gərilməmişsə (göz sonsuzluğa fokuslanıb) və lupadan istifadə ediriksə, onda xəyal sonsuz uzaqlaşmış olur, cisim isə dəqiq fokusda yerləşib. Bu halda $\theta' = \frac{h}{f}$ və

$$G = \frac{\theta'}{\theta} = \left(\frac{h}{f} \right) \cdot \left(\frac{N}{h} \right) = \frac{N}{f} \quad (25.38)$$

Göz sonsuzluğa akkomodasiya olduqda (fokuslandığında) böyütmə obyektiv kəmiyyətdir; digər akkomodasiyalarda böyütmə subyektivdir, lakin obyektiv böyütmədən az fərqlənir. Göründüyü kimi, linzanın fokus məsafəsi kiçik olduqca, böyütmə də böyük olur.

2. Mikroskop iki linza sistemindən ibarətdir. Sistemin hər birinə bir linza kimi baxmaq olar. Linzalardan biri qısa fokuslu **obyektiv**, digəri isə uzun fokuslu **okulyardır**. Müşahidə olunacaq cisim obyektiv qarşısında onun fokusu ilə ikiqat fokusu arasında

yerləşdirilmişdir. Ona görə də obyektivin verdiyi xəyal böyüdülmüş və həqiqi olur. Okulyar elə bir vəziyyətdə qoyulur ki, obyektivin verdiyi I_1 xəyalı okulyarla onun fokus nöqtəsi arasına düşsün. Bu halda okulyar lupa rolunu görür. Ona görə də I_2 xəyalı böyüdülmüş və möfhumi olur (şəkil 25.23).



Şəkil 25.23

Mikroskopun tam böyütməsi obyektiv və okulyarın böyütmələri hasilinə bərabərdir.

$$G = G_{ob} \cdot G_{ok}$$

Şəkil 25.23-dən göründüyü kimi, $G = \frac{h_i}{h_0} = -\frac{d_i}{d_0}$ düsturundan istifadə etməklə obyektivin böyütməsi üçün

$$G_{ob} = \frac{d_i}{d_0} = \frac{l - f_e}{d_0} \quad (25.39)$$

alırıq. Bu düsturda mənfi işarəsi nəzərə alınmamışdır. Belə ki, o yalnız xəyalın çevrilmiş olduğunu göstərir. l - tubusun uzunluğuna bərabər linzalararası məsafədir. Okulyar sadə lupa kimi təsir göstərir. Əgər göz əzələləri gərilmisə, onda okulyarın buyütməsi üçün (2538)-dən istifadə etməklə

$$G_{ok} = \frac{N}{f_e} \quad (25.40)$$

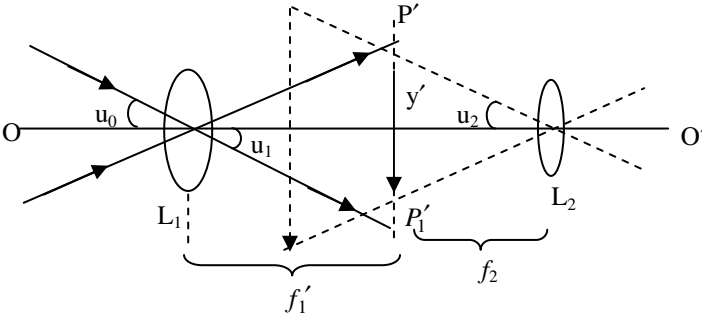
almış olarıq. Onda, **mikroskopun ümumi böyütməsi**

$$G = G_{ob} \cdot G_{ok} = \left(\frac{N}{f_e} \right) \cdot \left(\frac{l - f_e}{d_0} \right) \approx \frac{Nl}{f_e f_0} \quad (25.41)$$

olar. Qeyd etmək lazımdır ki, (25.41) düsturu $f_e, f_0 \ll l$; $l - f_e \approx l$ və $d_0 \approx f_0$ olduqda, doğrudur.

Adətən mikroskopun obyektiv və okulyarları dəyişdirilə bilən şəkildə hazırlanır ki, bud a müxtəlif böyütmələr almağa imkan verir.

3. Eynək. Gözün optik nöqsanlarını – yaxıngörmə, yaxud uzaqgörmə – eynək linzaları vasitəsilə aradan qaldırılır. Yaxın görən göz həddindən çox mənfi optik qüvvəyə malikdir və bunu tənzimləmək üçün mənfi optik linza (səpici linza) işlədilir. Uzaqgörən göz isə, həddindən az optik qüvvəyə malikdir ki, bunu da düzəltmək üçün müsbət linza (toplayıcı linza) tətbiq olunur.



Şəkil 25.24

Uzaqgörməni toplayıcı linzalı eynək taxmaqla aradan qaldırmaq olar. Uzaqdakı cisimləri müşahidə etmək üçün linzanın optik qüvvəsi elə olmalıdır ki, paralel şüalar gözün tor təbəqəsində fokuslaşsın. 25 sm məsafədə olan cisimdən çıxan şüalar linzadan keçdikdən sonra az səpilən olur və cisim $d < 25$ sm məsafəyə qədər uzaqlaşmış görünür ki, bu məsafədə uzaqgörən adam cismi gözü gərilmədən yaxşı görə bilər. Deməli, ən yaxşı görmə məsafəsi

normal gözdəki kimi olur.

4. Baxış borusu. Baxış boruları və teleskoplar uzaqda olan obyektləri müşahidə etmək üçündür. Onlar sadə halda L_1 və L_2 linzasından təşkil olunan sistemdən ibarətdir. Bu linzalar elə yerləşdirilir ki, L_1 linzanın ikinci baş fokusu L_2 linzasının birinci baş fokusunun üzərinə düşür. L_1 linzası **obyektiv**, L_2 linzası isə **okulyar** adlanır. Əgər obyektiv kifayət qədər uzaqdadırsa o zaman L_1 linzasının verdiyi PP' xəyalı onun baş fokus müstəvisində alınır.

Xəyalın bucaq ölçüləri $2u_1 = \frac{y}{f}$ olur. Burada, y' – onun xətti

ölçüləri və f_1' – obyektivin ikinci baş fokus məsafəsidir. Okulyar lupa vəzifəsini görür və deməli, onun verdiyi xəyal göz tərəfindən $2u_2$ bucağı altında qavranılır.

$$2u_2 = \frac{y'}{f_2}$$

Burada, f_2 – burada okulyarın birinci baş fokus məsafəsidir. Baxış borusunun uzunluğu obyektə olan məsafəyə nəzərən kiçik olduğundan, adi göz obyektini $2u_0=2u$ və $2u_0=2u_1$ bucağı altında qavrayır. Buradan baxış borusunun bucaq böyütməsi

$$\gamma = \frac{2u_0}{2u_1} = \frac{2u_0}{2u_0} = \frac{f_1'}{f_2} \quad (25.41)$$

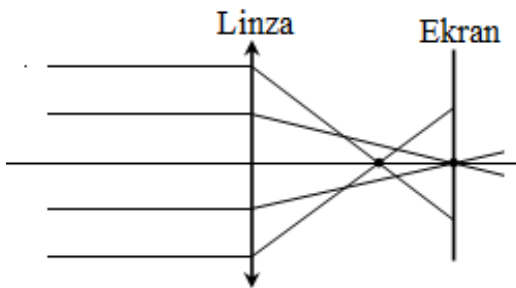
olur.

Beləliklə, baxış borusunun bucaq böyütməsi, onun obyektinin fokus məsafəsi nə qədər çox və okulyarının fokus məsafəsi nə qədər az olarsa, o qədər çox olar. Göstərilən sxem üzrə qurulmuş baxış borusu müşahidə olunan cismin təsir xəyalını verir (şəkil 25.24). Çox böyük böyütmə almaq üçün mikroskopdan istifadə olunur.

Paraksial işıq şüalarından istifadə olunduqda sferik sındıran səth stiqlatik xəyal verir. Bu cür məhdudiyyət optik sistemdə cismin xəyal ölçülərinin əsaslı surətdə kiçilməsinə gətirir. Digər tərəfdən ensiz, dar işıq şüası xəyalın işıqlığının az olmasını şərtləndirir. Nəticədə isə praktikada optik oxla kifayət qədər böyük bucaq əmələ gətirən enli işıq şüalarından istifadə etmək lazım gəlir. Bu isə real optik sistemlərdə aberrasiyalara, yaxud xətalara səbəb olur. Aberrasiyalar isə öz növbəsində sistemin verdiyi optik xəyalın keyfiyyətinin aşağı olmasına gətirir. Müvafiq qaydada seçilmiş linzaların kombinasiyası yolu ilə aberrasiyaları aradan qaldırmaq olur.

Optik sistemlərin aşağıdakı aberrasiyalarını fərqləndirirlər:

Sferik aberrasiya. Linzanın kənarları onun orta hissəsinə nisbətən düşən şüaları daha çox sındırır. Nəticədə işıqlanan nöqtənin xəyalı yaygın ləkə şəklində alınır: bu xəta sferik aberrasiya adlanır (şəkil 25.25).



Şəkil 25.25

Toplayıcı (+) və səpici (-) linzaların müxtəlif sındırma əmsalına malik olması səbəbindən onları kombinə etməklə, demək olar ki, sferik aberrasiyanı tam aradan qaldırmaq olur.

Koma. Sistemin optik oxu üzərində yerləşmiş işıqlanan nöqtədən çıxan enli şüalar üçün sferik aberrasiya aradan qaldırılmış linzada adıçəkilən xəta çəp şüalar üçün qala bilər (cisim optik oxdan kənardadır). Bu halda nöqtənin xəyalı uzunsov, qeyrisimmetrik ləkəni xatırladır. Bu cür aberrasiya koma adlanır. Müxtəlif linzaları (toplayıcı və səpici) kombinə etməklə bu xətanı da yox etmək olar.

Xromatik aberrasiya. Dispersiya (sındırma əmsalının dalğa uzunluğundan asılılığı) nəticəsində hətta paraksial şüalar üçün müxtəlif rəngli şüalar müxtəlif nöqtələrdə toplanır və nəticədə xəyal rənglənmiş alınır. Müxtəlif növ şüşələr eyni dispersiyaya malik deyillər. Buna görə də müxtəlif növ şüşələrdən hazırlanmış toplayıcı və səpici linzaları kombinə etməklə axromatik optik sistem almaq olar.

Astigmatizm. Çəp şüalarda nöqtəvi cismin xəyalı bir-birinə nəzərən sürüşmüş, qarşılıqlı perpendikulyar olan iki düz xətt parçası şəklində olur, yəni astigmatik olur. Bu xəta uyğun əyrilik radiuslarını və sındıran səthlərin optik qüvvələrini seçməklə aradan qaldırılır.

Adları yuxarıda çəkilən xətalı aradan qaldırılmış sistem anastigmat sistem adlanır.

Distorsiya. Görmə sahəsi sərhədlərində eninə böyütmənin qeyri-bərabərliyi ilə şərtlənmiş



xəyalın təhrifi distorsiya adlanır. Şəkil 25.26- da distorsiya ilə əlaqədar kvadratın təhrif olunmuş xəyalları verilmişdir.

Eyni vaxtda bütün xətalı aradan qaldırmaq üçün olduqca mürəkkəb optik sistemlər yaratmaq lazımdır. Lakin praktikada daha sadə yol seçirlər: verilmiş məqsədin optik sistemdə həyata keçirilməsinə mane olan xətalı aradan qaldırırlar.

XXVI Fəsil

İşığın interferensiyası

§ 26.1. İşıq dalğalarının interferensiyası

Dalğa təbiətliyi baxımından görünən işıq dalğaları $0,38 \div 0,76 \text{ mkm}$ intervalına uyğun gələn eninə elektromaqnit dalğalarıdır. Elektromaqnit dalğaları elektrik və maqnit sahələrinin intensivlik vektorlarının bir – birinə perpendikulyar müstəvilərdə rəqslərinin mühitdə yayılmasından ibarətdir.

İşıq dalğalarının rəqslərindən danışarkən elektrik vektorunun dəyişməsinə nəzərə almaq lazımdır. Təcrübələr göstərir ki, işığın müddələrlə qarşılıqlı təsiri (kimyəvi, bioloji, fizioloji və s. təsirləri) əsas etibarlı ilə elektrik vektoru vasitəsi ilə baş verir. Ona görə də işığı onun elektrik sahəsinin intensivlik vektoru ($\vec{E}$) və onun tənliyi ilə xarakterizə edirlər.

Hətta ən kiçik işıq mənbəyi belə külli miqdarda elementar mənbələrdən - atomlardan ibarətdir. Atomun hər bir şüalanma aktının ömrü çox az, təqribən 10^{-8} san. olduğundan bu şüalanma sonlu uzunluqlu monoxromatik “dalğa parçası”ndan – sinusoid parçasından ibarət olur.

“Dalğa parçası”nın vakumda uzunluğu $l = c\tau = 3 \cdot 10^8 \cdot 10^{-8} \text{ m} = 3 \text{ m}$ - dən çox olmur. Vakum olmayan mühitdə işıq daha kiçik sürətlə yayıldığından “dalğa parçası”nın uzunluğu da və deməli, dalğa uzunluğu (λ) da kiçilir. Bir qədər sonra qeyd edəcəyimiz səbəbə görə l – ə bəzən koherentliyin uzunluğu da deyirlər.

Periodları eyni olan iki dalğa bir nöqtədə rastlaşdıqda, həmin nöqtədə, bir halda zəifləmə, digər halda güclənmə müşahidə olunur. İşıq dalğalarının görüşərkən bir-birini gücləndirməsi və zəiflətməsi *interferensiya hadisəsi* adlanır.

İşığın interferensiyasını müşahidə edə bilmək üçün bir-birinin üzərinə düşən dalğaların təsirini müəyyən müddət sabit saxlamaq və ona görə də dalğaların fazalar fərqi müəyyən müddət sabit qalmasını təmin etmək lazımdır. Belə şərti ödəyən dalğalara *koherent dalğalar* deyilir. Eyni periodlu və zamandan asılı olaraq sabit fazalar fərqi malik olan dalğalar *koherent dalğalar* adlanır.

Müxtəlif atomların şüalanma aktları bir – birindən asılı olmadığından onların hətta eyni vaxtda şüalandırdığı “dalğa parçaları”nın rəqs tezlikləri, fazaları və amplitudları, eləcə də rəqs müstəviləri bir – birindən fərqli olur. Bu cür fərqlər hətta eyni atomun müxtəlif vaxtlarda şüalandırdığı “dalğa parçaları” üçün də xarakterdir. Deməli, işıq dalğaları çoxlu sayda müxtəlif monoxromatik dalğaların birgə hərəkətindən ibarətdir. Beləliklə, təbii işıq mənbələrindən heç biri monoxromatik işıq şüalandıra bilmədiyindən təbii şüaların heç biri digər ilə koherent ola bilməz. Lakin, sadə yolda bir – birilə koherent olan iki işıq dalğası almaq mümkündür. Bunun üçün təbii işıq dalğasının amplitudunu və ya dalğa cəbhəsini müəyyən üsulla iki hissəyə ayırıb, bu dalğaları bir – birindən fərqli optik yollarla hərəkət etdirmək lazımdır (bit qədər sonra koherent mənbələrin alınma üsulları haqqda bəhs edəcəyik). Dalğa hissələrinin bir – birilə görüşənədək keçdiyi optik yollarfərqli koherentliyin uzunluğundan böyük olmadıqda, onlar eyni “dalğa parçası”na mənsub olur və buna görə də eyni tezlikli monoxromatik dalğalar olacaqdır. Bu dalğaları görüşdürənədək onları elə yollarla hərəkət etdirmək olar ki, onların optik yollar fərqi və deməli, fazalar fərqi sabit qalsın. Aydındır ki, bu şərtlər ödənilsə, dalğalar bir – birilə koherent olacaqdır.

Dalğa təbiətliyi baxımından işıq, elektrikvə maqnit sahələrinin intensivlik vektorlarının rəqslərindən ibarətdir. Təcrübə göstərir ki, işığın maddələrlə qarşılıqlı təsirinə (ışığın fizioloji, fotokimyəvi, gözə təsiri, fotoeffekt hadisəsi vəs.) səbəb yalnız onun elektrik sahəsidir. Ona görə də işığı onun elektrik sahəsinin intensivlik vektoru ($\vec{E}$) və onun tənliyi ilə xarakterizə edirlər.

Hər hansı istiqamətdə, məsələn, x oxu boyunca yayılan müstəvi elektromaqnit dalğasının tənliyinə əsasən işıq dalğasının tənliyi aşağıdakı şəkildə olar:

$$E = E_m \cos(\omega t - kx + \alpha_0) \quad (26.1)$$

Burada, E - işığın elektrik sahəsinin intensivlik vektorunun fəzanın kordinatı x olan nöqtəsində, t anındakı qiymətidir. E_m - intensivlik vektorunun amplitud qiyməti, $\omega = 2\pi\nu$ - bu vektorun dairəvi rəqs tezliyi, α_0 - rəqsin başlanğıc fazası, k isə dalğa ədədidir.

Gələcəkdə bizə lazım olacağından dalğa ədədinin, eləcə də dalğa vektorunun düsturunu burada yazaq:

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{v} \quad \text{və} \quad \vec{k} = \frac{2\pi}{\lambda} \vec{n} \quad (26.2)$$

Burada, $\vec{n}$ - verilən nöqtədə dalğa cəbhəsinə perpendikulyar olan vahid vektordur. Aydındır ki, ümumi halda dalğa cəbhəsinin müxtəlif nöqtələrində dalğa vektorlarının istiqamətləri eyni olmaya da bilər.

Müxtəlif optik mühitlərdə dalğanın yayılma sürəti eyni olmadığından bu mühitlərdə işığın dalğa uzunluqları da bir – birindən fərqli olacaqdır. Tezliyi ν olan işığın vakuumdakı dalğa uzunluğu λ_0 olarsa, onda maddədən keçərkən işığın dalğa uzunluğu bu maddənin şüasındırma əmsalı dəfə azalacaqdır:

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{n} \quad (26.3)$$

Bildiyimiz kimi, işığın rəqs tezliyi çox yüksək, yəni $\nu = 10^{15}$ hc tərtibdəndir. İşıq dalğasının daşdığı enerji selinin sıxlıq vektorunun dəyişmə tezliyi isə bundan iki dəfə böyükdür. Bu cür sürətli dəyişməni nəinki göz, ən həssas optik cihaz belə “hiss” etməyə qadir deyildir. İşıq selinin yalnız orta qiymətini, yəni intensivliyini qeyd etmək mümkündür.

Tutaq ki, bir – birilə kohorent olan iki işıq dalğasının fəzanın ixtiyari nöqtəsində doğurduqları rəqslərinin tənlikləri aşağıdakı şəkildədir:

$$E_1 = E_{m_1} \cos(\omega t + a_1)$$

və

$$E_2 = E_{m_2} (\cos \omega t + \alpha_2). \quad (26.4)$$

Dalğaların toplanmasını amplitudların həndəsi cəminin tapılması vasitəsilə həyata keçirək. Bunun üçün vektor diaqramından istifadə edək (şəkil 26.1). Rəqslərin eyni düz xətt üzrə icra edildiklərini qəbul etsək kosinuslar teoreminə əsasən yekun rəqsin amplitudu üçün aşağıdakı ifadəni yazı bilərik:

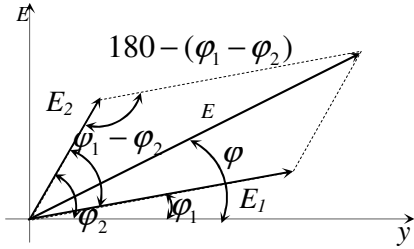
$$E_m^2 = E_{m_1}^2 + E_{m_2}^2 + 2E_{m_1} \cdot E_{m_2} \cos(\alpha_2 - \alpha_1) \quad (26.5)$$

İşığın intensivliyi E_m^2 ilə mütənasib olduğundan (26.5) düsturuna əsasən işığın yekun intensivliyi:

$$J = J_1 + J_2 + 2\sqrt{J_1 J_2} \cos(\alpha_2 - \alpha_1) \quad (26.6)$$

düsturu ilə ifadə olunur.

İki təbii işıq mənbəyinin dalğaları üçün fazalar fərqi tez – tez dəyişərək sıfırdan 2π - yə qədər mümkün olan bütün qiymətləri eyni ehtimalla alır. Onda yekun intensivliyin (J) qiyməti həm zaman və həm də məkan etibarilə tez – tez dəyişəcəkdir. Nə gözümlə və nə də heç bir optik cihaz belə dəyişməni hiss etməyə qadir olmadığından, müəyyən ani müddət üçün intensivliyin yalnız orta qiymətini qeyd etmək mümkündür. Qeyd etdiyimiz kimi, belə orta qiymət üçün



Şəkil 26.1

$\cos(\alpha_2 - \alpha_1) = 0$ - dır. Ona görə də $J = J_1 + J_2$, yəni fəzanın istənilən nöqtəsində yekun intensivlik toplanan rəqslərin intensivliklərinin cəmi ilə təyin olunan eyni qiymətə malik olacaqdır, başqa sözlə desək, belə fəza hər yerdə bərabər işıqlanacaqdır. Lakin toplanan dalğalar fəzanın verilən nöqtəsinə heç olmazsa müşahidə müddətində dəyişməyən fazalar fərqi ilə daxil olduqda, (26.6) düsturuna əsasən həmin nöqtədə işığın yekun intensivliyinin qiyməti də sabit qalacaqdır. Fəzanın müxtəlif nöqtələrinə işıq dalğaları bir – birindən fərqlənən müxtəlif fazalar fərqi ilə daxil olur. Ona görə də müxtəlif nöqtələrdə fazalar fərqi qiyamətindən asılı olaraq işığın yekun intensivliyinin qiyməti də bir – birindən fərqlənəcəkdir. Başqa sözlə, belə fəzada işığın interferensiyası hadisəsi baş verəcəkdir: fazalar fərqi üçün $\cos(\alpha_2 - \alpha_1) > 0$ şərtinin ödənilməsi nöqtələrdə $J > J_1 + J_2$; $\cos(\alpha_2 - \alpha_1) < 0$ şərtinin ödənilməsi nöqtələrdə isə $J < J_1 + J_2$ olacaqdır. Xüsusi halda fazalar fərqi $\alpha_2 - \alpha_1 = \pm 2\pi k$ ($k = 0, 1, 2, 3, \dots$) qiymətlərində dalğalar bir – birini maksimum gücləndirəcək, $\alpha_2 - \alpha_1 = \pm(2k + 1)\pi$ qiymətlərində isə maksimum zəiflədəcəkdir. Bu şərtlər daxilində toplanan dalğaların amplitudları da bir – birinə bərabərdirsə ($E_{m_1} = E_{m_2}$) intensivliyin maksimum qiyməti $J = 4J_1$, minimum qiyməti isə $J = 0$ olacaqdır. Aydındır ki, belə vəziyyətdə interferensiya mənzərəsi daha aydın və qabarıq müşahidə ediləcəkdir.

İnterferensiya mənzərəsinin aydın müşahidə edilməsi xeyli dərəcədə mənbəyin ölçüsündən asılıdır: mənbəyin ölçüsü işığın dalğa uzunluğundan nə qədər kiçik olarsa, interferensiya mənzərəsi də bir o

qədər aydın görünəcəkdir. Çünki, bu halda mənbəyin istənilən nöqtəsindən müşahidə nöqtəsinə qədər olan məsafələr arasındakı fərq işığın dalğa uzunluğundan kiçik olacağından, belə mənbədən hər bir müşahidə nöqtəsinə müxtəlif yollarla daxil olan şüaların optik yollar fərqi tamamilə sabit hesab etmək olar.

Mənbəyin ölçüsü işığın dalğa uzunluğuna bərabər və ya ondan böyük olduqda, mənbəyin müxtəlif nöqtələrindən hər bir müşahidə nöqtəsinə daxil olan şüaların optik yollar fərqi bir – birindən dalğa uzunluğuna nisbətən daha çox fərqlənəcəklərindən sabit qalmayacaqdır. Ona görə də bu hal üçün işığın interferensiya maksimumlarının və minimumlarının kəskin sərhədi olmayacaq və mənbəyin səthi kifayət qədər böyük olduqda isə interferensiya mənzərəsi bərabər işıqlanma ilə əvəz ediləcəkdir.

Vakuumda rəqsin fazası 2π qədər dəyişdikdə optik yol λ_0 qədər sürüşdüyündən, hər hansı mühitin ixtiyari nöqtəsinə daxil olan dalğaların fazalar fərqi $(\alpha_2 - \alpha_1)$ ilə optik yollar fərqi $(\Delta = n_2 l_2 - n_1 l_1)$ arasında:

$$\Delta / \lambda_0 = (\alpha_2 - \alpha_1) 2\pi$$

münasibəti olmalıdır. Buradan interferensiya maksimumunun alınması şərti

$$\Delta = \pm \frac{\lambda_0}{2\pi} (\alpha_2 - \alpha_1) = \pm \frac{\lambda_0}{2\pi} \cdot 2k\pi = \pm k\lambda_0, \quad (26.7)$$

interferensiya minimumunun alınması şərti isə:

$$\Delta = \pm (2k + 1) \frac{\lambda_0}{2} \quad (26.8)$$

olar. Burada, $k = 0, 1, 2, 3, \dots$

Beləliklə, koherent işıq dalğalarının fəzanın verilən nöqtəsinə daxil olarkən qət etdikləri optik yollar fərqi dalğa uzunluğunun tam sayına bərabər olduqda, onlar bir – birini maksimum gücləndirəcək, tək sayda yarımdalğaya bərabər olduqda isə maksimum zəifləndirəcəkdir.

§ 26.2. Koherent mənbələrin alınma üsulları

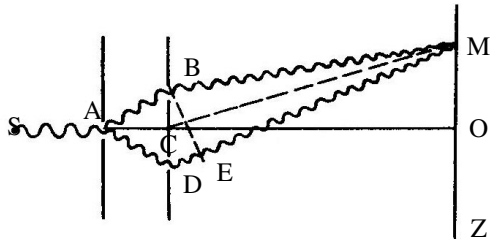
Aydındır ki, interferensiya hadisəsinin alınması üçün mənbələrin koherent olması və koherent rəqslərin bir düz xətt boyunca yayılması lazımdır. Başqa sözlə desək, koherent şüaların interferensiya mənzərəsinin alınmasında ən sadə üsul eyni bir mənbədən çıxan işıq dəstəsini iki yerə

ayırmaqla onları yenidən görüşdürməkdən ibarətdir. Bu üsullardan bəziləri ilə tanış olaq.

Yunq üsulu. İlk dəfə təcrübədə koherent şüalar əldə edən Tomson Yunq (1773–1829) olmuşdur. Yunq təcrübəsinin mahiyyəti aşağıdakı kimidir.

S işıq mənbəyi ilə Z ekranı arasında iki qeyri-şəffaf ekran qoyulmuşdur (şəkil 26.2). Birinci ekranın ortasına A deşiyi, ikinci ekranda isə bir-birinə çox yaxın olan B və D deşikləri açılmışdır. S mənbəyindən birinci ekran üzərinə düşən şüa, Huygens prinsipinə görə A nöqtəsini yeni işıq mənbəyinə çevirir.

Həmin mənbədən çıxan dalğa ikinci ekran üzərinə düşməklə B və D deşiklərini də yeni işıq mənbəyinə çevirir. B və D deşikləri üzərində eyni (S) mən-bədən şüa düş-düyündən həmin nöqtələr də koherent şüa

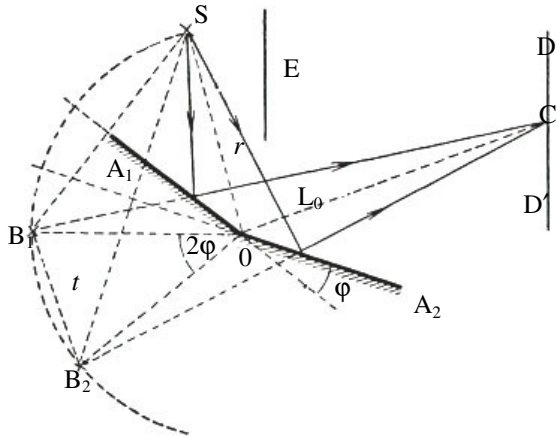


Şəkil 26.2

mənbələrinə çevrilir. Deməli, B və D mənbələrindən şüalanan dalğaların fazalar fərqi həmişə sabit qalacaq, yəni B və D mənbələri koherentdir. Yunq bu təcrübə vasitəsilə interferensiya mənzərəsi yarada bilmiş və ilk dəfə olaraq işığın dalğa təbiətli olduğunu göstərmişdir.

Frenel üsulu. Işığın interferensiyasını müşahidə etmək üçün Frenel koherent şüalar almaq məqsədi ilə müstəvi güzgü-lərdən istifadə etmişdir (şəkil 26.3).

Şəkində A_1O və A_2O bir-birinə nəzərən φ bucağı altında qoyulan iki müstəvi güzgü, S – işıq mənbəyidir. Hər iki güzgüdə S – mənbəyinin xəya-lını qurmaq üçün belə bir qaydadan istifadə edilir. Obyekt güzgünün qabağında



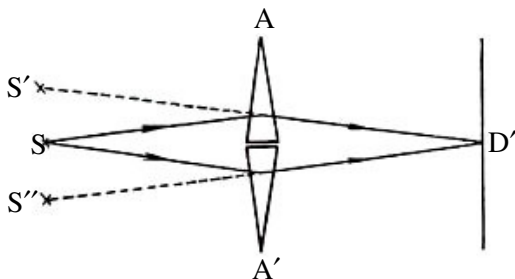
Şəkil 26.3

Şəkil 26.4

ondan nə qədər məsafədə isə, onun məfhum xəyalı da güzgünün arxasında həmin məsafədə alınır. Təcrübədə A_1O və A_2O müstəvi güzgüləri arasında əmələ gələn bucaq 180° -yə yaxın olmaq şərtilə qoyulduğundan mənbələrin iki B_1 və B_2 kimi xəyalları alınacaqdır. Bu xəyallar da koherent şüa mənbələridir. Həmin mənbələrdən çıxan şüa dəstələri eyni bir mənbə-dən alındığına görə kohe-rentdir və interferensiya mən-zərəsi verə bilər. İşığın birba-şa ekrana düşməməsi üçün E arakəsmə (pərdə) qoyulur.

Güzgülər əvəzində B və D kimi iki prizmadan istifadə edərək, koherent şüa mənbələri əldə etmək olur. S mənbəyindən prizmalar üzərinə düşən şüalar prizmaların oturacaqlarına doğru sınıraq prizmadan çıxacaq və çəkildə görüldüyü kimi iki S_1 və S_2 koherent şüa mənbəyi yaratmış olacaqdır (şəkil 26.4). Mahiyyət etibarilə Frenel biprizmalarında aparılan təcrübə Frenel güzgülərindəkinin eynidir.

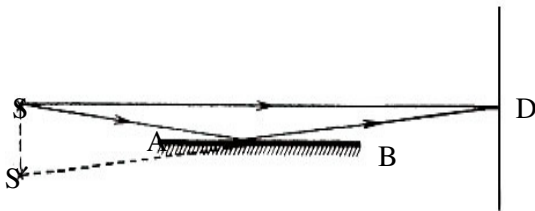
Frenel biprizması. Bu təcrübədə S mənbəyindən çıxan işıq A və A' sındırıcı bucaqları kiçik olan və oturacaqları bir-birinin üzərinə düşən iki prizmada sınır (şəkil 26.5). Prizmalar şüaları əks tərəfə sındırır. Bu halda iki məfhum S' və S'' koherent işıq mənbələri əmələ gəlir. Bu mənbələrdən gələn şüalar D sahəsində kəsişərək interferensiya zolaqları verir.



Şəkil 26.5

Müstəvi güzgü S mənbəyinə nəzərən eyni yerləşdirilir ki, şüa güzgü səthinə 90° -yə yaxın bucaq altında düşsün (şəkil 26.6).

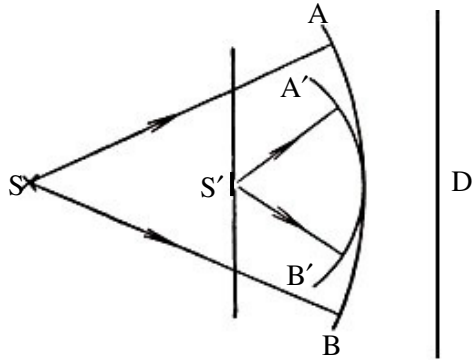
S mənbəyindən bilavasitə çıxan şüalar ilə AB güzgüsünün səthindən qayıdan şüalar interferensiya edirlər. Güzgüdən qayıdan şüa və S mənbəyindən birbaşa düşən şüa koherent olduğundan görüşdükdə interferensiya mənzərəsi yaradır. Lloyd güzgüsü ilə müşahidə edilən interferensiya mənzərəsinin



xüsusiyyəti ondan ibarətdir ki, burada mərkəzi zolaq işıqlı yox, qaranlıq alınır.

Bu onunla izah olunur ki, interferensiya yaradan şüaların biri optik sıx mühit sərhədindən əks olunaraq ekrana düşür. Bu halda işıq vektoru fazasını π qədər dəyişir ki, bu da $\frac{\lambda}{2}$ qədər yol itkisinə müvafiqdir. Ekranın ortasında həndəsi yollar fərqi sıfır olduğundan bu hal üçün fiziki yollar fərqi $\frac{\lambda}{2}$ olacaqdır. Bu da minimum interferensiya mənzərəsinə uyğundur.

Linnik üsulu. Bu üsulda S nöqtəvi mənbəyi ilə ekran arasında kiçik S_i dəyişən olan müstəvi yarım-şəffaf lövhə yerləşdirilmişdir (şəkil 26.7). S nöqtəvi mənbədən çıxan işıq AB sferik dalğa verir. AB dalğa-sının yolunda müstəvi paralel və yarımşəffaf lövhə qoyulmuşdur ki, bu da AB dalğasının səthini dəyişmədən onu bir qədər zəiflədir. Lövhədə kiçik S' dəyişən açılır. Huygens prinsipinə görə bu dəyişən mərkəzi S' -də olan yeni $A'B'$ sferik dalğanın mənbəyi vəzifəsini görür. AB və $A'B'$ dalğaları koherent olduğundan D ekranında halqa şəklində interferensiya zolaqları verir.



Şəkil 26.7

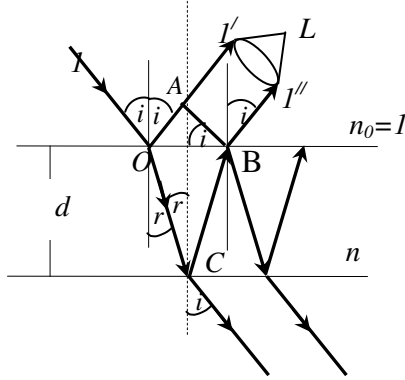
Linnik üsulunun yuxarıda qeyd etdiyimiz üsullardan fərqli olması ondan ibarətdir ki, bütün üsullarda koherent mənbələr ekrana paralel xətt üzərində yerləşdiyi halda, burada ekrana perpendikulyar xətt üzərində yerləşir

§ 26.3. Nazik təbəqələrdə işığın interferensiyası

Təbiətdə su üzərində yaranan yağ yaxud neft təbəqəsinin, sabun

qabarcıqlarının, metalların üzərində yaranan oksid təbəqəsinin alt və üst üzlərindən qayıdan işığın interferensiyası nəticəsində yaranan, əlvan rəngli mənzərəyə tez – tez rast gəlinir. **Nazik təbəqə** dedikdə qalınlığı dalğa uzunluğu ilə müqayisə olunan təbəqə başa düşülür.

Tutaq ki, sındırma əmsalı n və qalınlığı d olan müstəvi paralel şəffaf təbəqə üzərinə i bucağı altında müstəvi monoxromatik işıq dəstəsi düşür. (şəkil 26.8). Məsələnin sadələşdirilməsi məqsədi ilə bu təbəqə üzərinə bir şüanın düşdiyünü fərz edək. Təbəqənin səthindəki O nöqtəsində şüa ikiye bölünür: həm qismən təbəqənin üst səthindən qayıdır, həm də qismən təbəqədə sınır. Sınan şüa C nöqtəsinə çatdıqdan sonra isə həm havada qismən sınır ($n_0 = 1$), həm də qayıdır və B



Şəkil 26.8

nöqtəsinə çatır. Bu nöqtədə şüa yenidən qismən qayıdır və i bucağı altında sınaraq yenidən havaya çıxır. Əgər $1'$ və $1''$ şüalarının qarşısına toplayıcı linza qoysaq, onda onlar linzanın fokal müstəvisinin P nöqtələrinin birində görüşərək interferensiya mənzərəsi yaradar. Interferensiya verən şüalar arasındakı yollar fərqi təyin edilək.

O nöqtəsindən AB müstəvisinə qədər interferensiya yaranan $1'$ və $1''$ şüalarının arasında yaranan optik yollar fərqi

$$\Delta = n(OC + CB) - n_0 \cdot OA \pm \lambda_0 / 2 \quad (26.9)$$

olar. Burada, n_0 – nazik təbəqəni əhatə edən mühitin (havanın) sındırma əmsalı vahid qəbul edilir, n – nazik təbəqənin sındırma əmsalı, $\pm \lambda_0 / 2$ – isə işığın iki mühiti ayıran səthdən qayıdan zaman optik yollar fərqi yarım dalğa dəyişməsi ilə əlaqədardır. Məlumdur ki, işıq optik sıxlığı az (çox) olan mühitdən optik sıxlığı çox (az) olan mühit sərhəddinə düşdükdə qayıdan şüanın rəqs fazası π qədər dəyişdiyindən şüaların optik yollar fərqi $\lambda_0 / 2$ qədər azalır (çoxalır). Əgər $n > n_0$ olarsa, onda optik yollar fərqi yarım dalğa geri qalması yaxud itgisi O nöqtəsində baş verər və $\lambda_0 / 2$ – yarım dalğa dəyişməsi mənfi işarəli olar; $n < n_0$ olduqda

isə yarım dalğa əlavəsi C nöqtəsində baş verər və $\lambda_0/2$ - yarım dalğa dəyişməsi müsbət işarəli olar. Şəkil 26.8 - ə əsasən, $OC = CB = d / \cos r$ və $OA = OB \sin i = 2d \operatorname{tg} r \sin i$ olar.

Verilən hal üçün sınma qanunu, yəni $\sin i = n \sin r$ olduğunu nəzərə alsaq, alırıq:

$$\Delta = 2dn \cos r = 2dn \sqrt{1 - \sin^2 r} = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i}$$

Yarım dalğa dəyişməsinə də nəzərə almaqla, optik yollar fərqi üçün aşağıdakı ifadəni alırıq:

$$\Delta = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} \pm \lambda_0 / 2. \quad (26.10)$$

Şəkil 26.8 – də təsvir edilmiş hal üçün ($n > n_0$) optik yollar fərqi,

$$\Delta = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \lambda_0 / 2 \quad (26.11)$$

şəklində ifadə olunur. (26.11) düsturunu uyğun olaraq (26.7) və (26.8) –dən nəzərə alsaq, onda P nöqtəsində **interferensiya maksimumu üçün**

$$2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \lambda_0 / 2 = k \cdot \lambda_0 \quad (k = 0, 1, 2, \dots) \quad (26.12)$$

interferensiya minimumu üçün isə

$$2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \lambda_0 / 2 = (2k + 1) \frac{\lambda_0}{2} \quad (k = 0, 1, 2, \dots) \quad (26.13)$$

Ifadələrini almış olarıq.

Qeyd etmək lazımdır ki, interferensiya, yalnız əgər təbəqənin ikiqat qalınlığı düşən dalğanın koherentliyi uzunluğundan az olduqda müşahidə olunur.

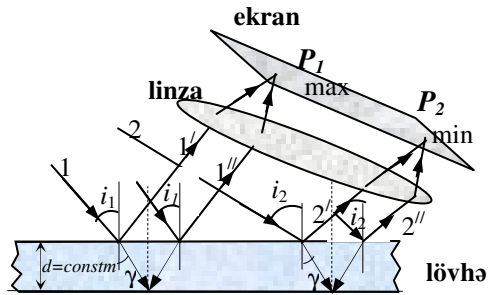
(26.10) ifadəsindən göründüyü kimi, nazik təbəqəsinin alt və üst üzlərindən qayıdan şüaların arasında yaranan optik yollar fərqi həm təbəqənin d qalınlığından, həm də i düşmə bucağının qiymətindən asılıdır. Bu kəmiyyətlərdən biri sabit qaldıqda, optik yollar fərqi yalnız digər parametrlərlə təyin olunduğundan, alınan interferensiya zolaqları vasitəsilə bir sıra nəticələrə nail olmaq mümkündür. Bu hallara ayrılıqda baxaq.

1. Bərabər meylin interferensiya zolaqları (müstəvi paralel üzlü lövhələrdən interferensiya).

(26.12) və (26.13) ifadələrindən görünür ki, müstəvi paralel üzlü lövhələrdə (təbəqələrdə) interferensiya mənzərəsi λ_0, d, n və i kəmiyyətləri ilə təyin edilir. Verilmiş λ_0, d və n üçün i şüalarının hər bir meylinə özünün interferensiya zolaqları uyğun gəlir. Eyni qalınlıqda olan təbəqə üzərinə monoxromatik şüalar düşərkən, şüaların yollar fərqi ancaq düşmə bucağından asılı olmalıdır, belə ki, i -dən asılı olaraq bir istiqamətdə düşən şüalar güclənərsə, digər bir istiqamətdə düşən şüalar zəifləyəcəkdir. Əks olunan şüalar üçün maksimum və minimum alınma şərti (26.12) və (26.13) ifadələri ilə təyin olunacaqdır.

Bu halda əmələ gələn interferensiya zolaqlarına **bərabər meylin interferensiya zolaqları** deyilir.

Lövhənin üst və alt üzlərindən qayıdan $1'$ və $1''$ şüaları bir –birinə paraleldirlər, çünki lövhə müstəvi paraleldir. Ona görə də interferensiya verən $1'$ və $1''$ şüaları yalnız sonsuzluqda kəsişirlər, buna görə də deyirlər ki, bərabər meyilli zolaqlar sonsuzluqda lokallaşmışlar. Onların müşahidəsi üçün, toplayıcı linzadan və linzanın fokal müstəvisində yerləşmiş E ekranından istifadə olunur (şəkil 26.9). Bir – birinə paralel olan $1'$ və $1''$ şüaları linzanın P_1 foksunda görüşürlər (şəkil 26.9 – da linzanın optik oxu $1'$ və $1''$ şüalarına paraleldir).



Səkil 26.9

Bu nöqtəyə həmçinin, 1 şüasına paralel olan digər şüalarda gəlirlər, nəticədə ümumi intensivlik artır. Başqa bucaq altında meyil edən 2 şüaları, linzanın fokal müstəvisinin digər P_2 nöqtəsinə görüşürlər. Asanlıqla göstərmək olar ki, Əgər linzanın optik oxu lövhənin səthinə perpendikulyar olarsa, onda eyni meyilli zolaqlar mərkəzi linzanın foksunda olan dairəvi həlqələr formasında olacaqdır.

Eyni i_1 bucağı altında düşən şüalar üçün (26.11) ifadəsi ilə təyin olunan yollar fərqi dalgə uzunluğunun tam misllərinə bərabər olan P_1 nöqtəsində maksimum işıqlanma, digər hər hansı

i_2 bucağı altında düşən şüalar üçün yollar fərqi dalğa uzunluğu yarısının tək misillərinə bərabər olan P_2 nöqtələrində minimum işıqlanma - qaranlıq yaranacaqdır.

Təcrübədə həmin hadisəni müşahidə etmək üçün $\frac{1}{4}$ dalğa uzunluğu dəqiqliyi ilə hazırlanmış paralel üzlü löv-hədən və enli işıq mənbəyin-dən istifadə edilir.

Əgər müşahidə bilavasitə gözlə aparılırsa və lövhəyə ağ işıq düşərsə, müşahidəçi müxtəlif istiqamətdə lövhənin müxtəlif rənglərə boyanmış olduğunu görəcəkdir. Belə bir hadisə su üzərində yağ və neft dağıldıqda, eləcə də, sabun köpüyü üzərində işıq düşdükdə müşahidə olunur.

Optik cihazların linzaları üzərinə düşən şüaların, az miqdarda da olsa müəyyən hissəsi linza səthindən əks olunur. Xüsusilə fotoaparatta həmin şüalar məqsədəuyğun olmur.

İnterferensiya hadisəsindən istifadə edərək əks olunan şüaları zəiflətmək mümkündür. Bu məqsədlə linzanın üzərinə qalınlığı $\frac{1}{4}$ dalğa uzunluğuna bərabər olan nazik şəffaf təbəqə çəkilir. Təbəqə maddəsinin sındırma əmsalı, linza maddəsinin sındırma əmsalından kiçik olmalıdır. Təbəqənin alt və üst səthlərindən əks etmiş şüaların yollar fərqi $\frac{1}{2}\lambda$

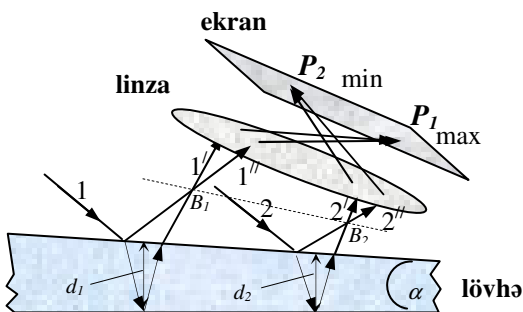
olduğundan həmin şüalar bir-birini zəifləndirərək yoxa çıxır. Təbəqənin qalınlığından asılı olaraq, bu və ya digər rənglər zəifləmiş olur. Fotoaparatın obyektivi üzərinə çəkilmiş təbəqənin qalınlığını seçməklə əks olunan şüalar içərisində mavi şüalar müstəsna olmaqla yerdə qalanlarını zəifləndirmək olur ki, bunun nəticəsində obyektiv mavi rəngdə görünür.

2. Bərabər qalınlığın interferensiya zolaqları (qalınlığı müntəzəm dəyişən lövhələrdən interferensiya).

Tutaq ki, eyni qalınlığa malik olmayan (qalınlığı müntəzəm dəyişən) pəzəkili şəffaf cisim üzərinə (yan üzləri arasındakı α bucağı kiçik olan), yayılma istiqaməti 1 və 2 paralel şüaları ilə eyni olan müstəvi dalğa düşür (şəkil 26.10). Düşən 1 şüasının bölündüyü bütün şualardan, yəni pəzəkili şəffaf cismin üst və alt səthlərindən qayıdan, $1'$ və $1''$

şüalarına baxaq. Pazşəkilli nazik təbəqənin və linzanın müəyyən qarşılıqlı vəziyyəti zamanı $1'$ və $1''$ şüaları, B nöqtəsinin xəyalı olan və linzanın fokal müstəvisinin hər hansı bir P_1 nöqtəsində görüşürlər. $1'$ və $1''$ şüaları koherent olduqlarından, onlar interferensiya mənzərəsi yaradırlar. Əgər mənbə pazşəkilli nazik təbəqənin səthindən kifayət qədər uzaqda yerləşirsə və α bucağı həddən artıq kiçikdirsə, onda interferensiya yaranan $1'$ və $1''$ şüaları arasındakı optik yollar fərqi (26.10) düsturuna əsasən böyük dəqiqliklə hesablanı bilər (burada d - pazın işıq düşən hissəsindəki qalınlığıdır). Pazşəkilli nazik təbəqənin başqa nöqtəsinə düşən 2 şüasının bölünməsi zamanı yaranan $2'$ və $2''$ şüaları linza vasitəsilə P_2 nöqtəsində toplanırlar. Optik yollar fərqi isə d - in qalınlığı ilə təyin edilir. Beləliklə, E ekranında interferensiya verən zolaqlar sistemi yaranır.

İnterferensiya zolaqların hər biri, lövhənin eyni qalınlığa malik olan yerindən səpilmə zamanı yaranır (ümumi halda lövhənin qalınlığı müntəzəm olaraq dəyişir). Lövhənin eyni qalınlıqlı təbəqələrindən səpələn şüaların görüşməsi nəticəsində yaranan interferensiya zolaqlarına,



Səkil 26.14

bərabər qalınlığın interferensiya zolaqları deyilir. Pazın alt və üst tərəfləri yaxud üzləri bir – birinə paralel olmadığından $1'$ və $1''$ (eləcə də $2'$ və $2''$) şüaları, şəkil 26.14 – də təsvir edildiyi kimi, lövhənin yaxınlığında kəsişirlər. Beləliklə, eyni qalınlıqlı zolaqlar pazın səthinin yaxınlığında lokallaşırlar. Əgər işıq lövhəyə normal yaxud perpendikulyar olaraq düşürsə, onda eyni qalınlıqlı zolaqlar pazın yuxarı səthində lokallaşırlar.

3. Nyuton halqaları.

Bərabər qalınlığın interferensiya mənzərəsinə xarakter misal Nyuton halqalarıdır. Nazik təbəqələrdə işığın interferensiyasını ilk dəfə müşahidə edən Nyuton olmuşdur. Nyutonun təcrübəsinin mahiyyəti aşağıdakından ibarətdir.

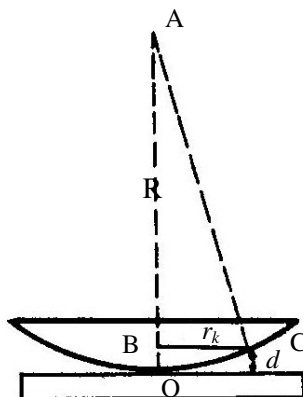
Bu hadisə paralel üzlü müstəvi şüşə lövhə üzərinə müstəvi

qabarıq linza qoymaqla müşahidə edilə bilər (şəkil 26.15). Bu zaman nazik lövhə rolunu linza ilə şüşə lövhənin üst səthi arasındakı hava təbəqəsi oynayır.

Şüşə lövhə və linza qalın olduğundan onların digər səthlərindən qayıdan şüalar interferensiya etməyəcəkdir.

Tutaq ki, paralel monoxromatik işıq dəstəsi lövhəyə normal istiqamətdə düşür. Mərkəzdən uzaqlaşdıqca hava təbəqəsi linza ilə müstəvi lövhə arasında qalınlaşdıqca, alt və üst sərhədlərdən qayıdan şüalar interferensiya mənzərəsi yaradacaqlar.

İşıq lövhənin səthinə normal istiqamətdə düşdükdə, bərabər qalınlığın interferensiya mənzərəsi konsentrik çəvrələr verdiyindən interferensiya zolaqları da həmin şəkildə alınacaq. Işıq şüaları meyilli istiqamətdə düşdükdə interferensiya zolaqları ellipslər şəklində alınacaq.



Şəkil 26.15

Əks olunan işıq şüalarının optik yollar fərqi (26.10) - a əsasən (qayıtma zamanı yarımdalğa itgisini nəzərə almaqla) havanın sındırma əmsalının $n = 1$ və $i = 0$ şərtləri daxilində

$$\Delta = 2d + \lambda_0 / 2 \quad (26.14)$$

şəklində olar. Burada, d - hava qatının qalınlığıdır. Şəkil 26.15-dən göründüyü kimi,

$$R^2 = (R - d)^2 + r^2 \quad (26.15)$$

yazmaq olar. Burada, R - linzanın əyrilik radiusu, r - dairənin radiusudur. Nəzərə alsaq ki, $d \ll R$, r , onda alarıq

$$d = r^2 / (2R) \quad (26.16)$$

(26.16) -nı (26.14) -də nəzərə alsaq,

$$\Delta = r^2 / R + \lambda_0 / 2 \quad (26.17)$$

olar. (26.17) ifadəsini interferensiyanın maksimumluq və minimumluq şərtləri üçün ifadə olunan (26.7) və (26.8) düsturlarında nəzərə alsaq, uyğun olaraq, k - cı işıqlı və k - cı qaranlıq həlqələrin radiusları üçün aşağıdakı ifadələri alarıq:

$$r_k = \sqrt{(k+1/2)\lambda_0 R}, \quad (k=1,2,3,...) \quad (26.18)$$

$$r_k = \sqrt{k\lambda_0 R}, \quad (k=0,1,2,...) \quad (26.19)$$

Uyğun həlqələrin r_k radiuslarını ölçərək və linzaların R ayrilik radiusunu bilərək, λ_0 - dalğa uzunluğunu və yaxud əksinə, məlum λ_0 -a görə linzanın R ayrilik radiusunu tapmaq olar.

Bərabər meyilli zolaqlar üçün olduğu kimi, eyni qalınlıqlı zolaqlar üçün də maksimumların vəziyyəti λ_0 dalğa uzunluğundan asılı olur. Ona görə də, işıqlı və qaranlıq zolaqlar sistemi yalnız monoxromatik işıqla işıqlandırılan zaman alınır. Ağ işıqda (təbii işıqda) işıqlandırılma zamanı əlvan rəngli interferensiya mənzərəsi müşahidə olunur. Qeyd edək ki, bütün mühakimələr qayıdan şüalar üçün aparılmışdır. İnterferensiyayı həmçinin keçən şüalarda da müşahidə etmək olar, baxmayaraq ki, baxılan halda yarımdalğa itgisi müşahidə olunmur. Ona görə də, keçən və qayıdan işığın optik yollar fərqi $\lambda_0/2$ qədər fərqlənir, yəni qayıdan şüada interferensiya maksimumlarına keçən şüadakı minimumlar və əksinə uyğun gəlir.

§26.4. Işığın interferensiyasının tətbiqi. İnterferometrlər.

İnterferensiya hadisəsi işığın dalğa təbiətli olması ilə əlaqədardır və onun kəmiyyət qanunauyğunluğu λ_0 dalğa uzunluğundan asılıdır. Ona görə də bu hadisə işığın dalğa təbiətli olduğunu təsdiq etmək üçün və dalğa uzunluğunu ölçmək üçün tətbiq olunur (*interferensiya spektroskopiyası*). İnterferensiya hadisəsindən praktikada geniş istifadə olunur. İnterferensiya hadisələri çox dəqiq ölçmələr aparmağa imkan verir. Fiziki eksperimentlərdə, istehsalatda və optikanın müxtəlif sahələrində onların istifadə olunma sahəsi sürətlə genişlənir.

İnterferensiya hadisəsi həmçinin *interferometrlər* adlanan optik cihazların iş prinsipini təyin edir. Başqa sözlə desək, interferometrlərin ümumi iş prinsipi koherent işıq dalğalarının alınması və interferensiyasına əsaslanır.

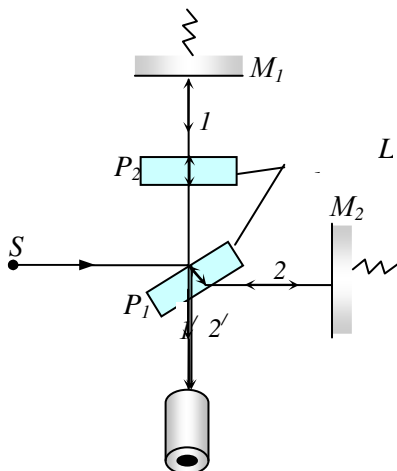
İnterferometrlərdən uzunluğun və bucaqların kiçik dəyişmələrini ölçmək, mühitin sındırma əmsalını təyin etmək, cisimlərin səthlərinin keyfiyyətinin hamarlığını yoxlamaq və s. məqsədlərlə istifadə olunur.

İnterferometrlər böyük həssaslığa malik olduğuna görə, interferensiya edən şüaların optik yollar fərqi çox cüzi dəyişdikdə interferensiya mənzərəsi kəskin sürətdə dəyişir. Ona görə də interferometrlər vasitəsilə çox incə işlər görülür. Məsələn, linzaların və güzgülərin cilalanmış səthlərinin hamarlığını, bərk cisimlərin xətti genişlənmə əmsalını, ferromaqnitlərin maqnit sahəsində, seqnetoelektriklərin elektrik sahəsində ölçülərinin dəyişməsinə yalnız interferometrlər vasitəsilə qiymətləndirmək olar. Rele interferometri maye və qazların şüasındırma əmsalını yüksək dəqiqliklə təyin etməyə imkan verir. Sındırma əmsalı maddənin kimyəvi tərkibindən asılı olduğundan interferensiya refraktometri vasitəsilə mühitin kimyəvi tərkibində baş verən dəyişiklikləri aşkar etmək mümkündür. Məsələn, kömür şaxtalarında bu qaz alışıra q partlayışa səbəb ola bilər. Ona görə də metan qazının konsentrasiyasına nəzarət edilir. Astronomiyada interferometrlər vasitəsilə ulduzların bucaq diametri təyin edilir. Bu məqsədlə ayırdetmə qabiliyyətli Maykelson interferometrindən təqribən yüz dəfələrlə yüksək olan radiorefraktometrdən istifadə edilir. Şüaların spektral tərkibini öyrənmək üçün də interferometrlərdən geniş istifadə olunur. Müasir spektral cihaz olan Furiye-spektrometrində Maykelson interferometrinin optik sxemi tətbiq edilir. Bu cihazla zəif spektri, xüsusilə onun infraqırmızı oblastını tədqiq etmək olur. Fabri-Pero interferometrindən ayırdetmə qabiliyyəti yüksək olan spektral cihazlarda spektr xətlərini etalon mənbəyin xətləri ilə müqayisə etmək üçün istifadə olunur

İnterferometrlər **ikişüahlı** (Maykelson, Jamen interferometrləri və s.) və **çoxşüahlı** (Fabri-Pero, Lümer-Qerke interferometrləri və s.) ola bilər. Bunlardan bəzilərinə nəzər yetirək.

1. Maykelson interferometri.

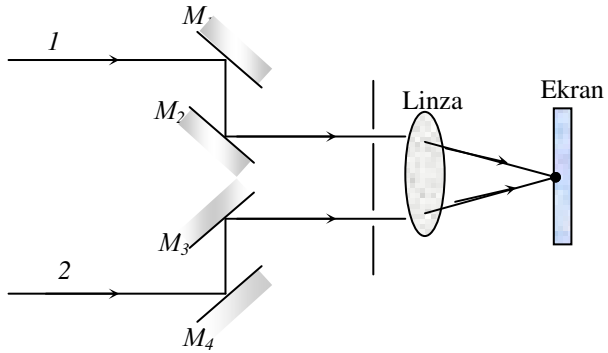
Kifayət qədər kiçik kəmiyyətləri böyük dəqiqliklə ölçməyə imkan verən Maykelson interferometrinin prinsipial sxemi şəkil 26.16- da



təsvir edilmişdir. S mənbəyindən çıxan şüa yarımsəffaf P_1 lövhəsinə düşür, bir hissəsi əks olunaraq I şüasını formalaşdırır, bir hissəsi lövhədən keçir, 2 şüası alınır. Bu şüalar M_1 və M_2 güzgülərindən əks olunaraq P_1 -ə düşürlər. $1'$ - 1 -in P_1 -dən keçən hissəsi, $2'$ - 2 -in P_1 -dən qayıdan hissəsi görüşərək interferensiya verirlər. $2'$ və $1'$ şüaları demək olar ki, eyni intensivliyə malik olurlar. Müşahidə olunan interferensiya mənzərəsi $2'$ və $1'$ şüaların yollar fərqi ilə müəyyən olunur. $2'$ şüası P_1 lövhəsini 3 dəfə, I şüası isə yalnız 1 dəfə keçdiyindən alınan əlavə yollar fərqi kompensasiya etmək üçün P_2 lövhəsindən (P_1 ilə eyni) istifadə olunur. Lakin P_2 –tam şəffaf olmur. Güzgüləri mikrometrik vintlə idarə edərək elə vəziyyət almaq olar ki, $2'$ və $1'$ şüaları demək olar ki, paralel olsun. Belə dəqiq fokuslama ilə çox kiçik kəmiyyətləri, həmçinin böyük kəmiyyətləri kifayət qədər dəqiqliklə ölçmək mümkündür.

Maykelsonun 1920-ci ildə yaratdığı ulduz interferometrinə baxaq (şəkil 26.17). Bu

interferometr teleskopa birləşdirilərək bir sıra ulduzların ölçülərini və onlara qədər məsafəni təyin etməyə imkan



Şəkil 26.17

yaratdı. Ulduzdan gələn şüalar simmetrik güzgülər sistemindən əks olunaraq görüşürlər. M_2 və M_3 güzgüləri tərpənməzdir, M_1 və M_2 isə sürüşdürülərək onlara yaxınlaşıb uzaq-laşa bilər. Bu güzgülərin arasındakı məsafədən asılı olaraq ekranda görüşmə aydınlığı minimuma düşür. Bu halda M_1 və M_4 güzgüləri arasında məsafə ulduzdan gələn işığın koherentlik radiusuna bərabər olur. (17.42) ifadəsinə görə koherentlik radiusunu bilərək ulduzun görünmə bucağı $\varphi = \lambda / L$ kimi təyin olunur. Dəqiq hesablamalar $\varphi = A\lambda / L \approx 1,22\lambda / L$ olduğunu sübuta yetirir. Maykelson təcrübələrində güzgülər arasında məsafə 6,1m seçilərək, *Beterqeyz ulduzunu* görünmə bucağının $\varphi = 0,047''$ qiyməti təyin olunmuşdur.

2. **Jamen interferometri.** Ən sadə *Jamen* interferometri müəyyən d qalınlıqlı iki müstəvi paralel lövhədən ibarətdir (Şəkil

26.18). S mənbəyindən çıxan şüa bir-birinə nəzərən kiçik φ bucağı altında qoyulmuş eyni d qalınlıqlı lövhələrdən qayıdaraq şəkildə göstərilən kimi müxtəlif şüalara ayrılır. $1'$ və $2'$ şüaları arasında optik yollar fərqi

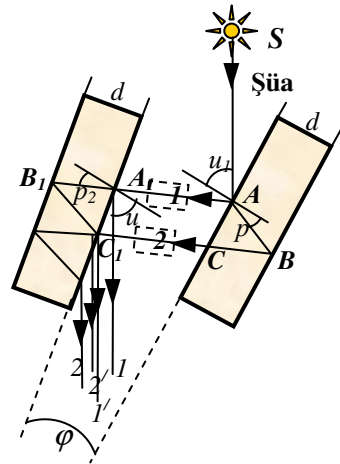
$$\begin{aligned}\Delta &= (ABC - A_1B_1C_1)n \\ \Delta &= 2dn(\cos i_1 - \cos i_2)\end{aligned}\quad (26.20)$$

olar. Müəyyən çevirmələr apararaq $\varphi = \frac{1}{2}(r_2 - r_1)$ olduğunu

nəzərə alaq:

$$\Delta = d\varphi \sin i. \quad (26.21)$$

Burada, i -düşmə bucağı, φ -sınma bucağı, n -lövhlərin sınırma əmsəlidir. Yollar fərqi yarımdalğa uzunluğunun cüt misllərinə bərabər olduqda interferensiya nəticəsində maksimum (ışıqlaşma), tək misllərində isə minimum (qaranlıq) müşahidə olunacaqdır. Lövhələr paralel yerləşdirilsə, $\varphi = 0$ və heç bir interferensiya müşahidə olunmaz.



Şəkil 26.18

Yalnız səpilən şüalar halında eyni meylin zolaqları müşahidə olunur. φ -nin qiyməti artdıqca interferensiya zolaqlarının eni azalacaqdır.

Şəkilə təsvir olunan 1 və 2 şüalarının yoluna sındırma əmsalları n_1 və n_2 olan eyni l qalıqlığında mühitlər daxil edilərsə, bu şüalar arasında

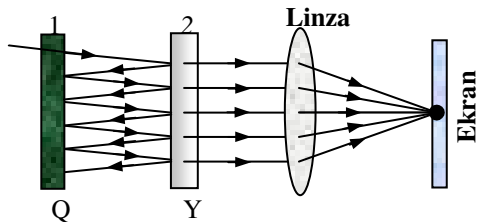
$$\Delta' = l(n_2 - n_1) \quad (26.22)$$

qədər əlavə yollar fərqi əmələ gəlir. Yollar fərqi dalğa uzunluğu ilə münasibətindən

$$l(n_2 - n_1) = k\lambda \quad (26.23)$$

müşahidə olunan interferensiya zolaqları k tərtib sürüşməyə məruz qalar. Bu üsuldə l küvetdə n_1 -məlum olarsa, naməlum n_2 - sındırma əmsalını 10^{-7} dəqiqliyi ilə təyin etmək mümkündür. Jəmen interferometri ilə qazların vahiddən cüzi fərqlənən sındırma əmsallarını təyin etmək mümkün olur.

3. Fabri Pero interferometri. Çoxşüalı interferometrlərin tətbiqinə misal olaraq spektroskopiyada şüalanma xətlərinin incə quruluşunu təyin edilməsi göstərilə bilər. Çoxşüalı interferometr olaraq Fabri



Səkil 26.19

Pero etalonuna nəzər yetirək. Bu cihaz yaxşı cilalanmış iki kvərs və ya şüşə lövhədən ibarətdir (Şəkil 26.19). Dalğa uzunluğundan xeyli kiçik kələkötürlüyə malik 1 və 2 lövhələrinə QS (qeyri şəffaf) və YS

(yarımşəffaf) metal qatlar (güzgü) çəkilir. Xarici qatdan əks olunan şüaları sıradan çıxarmaq üçün lövhələrin müstəvi paralelliyi pozulur və onlar paz şəklində düzəldilir. Lövhələrdən biri tərpənməz bərkidilir, digəri isə mikrometrik vintlə hərəkət etdirilə bilər.

XXVII Fəsil

İşığın difraksiyası

§ 27.1. İşığın difraksiyası. Huygens – Frenel prinsipi

Həndəsi optikada işıq şüası anlayışından, yəni düz xətt boyunca yayılan ensiz işıq dəstəsindən geniş istifadə olunur. İşığın bircinsli mühitdə düzxətt boyunca yayılması hələ eramızdan əvvəl IV-V yüzilliklərdə insanlara məlum idi. Bu qanunun inandırıcı

təsdiqi kimi, nöqəvi işıq mənbəyi qarşısına qoyulan qeyri şəffaf maneənin arxasında kölgənin yaranmasını, Ayın və Günəşin tutulmasını göstərmək olar.

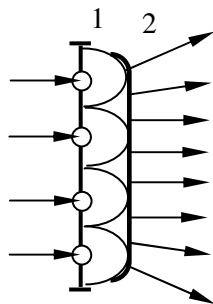
İşığın düzxətt boyunca yayılması, XVIII əsr fizikasında hakim olan Nyuton nəzəriyyəsi ilə (1704) asanlıqla izah olunurdu. Bu nəzəriyyəyə əsasən işıq, bircinsli mühitdə bərabərsürətli və düzxətt boyunca hərəkət edən xüsusi hissəciklər selindən –korpuskullardan ibarətdir. Lakin interferensiya hadisəsi işığın dalğa xarakterli olmasını təsdiq edir. Belə olduqda, işığın bircins mühitdə, düz xətt boyunca yayılması və kiçik maneələrə rast gəldikdə düzxətli yayılma istiqamətindən kənara çıxması hadisələri də dalğa nəzəriyyəsinə əsasən izah edilməlidir. Lakin Hüygens prinsipi də bu suallara cavab verə bilmədi. Belə ki, müxtəlif istiqamətlərdə yekun dalğa intensivliyinin müəyyən edilməsi məsələsi Hüygens prinsipinə görə həll edilməmiş qaldı. Hüygens prinsipinə görə (1690) dalğanın çatdığı hər bir nöqtə yarımsferik dalğa mənbəyinə çevrilir və həmin yarımsferik dalğaların qurşayanı dalğa cəbhəsini verir. Bu prinsip qeyd etmək lazımdır ki, sırf həndəsi xarakter daşıyır. Bu nəzəriyyənin də uğurları ilə yanaşı çətinlikləri də oldu. Beləliklə, aydın deyil, əgər işıq dalğa təbiətlidirsə, dəqiq – aydın kölgə ümumiyyətlə necə yarana bilər. Sonralar həmçinin işığın korpusklyar nəzəriyyəsinin tərəfdarlarının da çətinlikləri meydana çıxdı, məsələn, interferensiya hadisəsinin izahında. Bundan başqa, təcrübələr göstərdi ki, işığın düzxətt boyunca yayılma qanunu universal qanun deyildir. O, işığın kifayət qədər ensiz yarıqdan və deşikdən keçməsi zamanı, xüsusi ilə də çoxda böyük olmayan qeyri şəffaf maneələrin işıqlandırılması zamanı aşkar formada pozulur. Bu zaman dəyişin və ya maneənin arxasında yerləşdirilmiş ekranda, dəqiq sərhədlə ayrılmış işıq və kölgə əvəzinə intrefrensia maksimumları və minimumları müşahidə olunur.

Beləliklə, işığın dalğa təbiəti, eləcə də onun optik cəhətdən qeyri bircins mühitdə yayılması zamanı həndəsi optika qanunlarından kənara çıxması ilə əlaqədar müşahidə olunan hadisələr məcmusuna *ışığın difraksiyası* deyilir. Başqa sözlə, *ışığın*

difraksiyası dedikdə işığın qarşısına çıxan maneəni aşıb keçməsi, yəni həndəsi optika qanunlarından kənara çıxması başa düşülür.

Qeyd etmək lazımdır ki, Hütgens prinsipi işığın difraksiya hədsizəsini dalğa təbiəti mövqeyindən *keyfiyyətcə* izah etsə də, bu prinsip müxtəlif istiqamətlərdə yekun dalğa intensivliyinin müəyyən edilməsi məsələsini *kəmiyyətcə* izah edə bilmədi.

XIX əsrin əvvəllərində işığın dalğa nəzəriyyəsinin təsdiqində və onun sonrakı inkişafında, o cümlədən, işığın difraksiyasını kəmiyyətcə izah etməyə imkan verən hesablanma metodunun verilməsində Frenel həlledici rol oynadı. Ona həmçinin, işığın düzxətt boyunca yayılma qanununun təqribi olduğunu göstərmək nəsim olmuşdur. Müəyyən olundu ki, bu qanun, eləcə də bütövlükdə həndəsi optika yalnız işığın dalğa uzunluğunun $\lambda \rightarrow 0$ şərtində mütləq doğrudur.



Şəkil 27.1

Frenel göstərmişdir ki, Hüygens prinsipi əsasında ikinci dalğaların amplitud və fazalarını nəzərə almaqla fəzanın istənilən nöqtəsində yekun intensivliyi təyin etmək mümkündür. Bu prinsipə görə (2) dalğa cəbhəsi (1) cəbhəsindən yayılan dalğa səthlərinin yalnız qurşayanı deyil, həm də onların interferensiyasının nəticəsidir (şəkil 27.1). Bu istiqamətdə araşdırmalar difraksiyanı tam izah edən Hüygens-Frenel prinsipini formalaşdırmışdır (1815). Hüygens-Frenel prinsipinə görə ikinci (və ya sonrakı) S dalğa səthinin hər bir elementi amplitudu elementar səthin ΔS sahəsi ilə təyin olunan dalğaların toplanmasından ibarətdir (şəkil 27.2).

Hüygens-Frenel prinsipində sferik dalğa halına nəzər yetiriksə, elementar ΔS səthindən r məsafəsində yerləşən P müşahidə nöqtəsinə gələn dalğanın tənliyi

$$\Delta E = K(\varphi) \frac{a_0}{r} \cos(\omega t - kr + \alpha_0) \Delta S$$

kimi təyin olunur. Burada, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ - dalğanın yayılma istiqamətində

dalğa vektoru, α_0 və $\omega t + \alpha$ uyğun olaraq dalğa səthində yerləşən nöqtədə dalğanın amplitud və fazası, K görünmə funksiyası adlanan və r ilə ΔS səthinin n normalı arasındakı φ bucağının qiymətindən asılı olan kəmiyyətdir.

$K(\varphi)$ funksiyası $\varphi = 0 \Rightarrow K = 1$;

$\varphi = 180^\circ \Rightarrow K = 0$ qiymətlərini alır,

aralıq hallarda isə $0 \leq K \leq 1$ şərti ödənilir. Elementar səth çox kiçik

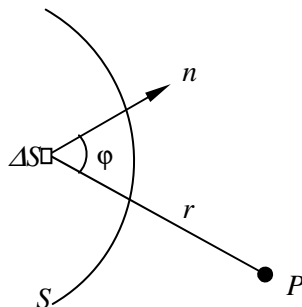
götürülərsə, P nöqtəsinə S dalğa səthinin bütün nöqtələrindən gələn dalğaların toplanmasını integrallama ilə təyin etmək olar:

$$E = \int_S dE = \int_S K(\varphi) \frac{a_0}{r} \cos(\omega t - kr + \alpha_0) dS \quad (27.1)$$

Bu ifadə Hüygens-Frenel prinsipinin əsas tənliyidir və istənilən halda yekun amplitudu təyin etməyə imkan verir. Deməli, işığın yayıldığı P nöqtəsində yaranan rəqs maneənin bütün nöqtələrindən gələn ikinci dalğaların məcmusu kimi təyin olunur.

Beləliklə, Frenel ikinci dalğaların koherentliyini nəzərə alaraq Hüygens prinsipini interferensiya prinsipi ilə tamamladı və qarşıya çıxan yuxarıda qeyd etdiyimiz çətinliyi həll etdi. Bu səbəbdən də Hüygens prinsipi Hüygens–Frenel prinsipi adlanır.

Hüygens–Frenel prinsipi işığın difraksiya hadisəsini bütün təfəsilatı ilə izah edir. Bu prinsipin Hüygens prinsipində formal olaraq daxil edilmiş dalğaların qurşayanına dərin fiziki məna verdi. Belə ki, Hüygens prinsipi, dalğa cəbhəsinin əvvəlki anda hər bir nöqtəsi yanında əmələ gələn elementar dalğalara qurşayan çəkərək cəbhənin yeni vəziyyətini qurmağa imkan yaradır. Burada qurşayan səth elementar koherent dalğaların qarşılıqlı interferensiyası nəticəsində intensivliyin böyük qiymətlərinə müvafiq olan nöqtələrin həndəsi yeri kimi başa düşülür.



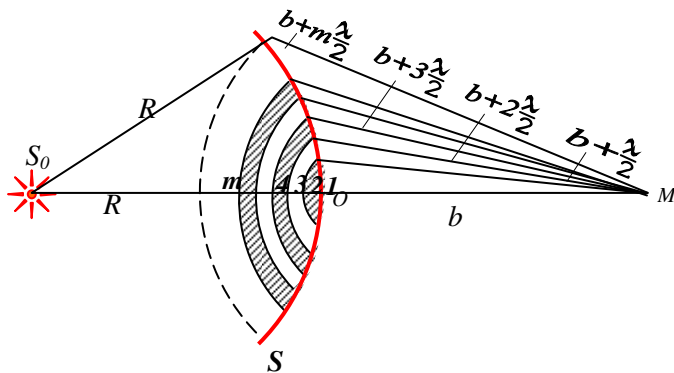
Səkil 27.2

Frenelin ideyasına görə istənilən anda dalğa səthi yalnız sadəcə ikinci dalğaların qurşayanı yox, onların interferensiyasının nəticəsidir.

§ 27.2. Frenel zonaları metodu. Işığın düzxətt boyunca yayılması.

Hüygens – Frenel prinsipinin köməyi ilə işığın bircins mühitdə düzxətt boyunca yayılması qanununu dalğa nöqtəyi - nəzərindən əsaslandıraraq. Tutaq ki, S_0 - nöqtəvi monoxromatik işıq mənbəyi (şəkil 27.3), M - isə müşahidə nöqtəsidir.

Köməkçi S səthi kimi S_0 - nöqtəvi işıq mənbəyinin R radiuslu dalğa səthini götürək və bu nöqtəvi mənbədən yayılan sferik dalğanın M nöqtəsində ya-



Şəkil 27.3

ratdığı işıq rəq-sinin amplitudunu hesablayaq (şəkil 27.3). Belə dalğanın dalğa səthi S_0M xəttinə nəzərən simmetrik olur. Bundan istifadə edərək, şəkildə təsvir edilmiş S dalğa səthini dairəvi zonalarə bölək. Bu zonaların

hər birinin kənarından M nöqtəsinə qədər olan məsafə, $\frac{\lambda}{2}$ qədər bir –

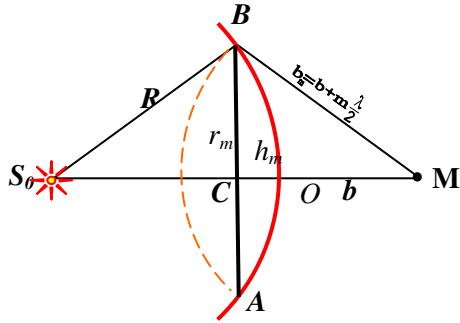
birindən fərqlənir (λ –ışığın yayıldığı müddətdəki dalğa uzunluğudur). Belə xassəyə malik olan zonaya **Frenel zonası** deyilir.

Şəkildən göründüyü kimi, m -ci zonanın xarici kənarından M nöqtəsinə qədər olan b_m məsafəsi aşağıdakı kimi təyin edilir.

$$b_m = b + m \frac{\lambda}{2} \quad (27.2)$$

M nöqtəsində iki qonşu zonaların yaratdıqları rəqslər, fazaca əksdirlər, çünki bu zonaların uyğun nöqtələrindən M nöqtəsinə qədər olan yollar fərqi $\lambda/2$ -yə bərabərdir. Ona görə də, M nöqtəsindəki yekun rəqslərin amplitudu

olacaqdır. Burada, A_m - verilmiş m - ci zonanın M nöqəsinə yaratdığı rəqsin amplitududur. A_m kəmiyyəti m -ci zonanın ΔS_m sahəsindən, həmin zonadan M müşahidə nöqtəsinə qədər olan b_m məsafəsindən və b_m - ilə m -ci zonanın səthinin ixtiyari nöqtəsinə çəkilmiş xarici normal arasındakı φ bucağından asılıdır. Şəkil 27.3 – də A və B nöqtələri m - ci zonanın xarici sərhəddinə uyğun gəlir; $|BC| = r_m - m$ - ci zonanın xarici radiusu, $|CO| = h_m$ - isə AOB kürə segmentinin hündürlüyüdür. Şəkil 27.3 – də görüldüyü kimi, S_0BC və MBC düzbucaqlı üçbucaqlardan



Şəkil 27.3

yazmaq olar. Sonuncu ifadədə müəyyən riyazi çevrilmələrdən sonra alırıq:

$\lambda \ll b$ olduğundan, m - nin çox da böyük olmayan qiymətlərində (27.5) tənliyinin sağ tərəfindəki ikinci həddi birinci ilə müqayisədə nəzərə almamaq olar. Onda, m - ci zonanın xarici radiusu üçün

və m -ci zonaya yuğun kürə seqmentinin hündürlüyü üçün isə (27.4) ifadəsində $h_m \ll R$ olduğunu nəzərə almaqla,

alarıq.

Birincidən başlayaraq, bütün m sayda Frenel zonalarının sahələrinin cəmindən ibarət olan, AOB kürə segmentinin yan səthinin sahəsi

$$S = S_1 + S_2 + S_3 + \dots + S_m$$

olacaqdır. m -ci zonanın xarici sərhədi dalğa səthindən h_m hündürlüklü sferik segment ayırır (şəkil 27.3). Onda, m - ci Frenel zonasının sahəsi

$$\Delta S_m = S_m - S_{m-1}$$

kimi təyin olunur. Burada, S_m - m sayda, S_{m-1} - isə $m-1$ sayda Frenel zonalarının əhatə etdiyi kürə segmentinin sahəsidir.

Sferik segmentin sahəsi $S=2\pi R h$ olduğundan (R –sferanın radiusu, h – segmentin hündürlüyüdür), alırıq:

$$S_m = 2\pi R h_m = \frac{\pi R b}{R + b} m \lambda \quad (27.8)$$

m -ci Frenel zonasının sahəsi isə

$$\Delta S_m = S_m - S_{m-1} = \frac{\pi R b \lambda}{R + b} \quad (27.9)$$

olar. Axırınıcı ifadədən göründüyü kimi Frenel zonasının sahəsi m dən asılı deyildir. Buradan nəticə olaraq çıxır ki, m çox böyük olmadıqda, Frenel zonalarının sahələri təqribən eyni olur. Eyni zamanda zonanın (sıra) nömrəsi artdıqca φ_m bucağı da artır və Huygens – Frenel prinsipinə uyğun olaraq M nöqtəsi istiqamətində zonaların şüalanma intensivliyi, yəni A_m amplitudu azalır. Digər tərəfdən, m - nin artması ilə A_m -in azalması, eləcə də M müşahidə nöqtəsinə qədər olan məsafənin artması ilə əlaqədardır. Beləliklə, $A_1 > A_2 > A_3 > \dots > A_m > \dots$.

Qonşu zonalardan gələn rəqslərin fazası, π qədər fərqləndiyindən, M nöqtəsindəki rəqslərin yekun amplitudu aşağıdakı formada təsəvvür edilə bilər:

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots \quad (27.10)$$

(27.10) düsturundan istifadə etməklə, dalğa cəbhəsinin açıq hissəsində yerləşən Frenel zonalarının sayı üçün

$$m = \frac{r_m^2}{\lambda} \cdot \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{b} \right) \quad (27.11)$$

yazmaq olar. Əgər $R = b = 10 \text{ sm}$ və $\lambda = 5 \cdot 10^{-5} \text{ sm}$ olarsa, onda

$m \approx 3 \cdot 10^5$ olar. Ona görə də hesab etmək olar ki, m - nin çox da böyük olmayan qiymətlərində A_m - in m - dən asılılığı xətt olur, yəni

$$A_m = \frac{1}{2}(A_{m-1} + A_{m+1}) \quad (27.12)$$

İndi isə (27.10) ifadəsini aşağıdakı formada yazaq;

$$A = \frac{1}{2}A_1 + \left(\frac{1}{2}A_1 - A_2 + \frac{1}{2}A_3\right) + \left(\frac{1}{2}A_3 - A_4 + \frac{1}{2}A_5\right) + \dots \pm \frac{1}{2}A_m$$

Axırıncı ifadə də (27.12)-ni nəzərə alsaq, mötərizə içərisində olan bütün ifadələr sıfıra bərabərdir. Onda, M müşahidə nöqtəsindəki rəqslərin yekun amplitudu üçün dalğa cəbhəsinin açıq hissəsində yerləşən Frenel zonalarının sayının tək (+) və ya cüt (-) olmasından asılı olaraq

$$A = \frac{1}{2}A_1 \pm \frac{1}{2}A_m \quad (27.13)$$

ifadəsini alırıq. Əgər dalğa cəbhəsi tam açıq olarsa, $A_m = 0$ qəbul etmək olar. Onda,

$$A = \frac{1}{2}A_1 \quad (27.14)$$

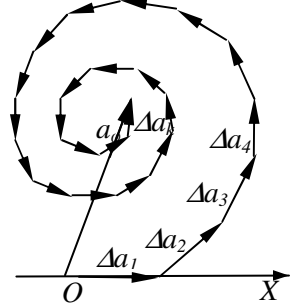
yazmaq olar. Göründüyü kimi, (27.14) düsturuna əsasən, bütün sferik dalğa səthinin ixtiyari M müşahidə nöqtəsində yaratdığı yekun amplitud, yalnız bir mərkəzi zonanın yaratdığı amplitudun yarısına bərabərdir.

Deməli, bu halda bütün zonalardan M müşahidə nöqtəsinə gələn rəqslərin yekun amplitudu mərkəzi zonanın həmin nöqtədə yaratdığı rəqs amplitudunun yarısına bərabərdir, başqa sözlə, bütün dalğa cəbhəsinin təsiri bu cəbhənin çox kiçik bir sahəsinin təsiri ilə əvəz olunur. Beləliklə, işığın S_0 mənbəyindən M müşahidə nöqtəsinə S_0M istiqamətində çox nazik kanalla, yəni düz xətt boyunca yayıldığını qəbul etmək olar.

Beləliklə, yuxarıda deyilənləri ümumiləşdirərək deyə bilərik ki, mənbə, ekran və müşahidə nöqtəsinin vəziyyətindən asılı olaraq ekranın dəyişində yerləşən Frenel zonalarının sayı vahiddən çox böyük olmazsa, işıq düz xətt boyunca yayılmayıb difraksiyaya uğrayır. Deməli, $\lambda \rightarrow 0$ şərti dalğa optikasından həndəsi optikaya keçid şərtidir. Görünən Frenel zonalarının sayı $m \gg 1$ olduqda isə işığın düz xətt boyunca yayıldığını qəbul etmək olar. İşığın düz xətt boyunca yayılmasına işığın difraksiyasının xüsusi halı kimi baxmaq olar.

§ 27.3. Amplitudların qrafik toplanma metodu.

Difraksiya nəticəsində köməkçi səthin Frenel zonalarından M müşahidə nöqtəsinə gələn işıq dalğalarının yekun amplitudunu hər bir zonadan gələn amplitudları qrafiki üsulla toplamaqla da təsvir etmək olar. Bunu üçün **amplitud vektor** anlayışından istifadə edək. **Amplitud vektor** dedikdə, elə bir $\vec{a}$ vektoru götürülür ki, bu vektorun uzunluğu ədədi qiymətcə amplituda bərabər, onun OX oxu ilə əmələ gətirdiyi bucaq isə rəqsin başlanğıc fazasına uyğun gəlsin (şəkil 27.4). İndi isə dalğa cəbhəsinin açıq hissəsini k sayda ensiz bərabər həlqəvi elementar zonalara bölməklə hər bir elementar zonadan M müşahidə nöqtəsinə gələn amplituda nəzər yetirək. Uyğun olaraq bu zonaların M müşahidə nöqtəsində yaratdığı amplitudları $\Delta\vec{a}_1, \Delta\vec{a}_2, \Delta\vec{a}_3, \dots, \Delta\vec{a}_k$ vektorları ilə işarə



Şəkil 27.4

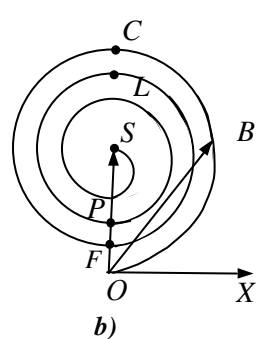
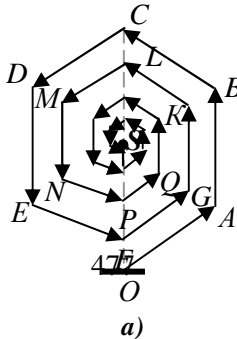
edək. Fərz edək ki, birinci rəqsin başlanğıc fazası 0-a bərabərdir. Onda $\Delta\vec{a}_1$ amplitud vektoru OX oxu istiqamətində yönələcəkdir. Növbəti zonalarından müşahidə nöqtəsinə gələn rəqslərin uyğun amplitud vektorları isə, ədədi qiymətləri getdikcə kiçilməklə (hər sonrakı zonadan gələn dalğanın intensivliyinin getdikcə azalması səbəbindən), OX oxu ilə müəyyən bucaqlar təşkil edəcəkdir. Bu halda M nöqtəsində yekun rəqsin amplitud vektoru

$$\vec{a}_\varphi = \Delta\vec{a}_1 + \Delta\vec{a}_2 + \Delta\vec{a}_3 + \dots + \Delta\vec{a}_k$$

$\Delta\vec{a}_k$ vektorlarının əmələ gətirdiyi sınıq xəttin qapayarı kimi qrafiki olaraq yekun rəqsin amplitud vektorunu göstərir (şəkil 27.4).

Frenel zonasının başlanğıcı ilə sonu arasında fazalar fərqi π olduğundan, elementar zonaların hər birinin amplitudu elə dönməyə məruz qalacaq ki, onları birləşdirən düz xətt şaquli yönəlsin. Şəkil 27.5,a-da

$\vec{OA} + \vec{AB} + \vec{BC} = \vec{OC}$ I
zonadan gələn
amplitudların
toplanmasını təsvir edir.



Şəkil 27.5

II zonanadan gələn amplitud isə fazaca π qədər fərqləndiyindən, o, şəkildə $\overrightarrow{CD} + \overrightarrow{DE} + \overrightarrow{EF} = \overrightarrow{CF}$ kimi təsvir olunur. Beləliklə, ilk iki zona açıq olduqda, yekun amplitud OF düz xəttinin uzunluğu ilə təyin olunur. Müha-kiməni davam etdirərək müəyyən edərək ki, 3 Frenel zonası açıq olduqda intensivlik OL , 4 zona açıq olduqda OP , bütün zonalar açıq olduqda isə OS düz xətlərinin uzunluğu ilə təyin olunacaqdır. Əgər hər Frenel zonası üç yox, sonsuz sayda elementar zonalara bölünərsə, ziq-zaq xətlər spirala çevrilər. Bu spiral şəkil 27.5, b-də təsvir olunmuşdur və **Kornyu spirali** adlanır. Kornyu spirali istənilən difraksiya mənzərəsində işığın intensivliyinin paylanması təcəssüm etdirir.

§ 27.4. Müxtəlif maneələrdən Frenel difraksiyası.

İşığın difraksiyasının iki halını bir – birindən fəqləndirirlər: **Frenel difraksiyası** (və ya sferik dalğaların difraksiyası) və **Fraunhofer difraksiyası** (və ya müstəvi dalğaların difraksiyası) Birinci halda S_0 - nöqtəvi mohoxromatik işıq mənbəyindən maneənin üzərinə sferik işıq dalğası düşür, difraksiya mənzərəsi isə maneənin arxasında ondan son məsafədə yerləşən ekranda müşahidə olunur. İkinci halda S_0 - nöqtəvi mohoxromatik işıq mənbəyi maneədən çox-çox uzaqda yerləşdiyindən, maneə üzərinə müstəvi dalğa düşür, difraksiya mənzərəsi isə maneədən keçən işığın yolunda qoyulmuş, toplayıcı linzanın fokal müstəvisində alınır.

Müxtəlif maneələrdən Frenel difraksiyasını Frenel zonaları metodundan istifadə edərək aydınlaşdırmaq olar. Bəzi sadə hallara baxaq:

1. Dairəvi deşikdən difraksiya. Tutaq ki, S_0 - nöqtəvi mohoxromatik işıq mənbəyinin qarşısına r_0 -radiuslu **şəffaf deşiyə malik qeyri-şəffaf maneə** yerləşdirilmişdir (şəkil 27.6). Bu zaman E ekranında yaranan mənzərəyə nəzər yetirək. E ekranını elə yerləşdirək ki, S_0 mənbəyindən yarığa perpendikulyar göndərilən şüa ekranın mərkəzinə düşsün (P_1 nöqtəsi). Əgər deşiyin r_0 radiusu mənbədən maneəyə qədər olan - a və maneədən ekrana qədər olan - b məsafəsindən çox kiçik olarsa, onda (27.11) düsturundan istifadə etməklə dalğa cəbhəsinin açıq hissəsində Frenel zonalarının sayı üçün

$$m = \frac{r_0^2(a+b)}{ab\lambda} \quad (27.15)$$

ifadəsini yazı bilərik. Göründüyü kimi, yarıqda yerləşən Frenel zonalarının sayı həm yarığın ölçüsündən (r_0), həm də mənbədən yarığa (a) və yarıqdan ekrana qədər olan (b) məsafələrdən asılıdır.

Ekranın mərkəzi P nöqtəsində rəqslərin yekun amplitudu aşağıdakı formada yazıla bilər:

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots \pm A_m$$

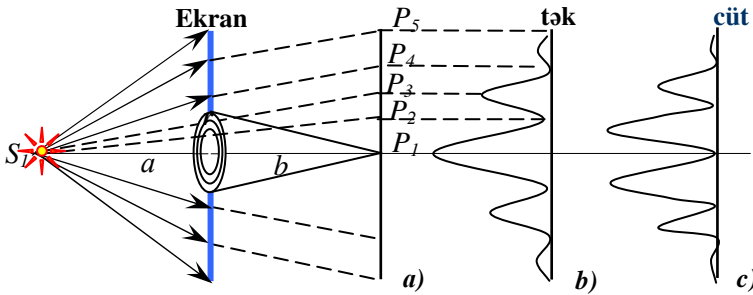
Burada, A_m -in $\pm$ işarəsi m -in tək və ya cüt olmasından asılıdır. m -tək olduqda

$$A_{\text{tək}} = \frac{A_1}{2} + \frac{A_m}{2}, \quad (27.16)$$

m -cüt olduqda isə, qonşu zonalardan gələn amplitudlar az fərqlənərsə,

$$A_{\text{cüt}} = \frac{A_1}{2} + \frac{A_{m-1}}{2} - A_m \cong \frac{A_1}{2} - \frac{A_m}{2} \quad (27.17)$$

kimi təyin olunur. m -in kiçik qiymətlərində birinci halda (m – tək olduqda) P nöqtəsində interferensiya maksimumu, ikinci halda isə (m – cüt olduqda) interferensiya minimumu müşahidə olunur. Məlumdur ki, A_m - in qiyməti A_1 - ə yaxın olduqca, interferensiya maksimumları və



Şəkil 27.6

minimumları bir – birindən kəskin formada fərqlənəcəklər. (27.16) və (27.17) ifadələri $A_{\text{tək}} = A_1$; $A_{\text{cüt}} = 0$, yəni yarıqda tək və cüt sayda zonaların yerləşməsindən asılı olaraq P_1 nöqtəsində işıqlanma və ya qaranlıq müşahidə olunur. Işıq mənbəyinin vəziyyətinin dəyişmədiyi

zaman m zonalarının sayı dəyişir – yarıqın ölçüsündən və b məsafəsindən asılıdır. Ona görə də, dəyişir diametrinin dəyişməsi və ya E ekranının maneədən uzaqlaşması yaxud yaxınlaşması zamanı P müşahidə nöqtəsində işığın interferensiyasının nəticəsi də dəyişməlidir. Əgər ilkin olaraq yarıqda tək sayda Frenel zonası yerləşirsə, P_1 -də yaranan işıqlanma yarığın radiusunu artırmaqla qaranlığa çevrilə bilər. Eynilə, yarığın ölçüsünü dəyişmədən onu ekrana və işıq mənbəyinə doğru hərəkət etdirməklə (a və b -ni dəyişməklə) m -in qiymətini dəyişmək və ekranda P nöqtəsində işıqlanma ilə qaranlığın növbələşməsini, yəni intensivliyin yenidən paylanması kimi difraksiyanı müşahidə etmək olar.

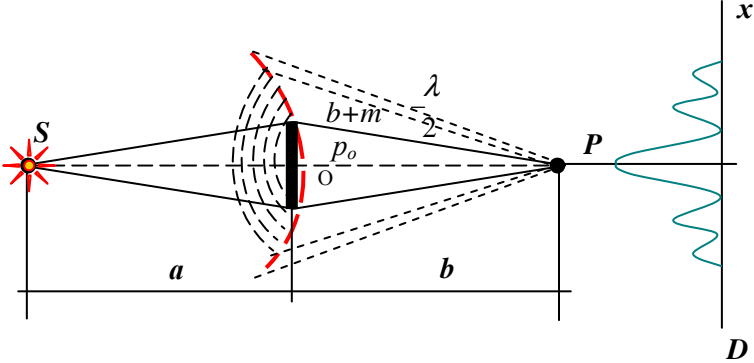
E ekranı boyunca intensivliyin paylanmasına nəzər yetirək. Tutaq ki, yarıqda tək sayda Frenel zonası yerləşir və buna görə də P_1 nöqtəsində işıqlanma alınır. Ekranda tədricən P_2 nöqtəsinə doğru hərəkət etsək, yuxarıdan axırıncı zona bağlanır, aşağıda növbəti zona isə açılır. Mərkəzi xəttə nəzərən zonaların sayı cüt olar və nəticədə intensivlik azalar. Hərəkəti davam etdirsək yuxarıdan növbəti zona bağlandıqda m -tək qiymətə malik olar və P_3 nöqtəsində yenidən maksimum işıqlanma alınar, lakin intensivlik əsas maksimuma nəzərən xeyli kiçik olar. Hərəkəti davam etdirməklə şəkil 27.6,b-də təsvir olunan mənzərəni müşahidə etmək olar. Beləliklə, yarıqda tək sayda Frenel zonası yerləşərsə, ekranın mərkəzində maksimum işıqlanma alınar, ətraflara getdikcə intensivlik tədricən azalan maksimum və minimumlar işıqlı və qaranlıq konsentrik halqalar şəklində növbələşər.

Əgər ilkin olaraq yarıqda cüt sayda Frenel zonası yerləşərsə, mərkəzi P_1 nöqtəsində minimum işıqlanma – yəni qaranlıq alınar, kənarlara getdikcə maksimum və minimumların növbələşməsi baş verər və nəticədə şəkil 27.6, c-də təsvir olunan kimi işıqlanmanın paylanması müşahidə olunar.

Beləliklə, dairəvi yarıqdan alınan difraksiya mənzərəsi bir-birini əvəz edən işıqlı və qaranlıq oblastların növbələşməsi ilə nəticələnir və yarıqda tək və ya cüt sayda Frenel zonasının yerləşməsindən asılı olaraq mənzərənin mərkəzində uyğun olaraq işıqlı və qaranlıq oblast müşahidə olunar.

Əgər dəşik monoxromatik şüa ilə deyil, adi ağ işıqla işıqlandırılırsa, onda həlqə çoxrəngli (əlvən) olur, çünki yarıqda yerləşən Frenel zonalarının sayı işığın dalğa uzunluğundan asılıdır.

2. Dairəvi diskdən difraksiya. Tutaq ki, S nöqtəvi monoxromatik işıq mənbəyi ilə P müşahidə nöqtəsi arasında radiusu r_0 olan **qeyri-şəffaf dairəvi disk** qoyulmuşdur. Maneənin (qeyri-şəffaf dairəvi diskin) ölçüsündən asılı olaraq ilk m sayda Frenel zonasının qarşısı kəsiləcəkdir. Bu səbəbdən, P nöqtəsinə gələn dalğalar üçün $m+1$ -ci Frenel



Şəkil 27.7

zonasından sonrakı bütün zonalar açıq olacaqdır. Bu halda yekun amplitud

$$\begin{aligned}
 A &= A_{m+1} - A_{m+2} + A_{m+3} - A_{m+4} + \dots = \frac{A_{m+1}}{2} + \\
 &+ \left(\frac{A_{m+1}}{2} - A_{m+2} + \frac{A_{m+3}}{2} \right) + \left(\frac{A_{m+3}}{2} - A_{m+4} + \frac{A_{m+5}}{2} \right) + \dots \\
 &+ \dots = \frac{A_{m+1}}{2}
 \end{aligned} \tag{27.18}$$

olar, çünki $m \rightarrow \infty$ olduqda $A_m = 0$ qəbul edilməlidir.

Göründüyü kimi, ekran ilə işıqlanan nöqtə arasında disk qoyulduqda mərkəzi P nöqtəsində həmişə işıqlanma alınır. Əgər bağlı

Frenel zonalarının sayı - m çox olmazsa, $\frac{A_{m+1}}{2} \approx \frac{A_1}{2}$ qəbul etmək olar

və mərkəzi P nöqtəsində disk olmadığı hala uyğun işıqlanma müşahidə olunur. Disk çoxlu sayda Frenel zonasını bağlayarsa, P nöqtəsində diskin kölgəsi alınır və həndəsi kölgənin mərkəzində işıqlı nöqtə müşahidə

olunar. P nöqtəsindən ekran üzrə istənilən tərəfə yerdəyişmədə disk bir tərəfdən yeni zonanın açılmasına, əks tərəfdə isə $(m+1)$ -ci zonanın bağlanmasına səbəb olar. Bu isə yekun intensivliyin azalması ilə nəticələnər və ekran üzrə intensivliyin paylanması şəkil 27.7-də təsvir olunmuş kimi qaranlıq və işıqlı halqaların növbələşməsi ilə nəticələnər. Mənzərənin mərkəzində isə həmişə işıqlı zolaq alınır. Diskin PO xətti boyunca hərəkəti yalnız P nöqtəsində intensivliyin qiymətini dəyişdirə bilər, onun paylanmasına isə təsir edə bilməz.

3. Qeyri-şəffaf düzbucaqlı maneənin kənarından yaranan difraksiya.

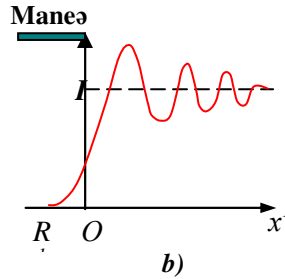
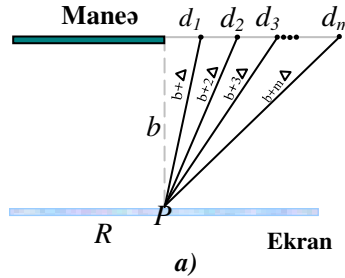
Tutaq ki, S nöqtəvi işıq mənbəyi ilə P müşahidə nöqtəsi arasında kənarı şəkil müstəvisinə perpendikulyar olan sonsuz müstəvi, yəni maneə yerləşdirilmişdir (şəkil 27.8). Başqa sözlə, maneə müstəvisi dalğa səthinə uyğun gəlir və ondan b məsafədə müşahidə ekranı yerləşdirilmişdir. Əvvəlki iki halda maneələr dairəvi formada olduğundan dalğa cəbhəsini məlum qaydaya əsasən Frenel zonalarına bölmək olurdu. Bu halda isə dalğa cəbhəsini məlum qaydaya əsasən Frenel zonalarına bölməkçəttindir. Bunun üçün dalğa səthinə şəkil 27.8,a-da təsvir olunmuş qaydaya zonalarla elə bölək ki, qonşu zonalarından ekrandakı P müşahidə nöqtəsinə qədər məsafələr eyni Δ qədər fərqlənsin. Bu halda qonşu zonalarından gələn şüaların fazalar fərqi də eyni qədər fərqlənər. Belə zonalarından gələn şüaların amplitudunun zonanın nömrəsindən asılılığını onun sahəsini hesablamaqla təyin edə bilərik:

$$d_1 + d_2 + \dots + d_m = \sqrt{(b + m\Delta)^2 - b^2} \approx \sqrt{2bm\Delta} \quad (27.19)$$

$\Delta \ll b$ olduğundan, Δ^2 iştirak edən hədd atılmışdır. Bu ifadəyə görə

$$d_1 = \sqrt{2b\Delta} \quad \text{və} \quad d_m = d_1(\sqrt{m} - \sqrt{m-1}) \quad (27.20)$$

olar. Hesablamalar göstərir ki, zonanın ölçüsü



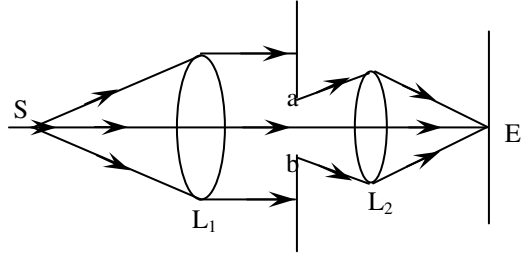
Şəkil 27.8

$d_1 : d_2 : d_3 : \dots = 1 : 0,41 : 0,32 \dots$ kimi zonanın nömrəsi artdıqca azalır. Deməli zonanın sahəsi onun nömrəsi artdıqca azalır və Huygens-Frenel prinsipinə görə amplitudun da qiyməti azalır. Dairəvi zonalar halında zonanın sahəsi onun nömrəsindən asılı olmayaraq eyni qiymətə malik idi. Baxılan halda isə amplitudun zonanın nömrəsindən asılı olaraq azalması daha böyük sürətlə baş verəcəkdir. Bu halda amplitudların toplanması şəkil 27.5,b-də təsvir olunan kimi olar. Bu təsvir əsasında ekranın kənarından sağa və sola intensivliyin paylanması şəkil 27.8,b-də təsvir olunmuşdur. Həndəsi kölgəyə («0»-dan sola) daxil olduqda açıq zonaların bir hissəsi bağlandığından, R mövqeyinə gələn amplitud yavaş-yavaş azalır, kölgədən sağa isə intensivliyin I ətrafında artıb-azalması baş verir ki, bu da işıqlı və qaranlıq zolaqların növbələşməsinə səbəb olur. Bu zolaqlarda intensivliyin paylanması Kornyu spiralı vasitəsilə hesablanır və şəkil 27.8,b-də təsvir olunmuşdur.

Beləliklə, qeyri şəffaf müstəvinin kənarından alınan difraksiya işığının həm həndəsi kölgəyə daxil olmasına, həm də interferensiya zolaqlarının alınmasına səbəb olaraq intensivliyin yenidən paylanması kimi özünü biruzə verir.

§ 27.5. Müxtəlif maneələrdən Fraunhofer difraksiyası.

Paralel şüalarda difraksiya hadisəsi ilk dəfə olaraq Fraunhofer tərəfindən baxılmışdır (1821 -1822). Maneə (yarıq – deşik və ya qeyri-şəffaf ekran) üzərinə düşən paralel işıq şüaları dəstəsini almaq üçün adətən toplayıcı linzanın (L_1) fokusunda yerləşdirilmiş nöqtəvi işıq mənbəyindən (S) istifadə olunur (şəkil 27.9).



Şəkil 27.9

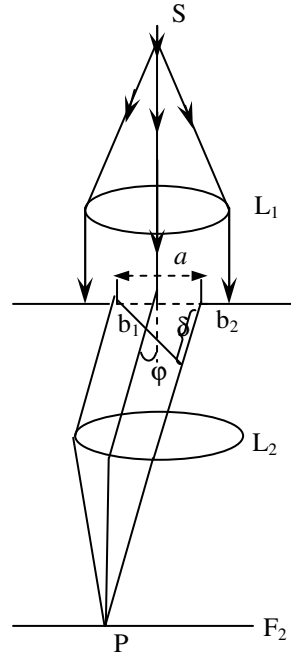
Difraksiya mənzərəsini almaq üçün maneənin arxasında ikinci toplayıcı linzanın (L_2) focal müstəvisində yerləşdirilmiş ekrandan (E) istifadə edilir. Ekranda alınan difraksiya mənzərəsi ab maneəsinin forma və ölçüsündən, eləcə də düşən işığın dalğa uzunluğundan asılıdır. Müstəvi dalğanın qeyri-şəffaf ekrandakı ensiz yarıqdan, dairəvi deşik-dən və ya difraksiya qəfəsindən keçməsi zamanı müşahidə olunan difraksiya halları böyük praktiki maraq kəsb edir.

Fraunhofer difraksiyası da dalğa cəbhəsinin ayrı-ayrı zonalarından gələn rəqləri qrafiki toplamaq üsulu ilə araşdırıla bilər.

Buna əsaslanaraq müxtəlif formalı yarıqda difraksiya hadisəsinə baxaq.

1. Bir yarıqdan difraksiya. Yarıq dedikdə uzununu eninə nəzərən çox-çox böyük olan düzbucaqlı deşik nəzərdə tutacağıq. Fərz edək ki, eni a olan b_1b_2 yarığına paralel şüalar dəstəsi düşür (şəkil 27.10). Yarığı şəkil müstəvisinə perpendikulyar istiqamətdə sonsuz uzun hesab edirik. Yarığın arxasında şüaları baş fokus müstəvisində toplayan L_2 linzası yerləşdirilmişdir. S-ışıq mənbəyi b_1b_2 yarığının kənarlarına paralel işıq dəstəsi kimi düşsəydi, bu zaman L_2 linzasının fokus müstəvisində sonsuz dar işıqlı zolaq alınardı.

Həqiqətdə isə yarığa çatan dalğanın hər bir nöqtəsi rəqş mənbəyi olur və bu rəqlər hər tərəfə yayılır. İlk istiqamətlə ϕ



Şəkil 27.10

bucağı təşkil edən şüalar L_2 linzasının fokus müstəvisindəki C nöqtəsində toplanır. P nöqtəsində rəqs amplitudunu hesablamaq üçün dalğa cəbhəsini yarığın kənarına paralel olan bərabər dar zolaqlar şəkilində zonalara ayıraraq. Fərz edək ki, bir zonadan gələn rəqsin amplitud vektoru Δa ilə göstərilir.

Bu halda P nöqtəsində yekun rəqsin amplitud vektoru

$$A\varphi = \sum \Delta a_i \text{ olar.}$$

Δa_i vektorlarının əmələ gətirdiyi sınıq xəttin qapayarı qrafiki olaraq yekun rəqsin amplitud vektorunu göstərir (şəkil 27.11).

Fərz edək ki, soldakı kənar zonadan P nöqtəsinə gələn rəqslərin başlanğıc fazası sıfıra bərabərdir. Sağdakı kənar zonadan P nöqtəsinə gələn rəqsin başlanğıc fazasını hesablayaq. Bunun üçün əvvəlcə b_1b_2 yarığının soldakı və sağdakı kənar zonalarından gələn şüaların yollar fərqi təyin edək (şəkil 27.10).

$$\delta = a \sin \varphi \quad (27.21)$$

Burada, a – yarığın enidir.

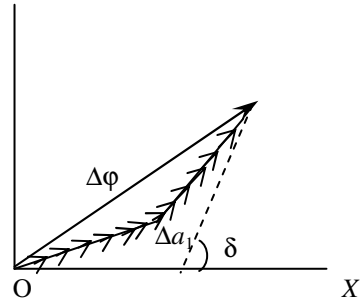
ω – başlanğıc fazası isə δ yollar fərqi ilə λ dalğa uzunluğu arasında münasibət düsturu ilə ifadə edilir.

$$\omega = \frac{2\pi a \sin \varphi}{\lambda} \quad (27.22)$$

Sağdakı kənar zonadan çıxan rəqslərin başlanğıc fazası δ bucağı ilə göstərilir ki, bu da Δa_i vektorlarından sonuncunun OX oxu ilə əmələ gətirdiyi bucaqdır (şəkil 27.11). δ bucağı P nöqtəsinə kənar zonalardan gələn rəqs fazalarının fərqidir.

P nöqtəsində rəqslərin əvəzləyicisinin amplitudu Δa_i vektorlarından əmələ gələn sınıq xətti qapayarı A_φ -nin uzunluğu ilə göstərilir.

(27.22) ifadəsindən görünür ki, $\omega=0$ olduqda $\varphi=0$ olur, bu halda Δa_i vektorları bir istiqamətə yönəlir, yekun rəqsin amplitudu ən böyük qiymət alır (şəkil 27.12).



Şəkil 27.11

$$\vec{A}_\varphi = \vec{\Delta a}_1 + \vec{\Delta a}_2 + \vec{\Delta a}_3 + \dots + \vec{\Delta a}_m$$

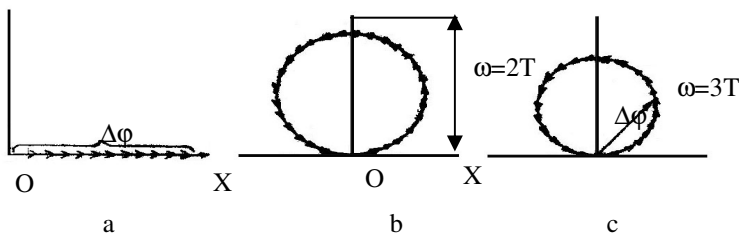
Deməli, C nöqtəsində difraksiya mənzərəsinin mərkəzində maksimum işıqlanma alınır.

$$\delta = 2 m \pi \quad (m = 1, 2, 3, \dots)$$

Olduqda, Δa_i vektorlarının toplanmasından alınan sınıq xətlər qapanır, yekun rəqsin amplitudu $A_\varphi = 0$ olur, işıqlanma həmin nöqtədə minimum qiymət alır (şəkil 27.12). Belə nöqtələrin vəziyyəti (27.22) düsturundan aşağıdakı kimi hesablanır.

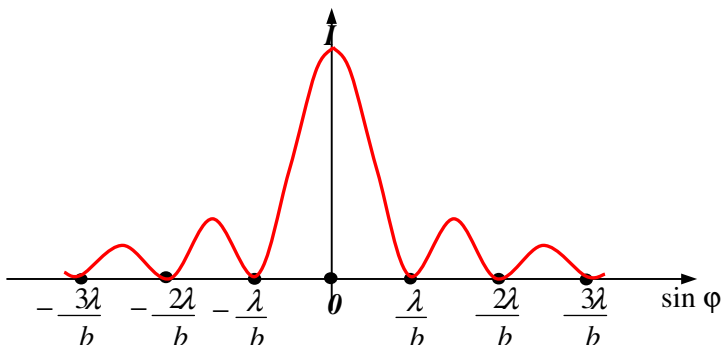
$$\sin \varphi \pm m = \frac{\lambda}{a}, \quad (m = 1, 2, 3, \dots) \quad (27.23)$$

(27.23) ifadəsi difraksiya hadisəsində minimumluq şərtidir.



Şəkil 27.12

İşıqlanmanın φ bucağından asılılığı ümumi şəkildə şəkil 27.13 – də göstərilmişdir. Mərkəzi işıqlı zolaq ən yaxında olan sağ və sol



Şəkil 27.13

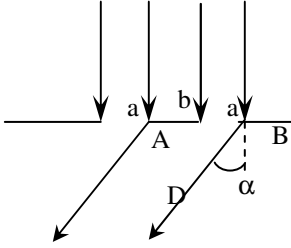
minimumlar arasındakı sahəni tutur.

Mərkəzi intensivlik maksimumunun solunda və sağında iki simmetrik bərabər intensivlikli interferensiya maksimumları və ya minimumları yerləşmişdir ki, mərkəzdən uzaqlaşdıqca interferensiya maksimumlarının intensivliklərinin azalmasını görürük. Şəkil-dən

göründüyü kimi difraksiya bucağı artdıqca işıqlanma J_{φ} azalır.

Mərkəzi işıqlı zolaq λ dalğa uzunluğu böyük və a yarığı dar olduqca daha geniş alınır. Bunun kimi ikinci maksimumlar da $\frac{\lambda}{a}$ böyük olduqca bir-birindən daha aralı olur.

2. İki və çox yarıqdan difraksiya. Əvvəlki paraqrafda bir yarıqdan paralel şüalarla əmələ gələn difraksiyaya baxdıq. İndi isə bir-birinin eyni olan iki yarıqdan paralel şüalarla əmələ gələn difraksiyaya baxaq. Fərz edək ki, işıq seli bir-birinin eyni olan iki yarıq üzərində düşür (şəkil 27.14). Bu halda hər iki yarığın əmələ gətirdiyi maksimumlar bir-birinin üzərinə düşərək bir-birini gücləndirir. Hər iki yarıqdan keçən şüalar interferensiya edərək mənzərəni mürəkkəbləşdirir.



Şəkil 27.14

Əgər yarığın eni a , iki yarıq arasındakı məsafəni b qəbul etsək, şəkildən göründüyü kimi $BD = AB \cdot \sin \varphi$ və ya $BD = \delta$ olarsa, $\delta = (a+b) \cdot \sin \varphi$ olacaqdır. Minimumlar yenə də tək yarıqda olduğu istiqamətdə alınacaqdır.

Bundan əlavə elə istiqamətlər də vardır ki, hər iki yarıqdan çıxmış şüalar həmin istiqamətlərdə əlavə minimumlar yaradır. Bu istiqamətləri

$$(a + b) \cdot \sin \varphi = (2m \pm 1) \frac{\lambda}{2} \quad (27.24)$$

şərtindən tapmaq olar.

Belə ki,

$$(a + b) \cdot \sin \varphi = 1 \frac{\lambda}{2}, 3 \frac{\lambda}{2}, 5 \frac{\lambda}{2}, \dots \quad (27.25)$$

şərtini ödəyən istiqamətlərdə isə güclənmə müşahidə olunacaqdır. Beləliklə, demək olar ki, yarıq tək olanda $a \sin \varphi = \lambda, 2\lambda, 3\lambda$ ifadəsi minimumluq şərtini ödəyərsə, yarıq iki olanda əlavə minimumluq şərtini

$$(a + b) \sin \varphi = 1 \frac{\lambda}{2}, 3 \frac{\lambda}{2}, 5 \frac{\lambda}{2}, \dots, (2m \pm 1) \frac{\lambda}{2} \quad (27.26)$$

ifadəsi təyin edir. Buradan belə məlum olur ki, iki maksimum arasında bir əlavə minimum yerləşir.

Eyni mülahizə yürütməklə demək olar ki, üç yarıq olanda iki baş maksimum arasında iki əlavə minimum və nəhayət N -sayda yarıq olduqda

($N-1$) sayda əlavə minimum müşahidə olunur:

ilk minimumlar üçün - $d \cdot \sin \alpha = \lambda, 2\lambda,$

baş maksimumlar üçün - $d \cdot \sin \alpha = 0, \lambda, 2\lambda,$

$$\text{əlavə minimumlar üçün } - d \cdot \sin \alpha = \frac{\lambda}{N}, 2\frac{\lambda}{N}, \frac{N-1}{N}\lambda, \frac{N+1}{N}\lambda.$$

§ 27.6. Difraksiya qəfəsi

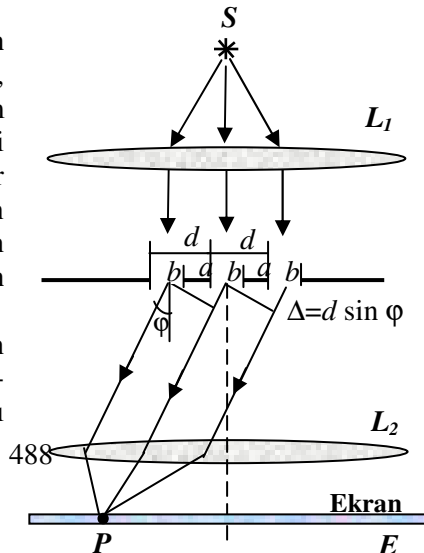
Sadə birölçülü difraksiya qəfəsi qeyri-şəffaf müstəvi lövhədə eni b ölçülü və bir – birindən a məsafədə yerləşən paralel N sayda yarıqlar sistemindən ibarətdir (şəkil 27.15). Yarığın enini b , qeyri-şəffaf aralıqların enini isə a ilə işarə edək. $d = a + b$ kəmiyyətinə **difraksiya qəfəsinin periodu** və ya **difraksiya qəfəs sabiti** deyilir.

Difraksiya qəfəsi aşağıdakı qaydada hazırlanır. Şüşə lövhənin üzərinə nazik alüminium qatı çəkilir və xüsusi maşında mikrometrik vint vasitəsilə fil sümüyündən hazırlanmış kəsici ilə lövhənin səthinə bir-birindən eyni məsafədə yerləşən paralel cizgilər çəkilir. Bu üsulla hər millimetrdəki cizgilərin sayı 3600-dək olan difraksiya qəfələri hazırlanır. Hazırda hər mm də 2400-ə qədər cizgilər çəkilmiş difraksiya qəfəsi almaq mümkündür.

Lakin şüşədən hazırlanan difraksiya qəfəsində həm keçən, həm də qayıdan şüaların difraksiya mənzərəsi müşahidə olunur. Metaldan hazırlanan difraksiya qəfəsində isə yalnız qayıdan şüaların difraksiya mənzərəsi müşahidə olunur.

Difraksiya qəfəsinin əlverişli cəhəti ondan ibarətdir ki, yarıqların sayı çox olduqca həm baş maksimumların intensivliyi artır, həm də maksimumlar kəskinləşir, yəni maksimumdan qonşu minimuma keçir, kəskin olur və onlar arasında yerləşən ikinci maksimumlar çox zəifləyir.

Difraksiya qəfəsinin monoxromatik işıqla işıqlandırılması zamanı ekrandakı



Şəkil 27.15

difraksiya mənzərəsi bir yarığın yaratdığı difraksiya mənzərəsinə nisbətən nəzərə alınacaq qədər mürəkkəbdir, çünki bu halda eyni zamanda müxtəlif yarıqlardan da koherent şüaların interferensiya hesabına ekranda müşahidə olunan difraksiya mənzərəsi dəyişir. Difraksiya qəfəsi üzərinə normal istiqamətdə düşən müstəvi monoxromatik dalğanın difraksiyasına baxaq. Yarıqın bütün nöqtələrində rəqslər eyni fazada baş verirlər, çünki bu nöqtələr eyni dalğa səthində yerləşirlər. Qəfəsin bütün yarıqlarından L linzasının optik oxuna φ bucağı altında düşən şüaların toplanaraq E ekranının P müşahidə nöqtəsindəki rəqslərin yekun A amplitudunu tapaq. Bu məqsəd üçün amplitudların toplanmasının vektor diaqramından istifadə edək:

$$A = \sum_{i=1}^N A_i,$$

burada, A_i - hər hansı bir i - ci yarıqın hesabına yaranan rəqslərin vektor amplitudu; N - difraksiya qəfəsindəki yarıqların sayıdır. Eyni bir istiqamətdə qəfəsin bütün yarıqları işığı tamamilə eyni şüalandırır, buna görə də bütün A_i vektorları modulca bərabərdir: $|A_i| = A_\varphi$. İki qonşu yarıqdan gələn şüa arasındakı yollar fərqi

$$\Delta = d \sin \varphi \quad (27.27)$$

fazalar fərqi isə

$$\delta = 2\pi\Delta / \lambda = 2\pi d \sin \varphi / \lambda \quad (27.28)$$

burada, λ - işığın dalğa uzunluğudur. N sayda dalğaların interferensiyası zamanı rəqslərin toplanması düsturunda

$$A = A_\varphi \left| \frac{\sin(N\delta/2)}{\sin(\delta/2)} \right| \quad \text{və ya} \quad I = I_\varphi \frac{\sin^2(N\delta_0/2)}{\sin^2(\delta/2)}$$

(27.28)-i nəzərə alsaq,

$$A = A_\varphi \left| \frac{\sin(\pi N d \sin \varphi / \lambda)}{\sin(\pi d \sin \varphi / \lambda)} \right| \quad (27.29)$$

olar. Digər tərəfdən

$$A_\varphi = A_0 \left| \frac{\sin(\pi b \sin \varphi / \lambda)}{\pi b \sin \varphi / \lambda} \right| \quad (27.30)$$

düsturunu da nəzərə alsaq, onda ekranın P müşahidə nöqtəsindəki rəqslərin A amplitudu və I intensivliyi üçün aşağıdakı düsturlar alınar:

$$A = A_0 \left| \frac{\sin(\pi b \sin \varphi / \lambda)}{\pi b \sin \varphi / \lambda} \cdot \frac{\sin(\pi N d \sin \varphi / \lambda)}{\sin(\pi d \sin \varphi / \lambda)} \right|;$$

$$I = I_0 \frac{\sin^2(\pi b \sin \varphi / \lambda)}{\pi b \sin^2 \varphi / \lambda} \cdot \frac{\sin^2(\pi N d \sin \varphi / \lambda)}{\sin^2(\pi d \sin \varphi / \lambda)} \quad (27.31)$$

Burada, A_0 və I_0 - uyğun olaraq P nöqtəsindəki bir yarığın yaratdığı rəqslərin amplitudu və intensivliyidir.

$\delta = \pm 2m\pi$ və (27.27) düstrlarının müqayisəsindən ***baş maksimumlar üçün*** aşağıdakı şərt alınır – çıxır:

$$d \sin \varphi = \pm m\lambda \quad (27.32)$$

Beləliklə, meyl bucağının $\sin \varphi = \frac{m\lambda}{d}$, ($m = 0, 1, 2, \dots$)

qiymətlərində qonşu yarıqlardan gələn şüalar toplanaraq bir-birini gücləndirir və nəticədə intensivlik N^2 dəfə (*amplitud N dəfə*) böyüyür. Bu şərti ödəyən bucaqlar bir yarıqdan difraksiyada alınan zolağın daxilinə

uyğun gəlir, çünki $d \gg b$ və $\frac{\lambda}{b} \gg \frac{\lambda}{d}$ olur. (27.32) ifadəsi ***qəfəsin baş***

maksimumları şərti, *m isə baş maksimumun tərtibi adlanır*. $m = 0$

olarsa, $\sin \varphi = 0$ və «0»-cı baş maksimum ekranın mərkəzdə yerləşir.

Mərkəzdən həm sağda, həm də solda I, II və s. maksimumlar alınır.

Beləliklə difraksiya qəfəsində bir yarıqdan alınan difraksiya mənzərəsi

zolaqları d/b sayda (mərkəzi zolaq $2d/b$ sayda) zolağa parçalanır və

hər yeni zolaqda intensivlik N^2 dəfə artır.

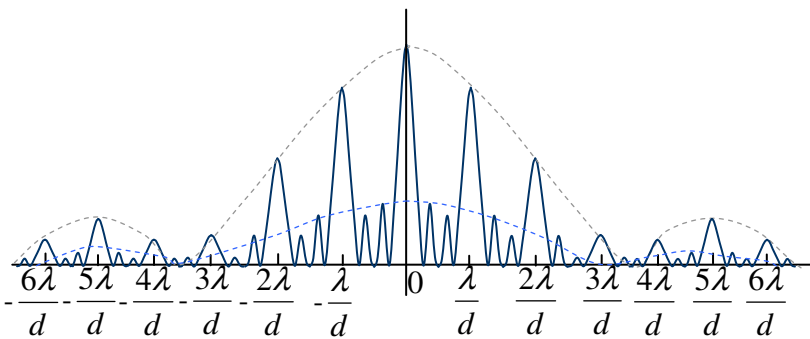
Baş maksimumlar arasında $d \sin \varphi = \frac{m'}{N} \lambda$ ($m' \neq Np$ - p - tam

ədəddir, $m' = Np$ olduqda yuxarıda təhlil olunan hal alınır) şərti

ödəndikdə ***minimumlar***, onlar arasında isə ***əlavə maksimumlar*** müşahidə

olunmalıdır. $d = 4b$ şərti üçün difraksiya qəfəsində alınan mənzərə şəkil

27.16-da təsvir olunmuşdur.



Şəkil 27.16

Punktirlə qeyd olunan xətt bir yarıqdan difraksiyada alınan intensivliyin N^2 -na vurulmasından alınmışdır. Dördüncü və səkkizinci baş maksimumlar bir yarıqdan difraksiyanın minimumuna uyğun gəldiyindən, həmin yerlərdə qaranlıq alınır. Müşahidə olunan baş maksimumların sayı qəfəs sabiti d ilə dalğa uzunluğu λ -nın münasibətindən asılıdır. Məlum olduğu kimi sinus funksiyası üçün $\sin \varphi \leq 1$ şərti ödənilir. Bu səbəbdən difraksiya qəfəsində alınan baş maksimumların sayı $m \leq \frac{d}{\lambda}$ şərti ilə hədudlanır.

Qəfəsdən alınan difraksiya mənzərəsində baş maksimumun enini təyin etmək üçün sağdan və soldan əlavə minimumların fərqi götürülməlidir. Bu minimumlar $d \sin \varphi = \frac{m}{N}$ ($m \neq N$) şərti ödənildikdə müşahidə olunduğundan, mərkəzi maksimumun bucaq eni

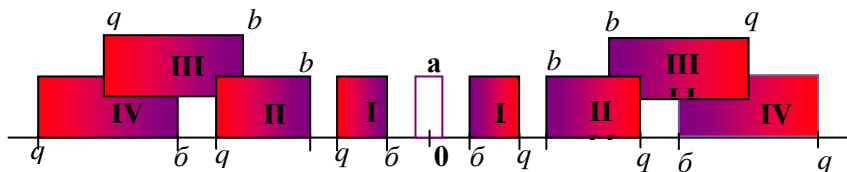
$$\delta\varphi = 2 \arcsin \frac{\lambda}{Nd} \Rightarrow d\varphi \cong \frac{2\lambda}{Nd} \quad (27.33)$$

kimi təyin olunur. Sıfırdan fərqli hər hansı m -ci baş maksimumun eni analogi üsulla hesablanı bilər. $N \cdot d$ difraksiya qəfəsinin uzunluğuna bərabər olduğundan demək olar ki, baş maksimumun eni qəfəsin uzunluğu ilə tərs mütənəsidir. Eyni zamanda baş maksimumun tərtibi artdıqca bucaq eni də artır. Nəhayət, sıfırdan fərqli hər hansı baş maksimumun vəziyyəti λ dalğa uzunluğundan asılıdır.

§ 27.7. Spektral cihazın ayırma qabiliyyəti

Əgər difraksiya qəfəsi ağ işıqla işıqlandırılarsa, «0»-cı mərkəzi maksimumdan başqa müxtəlif tərtibli maksimumlarda bənövşəyi ($b, \lambda = 0,4 \text{ mkm}$) rəng qəfəsin mərkəzinə doğru, qırmızı ($q, \lambda = 0,76 \text{ mkm}$) rəng isə kənarına doğru olmaqla əlvan rənglərə ayrılacaqlar. Bu amil difraksiya qəfəsindən spektral cihaz kimi monoxromatik işıq almaq üçün istifadə etməyə imkan yaradır.

Şəkil 27.17-də difraksiya qəfəsi ağ işıqla işıqlandırıldıqda müxtəlif tərtib maksimumlarda rənglər b bənövşəyidən q qırmızıya təsvir edilmişdir. Sıfırıncı maksimumun vəziyyəti dalğa uzunluğundan asılı olmayıb, eni (27.33) ifadəsinə görə λ -dan asılı olduğundan, yalnız sərhəd rəngli alınacaqdır. Birinci tərtib spektr mərkəzi ağ zolaqdan solda və sağda əlvan rənglərə ayrılacaqdır. Baş maksimumun tərtibi böyüdükcə



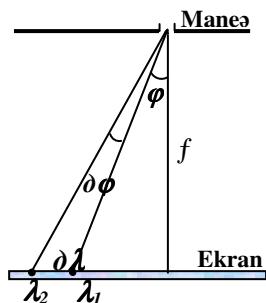
Şəkil 27.17

spektrin eni artdığından, elə bir hal müşahidə olunacaq ki, $\varphi_{qr}^{(m)} \equiv \varphi_{b\delta n}^{(m+1)}$ şərti reallaşacaq və qonşu maksimumların spektrlərinin qarışması baş verəcəkdir. $\lambda_q = 0,76 \text{ mkm}$, $\lambda_b = 0,4 \text{ mkm}$ olduğundan, qonşu spektr tərtiblərinin bir-birini örtməsi m -in aşağıda təyin olunan qiymətində baş verəcəkdir:

$$\sin \varphi_q^m \geq \sin \varphi_b^{m+1} \Rightarrow m \cdot \frac{0,76}{d} \geq (m+1) \cdot \frac{0,4}{d} \Rightarrow m \geq \frac{10}{9} = 1,1 \dots$$

Beləliklə, difraksiya qəfəsində yalnız I tərtib baş maksimum təmiz alınır. İkinci tərtibin qırmızı tərəfdən rəngləri isə III tərtibin bənövşəyi tərəfdən rəngləri ilə qarışır. Ona görə də difraksiya qəfəsi əsasında fəaliyyət göstərən spektral cihazların əksəriyyəti I tərtib maksimumun əsasında fəaliyyət göstərir. Belə cihazların əsas xarakteristikaları **difraksiya** və **ayırdetmə qabiliyyətidir**.

Spektral cihazda alınan spektrdə dalğa



Şəkil 27.18

uzunluğu bir-birindən vahid ($1A^\circ$) qədər fərqlənən iki xətt arasındakı məsafə **xətti difraksiya**, bucaq məsafəsi isə **bucaq difraksiyası** adlanır (şəkil 27.18). Bucaq difraksiyası

$$D = \frac{d\varphi}{d\lambda} \quad (27.34)$$

kimi təyin olunur. Baş maksimumluq şərtindən törəmə alıb bucaq difraksiyasını təyin edək:

$$d \cdot \cos \varphi d\varphi = md\lambda \Rightarrow \frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{m}{d \cos \varphi} = \frac{m}{d} = D \quad (27.35)$$

φ -bucağı kiçik olduqda $\cos \varphi \cong 1$ götürülmüşdür. Göründüyü kimi, qəfəs sabiti kiçik olduqca bucaq difraksiyası daha da böyük olur. Maksimumun tərtibi böyüdükcə də D - bucaq difraksiyası artır. Xətti difraksiya şəkil 27.18-ə görə

$$D_{x\ddot{a}tti} = \frac{dl}{d\lambda} = \frac{fd\varphi}{d\lambda} = fD \quad (27.36)$$

kimi təyin olunur. Burada, f qəfəsdən ekrana qədər məsafə, qəfəsdən sonra linza qoyulduqda isə linzanın fokus məsafəsidir.

Spektral cihazın **ayırdetmə qabiliyyəti** $R = \frac{\lambda}{d\lambda}$ kimi adsız

kəmiyyətə deyilir. Burada $d\lambda$ ayrı-ayrılıqda qeyd oluna biləcək ən yaxın λ -ya malik iki xəttin dalğa uzunluqları fərqidir (şəkil 27.19).

Releyin təyininə görə müxtəlif dalğa uzunluqlarına malik iki qonşu şüalanma xətti o zaman ayırd edilir ki, onlardan birinin maksimumu digərinin minimumu ilə üst-üstə düşsün. Belə təyinat $\delta\lambda$ -nı təyin etməyə imkan

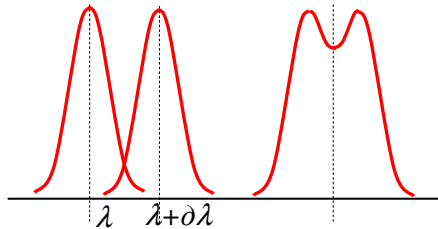
yaradar: m -ci maksimum $\lambda + \delta\lambda$ dalğa uzunluğuna malikdirsə,

$$d \sin \varphi_{max} = m(\lambda + \delta\lambda) \quad (27.37)$$

Buna yaxın λ dalğa uzunluğu üçün minimumluq

$$d \sin \varphi_{min} = (m + 1/N)\lambda \quad (27.38)$$

olar. Reley şərtindən istifadə edərək bu ifadələri birləşdirib ayırdetmə



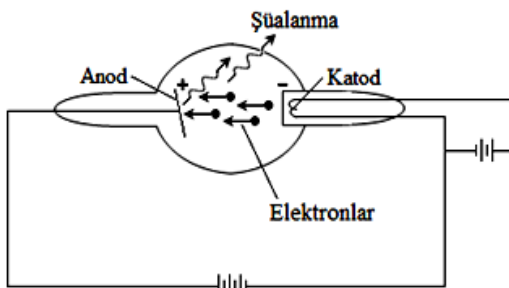
Şəkil 27.19

qüvvəsi üçün $\lambda/d\lambda = R = mN$ alırıq. Müəyyən tərtibli maksimumda difraksiya qəfəsinin ayırdetmə qüvvəsi qəfəsin yarıqlarının sayı ilə düz mütənəşib olmaqla difraksiya tərtibi artdıqca daha böyük olur.

§ 27.8. Rentgen şüalarının difraksiyası

Rentgen şüaları elektromaqnit dalğaları şkalasının $10^{-4} \div 10^3 \text{ \AA}$ ($10^{-14} \div 10^{-7} m$) uzunluqlu diopozonunu əhatə edən elektromaqnit şüalanmasıdır. 1895-ci ildə alman alimi B. Rentgen tərəfindən kəşv edilmişdir. Bu kəşvinə görə o, ilk Nobel mükafatına layiq görülmüşdür. Tezliklə Rentgen şüalarının hətta maqnit və elektrik sahələrində düzxətli yayıldığı, qeyri-şəffaf maddələrdən asanlıqla keçdiyi, fotoqrafiya lövhələrini qaralda bilməsi, havanı ionlaşdırması və s. kimi xassələri aşkar olundu. İlkin elektron-ların sürəti böyük olduq-ca yaranan Rentgen şüalanması daha çox nüfuzedicidir və elekt-ronların sayı çox olduqca daha intensivdir.

Bu şüaların alınması üçün rentgen borularından istifadə olunur (şəkil 27.20). Borunun havası çıxarılaraq elektodlar yerləşdirilir və yüksək gərginlikli mənbəyə birləşdirilir. Katod - közərmış “spiral” dan ibarət olub, elektronların mənbəyi rolunu oynayır. Közərmış katod tərəfindən termoelektron emissiyası nəticəsində yaranan elektronlar boruda elektrik sahəsinin təsiri altında böyük sürətlə hərəkət edərək anodla (hədəflə) toq-quşurlar. Bu zaman elektronun e yükü ilə U potensiallar fərqi nın hasilinə bərabər olan elektrik sahəsinin işi, elektronun kinetik enerjisinə sərf olunduğundan alırıq;



Şekil 27.20

$$\frac{mv^2}{2} = eU \quad (27.39)$$

Elektron anodla toqquşan zaman onun enerjisinin bir hissəsi istiliyə çevrilir (anodon qızmasına), o biri hissəsi isə, katoddan anoda böyük

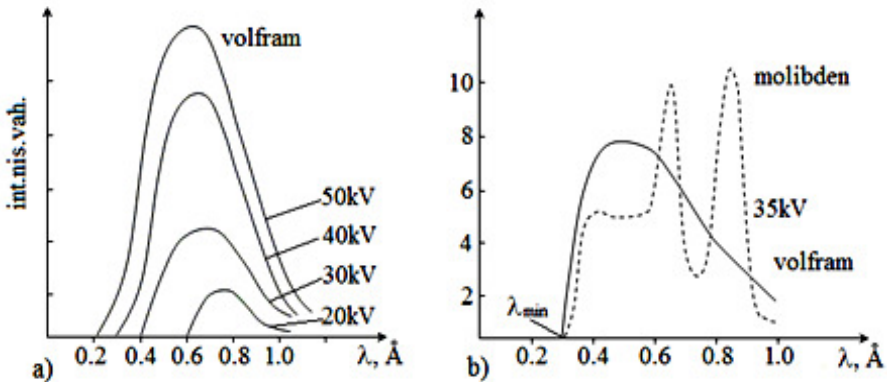
sürətlə hərəkət edən elektronların anod səthi tərəfindən qarşısının alınması nəticəsində yaranan rentgen şüalanmasına sərf olunur.

Rentgen şüalarının kəşfindən sonra onların elektromaqnit dalğaları olması fərz edilirdi. Elektromaqnit nəzəriyyəsinə görə təcillə hərəkət edən yüklü zərrəcik, yaxud elektrik yükü elektromaqnit dalğası şüalandırmalıdır; sürətləndirilmiş elektron isə toqquşma zamanı birdən dayanarkən mənfi təcil alacaqdır.

Məhz mənfi təcil hesabına, elektronlar hədəfdə tormozlanarkən, klassik elektromaqnit nəzəriyyəsinə görə, Rentgen şüalanması yaranır. Rentgen şüalanmasının iki növünü fərqləndirirlər: **tormozlanma şüalanması (bütöv spektrli) və xarakteristik şüalanma (diskret spektrli).**

Şəkil 27.21 – də molibden və volfram anodlu yaxud antikalodlu boruda yüksək gərginliklər zamanı ($U = 35000V$) alınmış rentgen şüalarının spektrləri verilmişdir.

Rentgen şüalanmasının bütöv spektri aşağıdakı əsas xassələrə



Şəkil 27.21

malikdir:

1) *qısa dalğalı oblastda ixtiyari minimal dalğa uzunluğunu (λ_{min}) xarakterizə edən və bütöv spektrin sərhəddi adlanan, spektrin kəskin sərhəddi yaranır;*

2) *rentgen borusuna verilən gərginlik artdıqca, λ_{min} - un sərhəddi daha qısa dalğa uzunluğu tərəfə sürüşür və rentgren şüaları daha sərt olurlar;*

3) *sürətləndirici potensiallar fərqi (U) artması zamanı şüalanma intensivliyi (I) kəskin artır. λ_{min} dalğa uzunluğuna uyğun gələn*

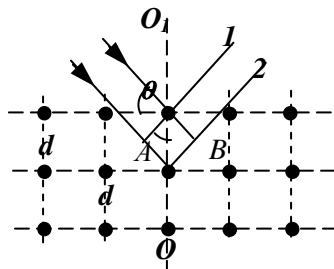
qısal dalğalı rentgen şüalanması anod səthində hərəkət sürətinin qarşısı alınan yaxud tormozlanan elektronların enerjisindən asılıdır.

Tormozlanma şüalanması sürətli elektronun kəskin tormozlanması zamanı onların itirdiyi enerji hesabına yaranır və spektri bütövdür; bu spektr qısa dalğa tərəfindən aydın $\lambda_{\min}$ sərhədinə malikdir. Duant və Xant müəyyən etmişlər ki, $\lambda_{\min}$ sürətləndirici potensial ilə tərs mütənəsbidir:

$$\lambda_{\min} = \frac{1,24 \cdot 10^{-6}}{U} \quad (27.40)$$

Rentgen borusunda gərginliyin müəyyən qiymətində bütöv spektr fonunda anod materialı üçün xarakterik olan ayrı-ayrı intensiv xətlər əmələ gəlir. Bu cür spektr xətti, şüalanma isə xarakteristik şüalanma adlanır. Xarakteristik şüalanma atom nüvəyə yaxın daxili elektronlardan birini qopardıqda, yaxud həyəcanlandırmaq üçün kifayət edən enerji porsiyası udduqda mümkündür.

1912-ci ildə alman alimi Laue təcrübi olaraq göstərmişdir ki, Rentgen şüaları kristal cisimlər üzərində düşdükdə difraksiya edir. Laue bu təcrübəni qoyarkən belə bir fərziyyədən çıxış edirdi ki, əgər atomlar kristalda müntəzəm olaraq (periodik) yerləşmişlərsə, onda bu kristallar atomlararası məsafə tərtibində (10^{-10} m) dalğa uzunluğuna malik çox qısa dalğalar üçün difraksiya qəfəsi rolunu oynaya bilər. O vaxtlar fiziklərin əksəriyyəti maddənin kristal quruluşu barədə yuxarıdakı nəzəriyyəni qəbul etsələr də bu nəzəriyyə təcrübi olaraq təsdiq edilməmişdi. Məhz Laue kristalda səpilən rentgen şüalarının xarakterik maksimum və minimuma malik difraksiya mənzərəsi verdiyini və beləliklə həm bu şüaların həm elektromaqnit təbiətli olmasını, həm də kristallarda atomların müntəzəm olaraq yerləşdiyini təsdiq etdi. Müasir dövrdə rentgen şüalarının dalğa uzunluğu $0,01 \div 10$ nm diapazonda olan elektromaqnit dalğası olması sübut edilmişdir.



Səkil 27.22

Rus kristalloqrafı Y.V.Vulf və ingilis fizikləri U.A.Breq bir – birindən asılı olmayaraq göstərdilər ki, kristal qəfəsdən difraksiya mənzərəsinin hesabətını həmçinin aşağıdakı sadə qayda ilə aparmaq olar. Kristal qəfəsinin düyün nöqtələrindən paralel bərabər məsafədə yerləşən atom laylarını yaxud müstəvilərini keçirək (şək. 27. 22). Müxtəlif atom

laylarından əks olunan müstəvi ikinci dalğalar koherentdirlər və difraksiya qəfəsinin müxtəlif yarıqlarından verilmiş istiqamətdə göndərilən dalğalar kimi öz aralarında interferensiyaya məruz qalırlar. Difraksiya mənzərəsində alınan maksimumların vəziyyətini təyin etmək məqsədilə rentgen şüaları üçün sındırma əmsalını vahidə bərabər olduğunu nəzərə almaqla qonşu kristallik müstəvilərdən difraksiya edən şüalar arasındakı yollar fərqi $\Delta = 2d \sin \theta$ olar. Burada, d - **kristalın qəfəs sabiti**, θ - düşən şüa ilə kristallik müstəvi səth arasındakı bucaq olub **sürüşmə bucağı** adlanır. Bu zaman, difraksiya qəfəsində olduğu kimi, difraksiya edən bu şüaların yollar fərqi dalğa uzunluğunun tam sayda misillərinə bərabər olan istiqamətlərdə maksimum müşahidə olunacaqdır, yəni

$$2d \sin \theta = \pm m\lambda, \quad (m = 1, 2, \dots) \quad (27.41)$$

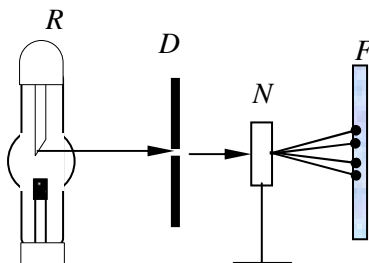
(27.41) ifadəsinə **Vulf – Breqq düsturu** deyilir.

Rentgen şüalarının kristallardan difraksiyası ümumiyyətlə iki əsas tətbiq sahəsinə malikdir. O rentgen şüalanmasının spektral tərkibinin (**rentgen spektroskopiyası**) və kristalların quruluşunun tədqiqi (**rentgenostruktur analizi**) üçün tətbiq olunur.

Tətbiq olunan rentgen şüalarının quruluşu məlum olan kristallardan səpilməsi zamanı alınan maksimumların istiqamətini təyin edərək dalğa uzunluğunu (27.41) düsturuna əsasən hesablamaq olar.

Laue tərəfindən təklif olunan struktur analizi metoduna əsasən bütöv spektrli rentgen şüa dəstəsi tərpənməz yerləşdirilmiş monokristalın üzərinə yönəldilir. Kifayət qədər atomlarla sıx örtülmüş hər bir laylar sistemi üçün (27.41) şərtinin ödəndiyi şüalanmada dalğa uzunluğu tapılır. Buna görə də kristalın arxasında yerləşdirilmiş fotolövhədə nizamlı düzülüşə malik qara nöqtələr çoxluğu müşahidə olunur. Alınan bu şəkil **laueqram** adlanır. Laueqrammada nöqtələrin qarşılıqlı simmetrik yerləşməsi kristalın simmetriyasını əks etdirir. Nöqtələr arasındakı məsafəyə və onların intensivliklərinə əsasən kristallarda atomların yerləşməsini və onlar arasındakı məsafəni təyin etmək olar.

Debay və Şerer tərəfindən işlənmiş *rentgenostruktur analiz* metodunda isə monoxromatik rentgen şüalanmasından və polikristal nümunədən istifadə olunur. Tədqiq olunan maddə üyüdüülərək toz halına salınır, sonra isə ondan sıxılaraq (preslənərək) 0,5 ÷ 1,0 mm diametrli silindirik formalı nümunə hazırlanır. Nümunə daxili yan səthinə fotolövhə çəkilməmiş silindirik kameranın oxu üzrə yerləşdirilir. Çoxlu sayda nizamsız yaxud müxtəlif istiqamətlər üzrə yönəlmiş həcmcə çox kiçik kristallar içərisindən elələri tapılır ki, onlar üçün (27.41) şərti ödənilir. Nəticədə hər bir atom layları sistemi və m üçün bir maksimum istiqaməti alınmayıb, oxu düşən şüaların istiqamətilə eyni olan şüaların konusu alınır. Müxtəlif dalğa uzunluqlarına və müxtəlif tərtiblərə müxtəlif ayırdetmə bucağına malik konuslar uyğun gəlir. Fotolövhədə alınan difraksiya mənzərəsinin (*debayeqramma*) alınma sxemi şəkil 27.23 – də göstərilmişdir. Debayeqramda hər bir çüt simmetrik yerləşmiş xətlər, m - in ixtiyari qiyməti zamanı (27.41) şərtini ödəyən difraksiya maksimumlarından birinə uyğun gəlir.



Şəkil 27.23

Rentgenoqramın izahı kristalın quruluşunun öyrənilməsinə imkan verir.

XXVIII Fəsil

İşığın polyarlaşması

§28.1. Təbii və polyarlaşmış işıq. Malyus qanunu

İşığın interferensiya və difraksiyası hadisələri onun dalğa

təbiətinə malik olduğunu göstərir. Lakin bu hadisələrin heç biri işığın

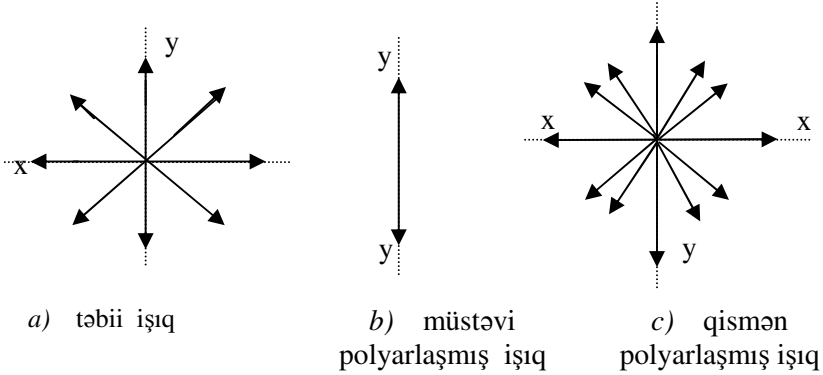
eninə yaxud uzununa dalğa olduğunu təsdiq edə bilmir. Elə hadisələr

vardır ki, bunlarda eninə və uzununa dalğaların müxtəlifliyi meydana

çıxır. Eninə dalğada maddənin bütün nöqtələri müəyyən bir müstəvidə

rəqs edir. Ona görə də eninə dalğa özünün yayılma istiqamətindən keçən

müxtəlif müstəvilərə nisbətən, müxtəlif xassələrə malikdir. Uzununa dalğalarda isə rəqslər dalğanın yayıldığı istiqamət boyunca əmələ gəlir və həmin yayılma istiqamətindən keçən istənilən bir müstəviyə nisbətən onun xassələri eyni olur. Dalğa optikasının baniləri Yunq və Frenel uzun müddət hesab etmişdilər ki, işıq dalğaları səs dalğaları kimi uzununa



Şəkil 28. 1

dalğalardır, eninə dalğalar yalnız bərk cisimlərdə mövcud ola bilər. Maksvelin elektromaqnit nəzəriyyəsindən göründü ki, işıq dalğaları eninə dalğalardır. Elektrik vektorları şüanın yayılma istiqamətinə perpendikulyar olub ixtiyari istiqamətdə yönəliirlər. Əgər şüanın yayılma istiqamətinə perpendikulyar yerləşmiş müstəvilər üzərində elektrik vektorlarının sıxlığı eyni ehtimalla paylanarsa belə işıq **təbii işıq** adlanır. Tədricən çoxlu sayda təcrübələrdən sonra işıq dalğalarının eninə dalğa olması qəbul olundu. Belə ki, işıq mənbəyindən gələn işıq dalğası yayılma istiqamətinə nəzərən tam simmetrikdir. Işıq dalğaları müəyyən uzunluqda olan elektromaqnit dalğaları olduğundan demək olar ki, işıq dalğaları da eninə dalğalardır. Işığın eninə dalğa olduğunu əyani surətdə subut edən hadisə **ışığın polarlaşması** hadisəsidir. Işıq dalğalarının rəqslərindən danışarkən elektrik vektorunun dəyişməsinə nəzər almaq lazımdır. Ona görə ki, ışığın kimyəvi, bioloji, fizioloji və s. təsirləri əsas etibarilə elektrik vektoru vasitəsilə baş verir. Buna görə də polarlaşma hadisəsində və onun izahında həmişə elektrik vektorundan (E) danışılır. Rəqsi bir müstəvidə olan işıq şüası **müstəvi polarlaşmış şüa**, rəqsi bir neçə müstəvidə olan şüa isə **təbii şüa** adlanır. Bu və ya digər səbəbdən elektrik vektorlarının paylanma sıxlığı bütün istiqamətlərdə eyni olmazsa

belə işıq **qismən polyarlaşmış işıq** adlanır (şəkil 28.1). Əgər elektrik vektorları yalnız bir müstəvidə rəqs edərsə belə işıq **müstəvi (xətti) polyarlaşmış işıq**, həmin müstəvi **rəqs müstəvisi**, ona perpendikulyar müstəvi isə **polyarlaşma müstəvisi** adlanır. Şəkil 28.2-də müstəvi polyarlaşmış işığı qırıq xətlərlə, rəqs müstəvisi (P_r) bütöv xətlərlə göstərilmişdir. Elektrik vektorları rəqs müstəvisində rəqs edirlər. Elektrik vektorunun ucu çevrə cızırsa, belə polyarlaşma **dairəvi polyarlaşma**, ellips cızırsa **elliptik polyarlaşma** olur.

Təbii şüa ilə polyarlaşmış şüanın insan gözüünə təsiri eynidir. Ona görə də həmin şüaları gözlə ayırmaq qeyri-mümkündür.

Təbii işıqdan fərqli olaraq xətti polyarlaşmış işıqda onun yayılma istiqamətinə nəzərən ox simmetrikliyi olmur.

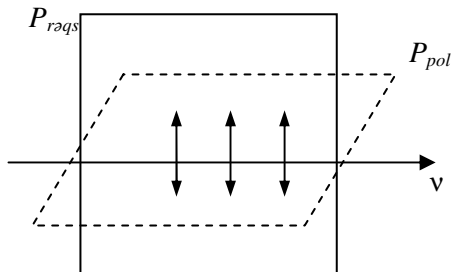
İşığı polyarlaşdıran maddə **polyarlaşdırıcı** adlanır. İşığı polyarlaşdıran maddələrə misal olaraq turmalin kristalını, islandiya şpatını (CaCO_3) və s. göstərmək olar.

İşıq dalğasında elektrik və maqnit sahə intensivlikləri vektoru kəsilməz, sürətli ($v \sim 10^{14}$ hs) rəqslər edir. Təcrübələr göstərir ki, işığın gözə və digər qəbuledicilərə təsiri E vektorunun rəqsləri ilə bağlıdır. Buna görə də onu **ışıq vektoru** adlandırırlar. Müstəvi dalğa üçün yaza bilərik:

$$E = E_m \cos \omega(t - \frac{r}{v}) = E_m \cos 2\pi(t\nu - \frac{r}{\lambda}) \quad (28.1)$$

Burada, v – faza sürəti, ν – xətti tezlik, ω isə dövrü tezlikdir.

Müəyyən tezliyə malik işıq **monoxromatik işıq** adlanır. Təbiətdə tam monoxromatik işıq yoxdur. Real mənbəyin işığı – onu təşkil edən atomların şüalanmalarının birgə təsirinin nəticəsidir və sərbəst olaraq çox kiçik zaman müddətində ($\tau = 10^{-8}$ san) şüalanır. Praktikada işıq o zaman monoxromatik hesab olunur ki, onu xarakterizə edən $\Delta\nu$ intervalı çox kiçik olsun. Hər bir şüalanma aktında atom, E vektoru müəyyən müstəvidə rəqs edən dalğa buraxır. Əgər işıq vektorunun rəqsləri şüa keçən bir müstəvidə baş verərsə, işıq müstəvisi **polyarlaşmış** adlanır (şəkil 28.3).



Şəkil 28.2

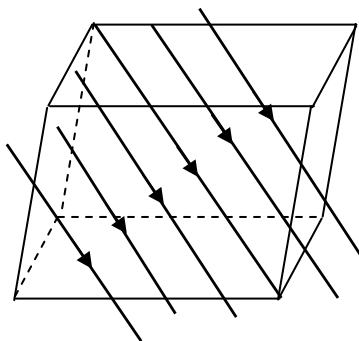
$\vec{E}$ vektorunun Q müstəvisində rəqsləri yeganə yy istiqamətilə xarakterizə olunur. Təbii işıq polyarlaşmış işıqdır: bu işıq ayrı-ayrı atom-lar çoxluğunun şüalandırdığı işıq dalğalarının toplusu olur E və H vektorlarının şüaya



Şəkil 28.3

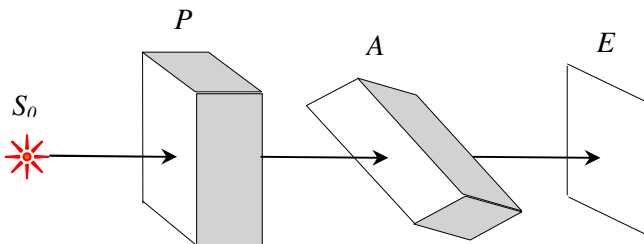
perpendikulyar bütün istiqamətlərdə rəqsləri ilə xarakterizə olunur. Təbii işıqda E-nin rəqslərinin baş verə biləcəyi bütün istiqamətlər eyni, E vektorunun rəqslərinin üstün olduğu istiqamət varsa, bu cür işıq qismən **polyarlaşmış işıq** adlanır. Şəkil 28.1-də şüa olan müstəvidə E-nin rəqslərinin mümkün halları göstərilmişdir.

Təbii kristalda elə istiqamət vardır ki, həmin istiqamət ətrafında fırlanmaya nəzərən kristalın xassələrində simmetriklilik olur. Bu istiqamət **kristalın optik oxu** adlanır. Bəzi kristallarda iki optik ox olur. Buna uyğun olaraq kristallar bir optik oxlu (turmalin, islandiya şpatı, kvars və s.) və iki optik oxlu (slüda, gips və s.) olurlar (şəkil 28.4).



Şəkil 28.4

Kristalın optik oxu düz xətt deyil, müəyyən müstəvi üzrə fəza istiqamətlidir. Optik oxdan keçən müstəvi, kristalın baş kəsiyi və ya baş müstəvisi adlanır. Kristalı elə kəsmək olar ki, alınan kəsik müstəvi onun baş kəsiyi ilə üst-üstə düşər. Kristalın belə kəsik müstəvisi üzərinə işıq saldıqda, ondan işıq rəqslərinin (və ya amplitudlarının) optik ox istiqamətində olan toplananları keçəcəkdir. Buna görə də rəqsləri optik oxa perpendikulyar olan işıq kristaldan keçmir. Turmalin kristalında polyarlaşmış işığın necə alındığını öyrənək. Tutaq ki, səthi baş kəsiyə paralel olan iki turmalin lövhə həm də bir-birinə paralel qoyulmuşdur (şəkil 28.5).



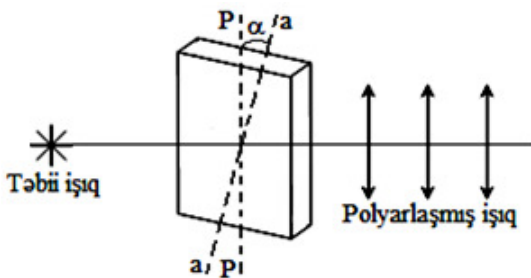
Səkil 28.5

Birinci lövhə üzərinə təbii işıq düşdükdə, o özündən yalnız optik ox istiqamətində olan rəqsləri və ya rəqslərin optik ox istiqamətindəki komponentlərini buraxacaqdır. Əgər ikinci lövhənin optik oxu birinci lövhənin optik oxuna paraleldirsə, birinci lövhədən keçən rəqslər dəyişmədən ikincidən də keçəcəkdir. İkinci lövhəni işığın yayılma istiqaməti ətrafında fırlatmaqla lövhənin optik oxu ilə işığın yayılma istiqaməti arasındakı bucağı tədricən kiçiltəndə, ikinci lövhədən keçən işığın intensivliyi də tədricən zəifləyəcəkdir və nəhayət bu lövhələrin optik oxları bir-birinə perpendikulyar vəziyyətə alındıqda, ikinci lövhədən işıq keçməyəcəkdir.

Hər iki turmalin lövhə eyni olsa da, birinci lövhə **polyarlaşdırıcı** rolunu oynadığı halda, ikinci lövhə işığın polyarlaşma dərəcəsini və həm də onun amplitudunun istiqamətini müəyyən edir. Ona görə də ikinci lövhə **analizator** adlanır. Polyarlaşdırıcıdan keçən işığın intensivliyini təyin edək. Polyarizator $\vec{E}$ vektoru yalnız müəyyən müstəvidə - polyarizator müstəvisində olan (şəkil 28.5) toplananı buraxır. Əgər təbii işığın intensivliyi - I_0 , polyarlaşmış işığın intensivliyi - I olarsa, onlar arasındakı münasibət aşağıdakı kimi olar:

$$I = \frac{1}{2} I_0 \quad (28.2)$$

İnsan gözü təbii və polyarlaşmış işığı fərqləndirə bilmir. Əgər polyarizator pol-yarlaşmış işığı analiz etmək üçün istifadə olunursa, bu halda o analizator adlanır. Əgər analizatora qismən pol-yarlaşmış işıq düşürsə, onda analizatorun şüa



Şəkil 28.6

ətrafında fırlanması (şəkil 28.6) keçən işığın intensivliyinin maksimumdan (şəkil 28.1, b; yy) minimuma (şəkil 28.1, c; xx istiqaməti) qədər dəyişməsi ilə müşayiət olunur. Əgər analizatora müstəvi polarlaşmış işıq düşürsə, onda işığın

$$E = E_0 \cdot \cos \alpha \quad (28.3)$$

toplananı analizatordan keçəcək. α - düşən işığın $\vec{E}$ vektoru rəqslərinin baş verdiyi (PP) müstəvisi ilə (aa)- analizator müstəvisi arasındakı bucaqdır. Işığın intensivliyi ilə işıq rəqsinin amplitudu arasında $I \sim E^2$ əlaqəsi olduğunu nəzərə almaqla, (28.3) ifadəsini

$$I = I_0 \cos^2 \alpha \quad (28.4)$$

şəklində yazmaq olar.

I - analizatordan çıxan işığın intensivliyi, I_0 - düşən işığın intensivliyidir. İntensivliyin bucaqdan bu cür asılılığı 1810-cu ildə Malyus tərəfindən müəyyən olunmuşdur. Bu səbəbdən həmin düstur ***Malyus düsturu*** adlanır. Malyus düsturu Apaqo tərəfindən aparılan dəqiq fotometrik ölçülərlə təsdiq olunmuşdur.

Analizatoru şüa ətrafında fırlatmaqla onun elə vəziyyətini tapmaq olar ki, bu halda işıq ondan keçmir (I intensivliyi sıfıra bərabərdir). Bu işığın tam polarlaşmış olmasını təsdiq edən etibarlı üsuldur. Əgər intensivliyi I_t olan təbii işıq ardıcıl olaraq polarizator və analizatordan keçirsə, onda çıxan dəstənin intensivliyi

$$I = \frac{1}{2} I_t \cos^2 \alpha \quad (28.5)$$

olar. Deməli, $\alpha=0$ olduqda (polarizator və analizatorun müstəviləri paraleldir), I intensivliyi maksimal olur.

§28.2. Işığın polarlaşma üsulları

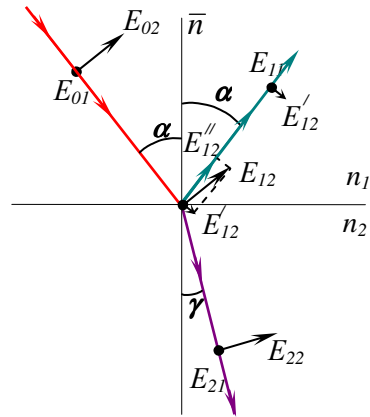
Təbii işıq iki dielektrik mühitlərin sərhədinə düşdükdə qayıdan (əks olunan) və sınan şüaların qarşısına polarizator qoymaqla həmin şüaların polarlaşma dərəcəsini təyin etmək olar. İlk dəfə 1810-cu ildə Malyus belə bir təcrübədə aşkar etmişdir ki, ümumi halda həm qayıdan, həm də sınan şüalar qismən polarlaşmış olur. Sonralar Brüster müəyyən etmişdir ki, ***ışıq şüalarının düşdüyü mühitlərin sərhədi üçün düşmə bucağının müəyyən qiymətində qayıdan şüa tam xətti polarlaşmış şüaya çevrilir***. Əgər düşmə bucağı (i)

$$\operatorname{tg} \alpha_B = \frac{n_2}{n_1} = n_{21} \quad (28.6)$$

şərtini ödəyirsə, onda qayıdan şüa düşmə müstəvisinə perpendikulyar olan müstəvidə rəqslər tam polyarlaşır. Qismən polyarlaşmış sinan şüada isə düşmə müstəvisinə paralel olan müstəvidə rəqslər üstünlük təşkil edir (şəkil 28.7). (28.6) münasibəti **Bruster qanunu**, i_b – bucağı isə tam **polyarlaşma bucağı** olub, **Bruster bucağı** adlanır.

Qayıdan şüanın qarşısına qoyulmuş polyarizatoru fırladaraq elə vəziyyətə gətirmək olar ki, şüa polyarizatoru keçməsin. Bundan sonra polyarizatoru 90° fırladsaq, keçən işığın ən böyük intensivliyi (polarizatorun maksimal şəffaflığı) müşahidə olunur. Şüşə-hava sərhədi üçün $n_{21} = 1,53$ olduğunu qəbul etsək, tam polyarlaşma bucağı üçün $\alpha_B = 57^\circ$ qiyməti alınır. Brüster qanunu da işığın dalğa təbiəti ilə izah edilir.

İşığın iki mühitin sərhədindən sinaraq şəffaf mühitə daxil olması və sərhəddən əks olunması, onun mühitlə qarşılıqlı təsiri nəticəsində baş verir. Dalğa nəzəriyyəsinə görə, düşən dalğalar mühitdə atomları rəqsə gətirir və onlar bütün istiqamətlərə ikinci dalğaları şüalandırır. Bu ikinci dalğalar interferensiya edərək sinan və



Şəkil 28.7.

qayıdan şüaları formalaşdırır. Düşən təbii işığın elektrik vektorunun rəqslərini iki qarşılıqlı perpendikulyar toplananın cəmi kimi göstərək (şəkil 28.7): düşən şüanı rəqs müstəvisi şüaya perpendikulyar E_{01} , digəri isə düşmə müstəvisi üzrə olmaqla E_{02} ilə işarə edərək toplananlara ayıraraq. Düşmə müstəvisinə perpendikulyar rəqs həm düşən, həm qayıdan, həm də sinan dalğada şüaya perpendikulyar qalmaq istənilən istiqamətdə yönələ bilər və ondakı dəyişmələr nəzərə çarpmaz. Bu dalğalar şəkil 28.7-də uyğun olaraq E_{01} , E_{11} və E_{21} ilə işarə olunmuşdur. E_{02} -yə uyğun rəqslər isə qayıdan şüada E_{12} , sinan şüada

isə E_{22} olmaqla uyğun olaraq qayıdan və sınan şüalara perpendikulyar olmalıdır. E_{02} və E_{22} bir birinə nə paralel, nə də bərabər olmurlar. Onların istiqamətləri arasında fərq α düşmə və γ sınma bucaqlarının qiyməti ilə təyin olunur. Beləliklə, sınma nəticəsində düşmə müstəvisi üzrə olan rəqsin fazası sıçrayış baş vermədən müəyyən qədər dəyişməyə məruz qalır. Qayıdan şüada analoji rəqsə uyğun dalğa (E_{12}) qayıdan şüa ilə iti bucaq əmələ gətirir. Bu dalğanın rəqslərini şəkildə göstərilən kimi qayıdan şüaya perpendikulyar və paralel olmaqla E'_{12} və E''_{12} toplananlarına ayıraq. Işıq dalğaları eninə dalğa olduqlarından, qayıdan şüada yalnız E'_{12} rəqsləri iştirak edə bilər. Düşmə və sınma bucaqlarının münasibətindən asılı olaraq E'_{12} az və ya çox dərəcədə E_{12} -dən kiçik olur, yəni qayıdan şüada E_{11} rəqsləri üstünlük təşkil edir. Belə işıq qismən polyarlaşmışdır. Xüsusi halda qayıdan və sınan şüalar perpendikulyar olarsa,

$$\alpha_B + \gamma = 90^\circ \quad (28.7)$$

şərti ödənilər və bu halda E_{12} rəqsləri qayıdan şüanın istiqaməti ilə üst-üstə düşər. Elektromaqnit dalğalarının eninə dalğa olmasına görə belə rəqslər əks olunan dalğada iştirak edə bilməz. Beləliklə, düşmə bucağı tam polyarlaşma bucağına bərabər olduqda, qayıdan şüada yalnız qayıtma müstəvisinə perpendikulyar E_{11} rəqsləri mövcud ola bilər ki, bu da qayıdan şüanın qayıtma müstəvisində tam polyarlaşmasını isbat edir. (28.7) şərtini həndəsi optikadan məlum olan işığın sınma qanununda nəzərə alsaq,

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \gamma} = \frac{n_2}{n_1} \Rightarrow \frac{\sin \alpha_B}{\sin(90^\circ - \alpha_B)} = n_{21} \Rightarrow \operatorname{tg} \alpha_B = n_{21} \quad (28.8)$$

olar. Bu isə Brüster qanununun riyazi ifadəsidir. (28.7) şərti ödənilmədikdə qayıdan şüa qismən polyarlaşmış olur. Sınan şüada isə sınma müstəvisində baş verən rəqslər üstünlük təşkil etdiyindən, istənilən halda o qismən polyarlaşır.

Qayıdan şüanın polyarlaşması hadisəsindən kosmosdan dəniz səthi üzərində neft təbəqəsini aşkar etmək üçün istifadə olunur.

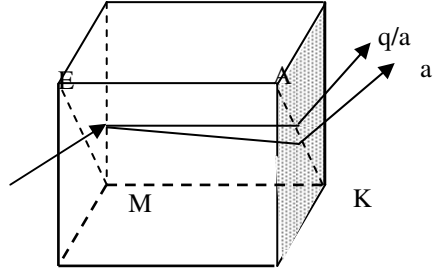
§28.3. Işığın ikiqat sınması

Optik anizotrop mühitdən keçdikdə işığın polyarlaşması böyük praktiki əhəmiyyətə malikdir. Optik anizotropluq dedikdə mühitin optik xassələrinin istiqamətindən asılılığı nəzərdə tutulur. Şəffaf kristalların çoxu (island şpatı, turmalin, kvars və s.) optik anizotropdur. Bu cür mühitlərdə işıq sürəti və deməli, sındırma əmsalı müxtəlif istiqamətlərdə eyni olmadığından, onlarda **ışığın ikiqat sınması (qoşa şüasınınma)** hadisəsi bas verir.

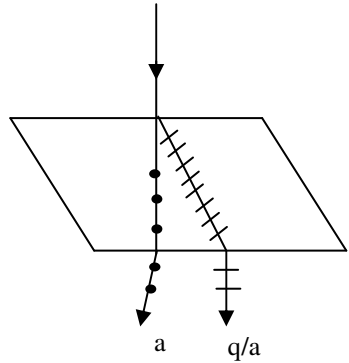
İkiqat (qoşa) sınmanı təbii kristal olan islandiya şpatında daha yaxşı müşahidə etmək olar. Təcrübə göstərir ki, islandiya şpatı üzərinə təbii işıq şüası saldıqda onun daxilində bu şüa bir-birindən aralı iki müxtəlif şüa şəklində yayılır. Həmin hadisə **ikiqat şüasınınma** adlanır. İkiləşmiş həmin şüalardan biri (a) işığın sınma qanununa tabe

olur, digəri (q/a) isə tabe olmur (şəkil 28.8). Şüa kristal səthinə düşdükdə də həmin hadisə baş verir (şəki 28.9).

İşığın sınma qanununa tabe olan şüaya **adi**, tabe olmayan şüaya isə **qeyri-adi** şüa deyilir. Adi şüa halında n_a düşmə bucağından kəskin asılı olmadığı halda, qeyri-adi şüa halında $n_{q/a}$ düşmə bucağından kəskin asılıdır. Elə ona görə də, adi şüanın kristal daxilində bütün istiqamətlərdə sürəti sındırma əmsalından asılı olmadığına görə eyni olduğu halda (**izotrop**), qeyri-adi şüanın müxtəlif istiqamətlərdə sürəti müxtəlif (**anizotrop**) olur. Adi və qeyri-adi şüaların sürətlərinin üst-üstə düşdüyü istiqamət **kristalın optik oxu** adlanır. Bu ox boyunca şüanın ayrılması baş vermir. $n_a > n_{q/a}$ olduqda kristal mənfi, $n_a < n_{q/a}$ olduqda isə müsbət kristal adlanır. Qoşa şüa sındıran kristaldan çıxan hər iki şüa qarşılıqlı perpendikulyar müstəvilərdə tam polyarlaşmış olur. Əgər kristal işığı udmursa, onda onun intensivliyi bu iki şüa arasında



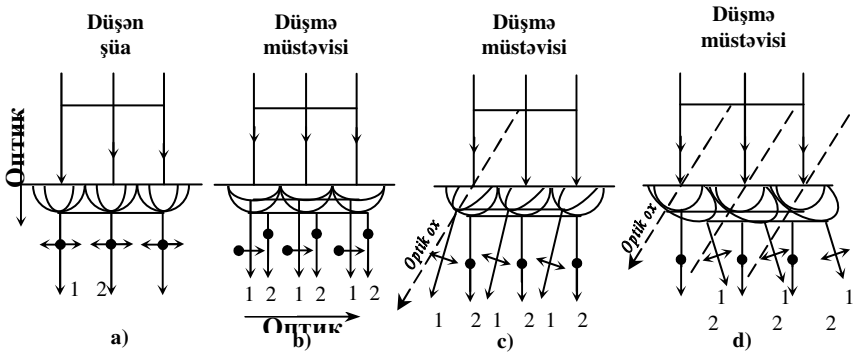
Şəkil 28.8



Şəkil 28.9

bərabər bölünmüş olur.

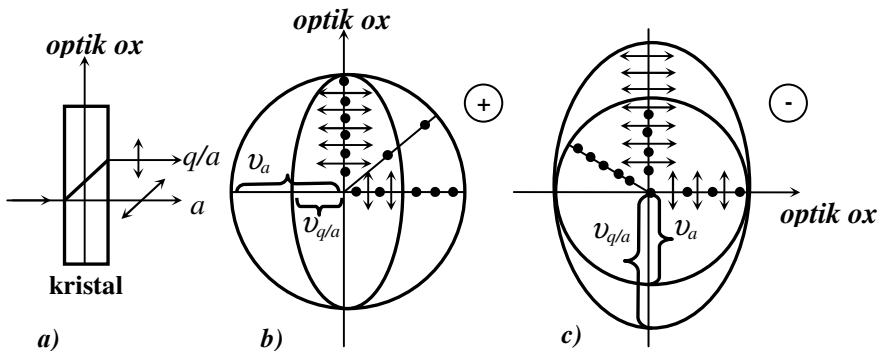
Kristal daxilində yalnız iki istiqamətdə ikiqat şüasınma baş vermirsə, bu istiqamətlərə kristalın **optik oxları** deyilir. Bu cür kristallar ikioxlu kristallardır. Bəzi kristallarda hər iki ox bir-birinin üzərinə düşür. Həmin kristallar biroxlu kristallar adlanır. Kristalın optik oxları yerləşmiş müstəviyə **baş kəsik müstəvisi** deyilir. Adi şüa baş kəsik müstəvisinə perpendikulyar müstəvidə polyarlaşır. Deməli, adi şüanın rəqsləri optik oxa perpendikulyar olduğu halda, qeyri-adi şüanın rəqsləri optik oxa paralel olur. İkiqat (qoşa) sındıran kristallar adi və qeyri-adi şüaları müxtəlif cür udurlar. Bu hadisə **dixroizm** adlanır.



1-qeyri adi şüa; 2-adi şüa

Şəkil 28.10

Biroxlu kristallara işığın normal düşməsi halında adi və qeyri-adi şüaların mühit daxilindəki yolunu müəyyənləşdirmək məqsədi ilə mexaniki və işıq dalğaları üçün məlum olan Huygens prinsipindən istifadə edək (şəkil 28.10). Bu prinsipə görə dalğaların çatdığı fəzanın hər bir nöqtəsi ikinci dalğaların mənbəyi kimi çıxış edir. Bu dalğaların səthi şəkil 28.11-də təsvir olunmuşdur. Adi şüalar üçün dalğaların səthi sferaya (*çevrəyə*) (şəkil 28.11, a), qeyri-adi şüalar üçün isə ellipsoidə (*ellipsə*) (şəkil 28.11, b) uyğun gəlir. Düşən şüalar optik oxa paralel olduqda (şəkil 28.10, a) şüanın yayılma istiqamətində adi və qeyri-adi şüaların dalğa səthləri üst – üstə düşdüyünə görə qoşa

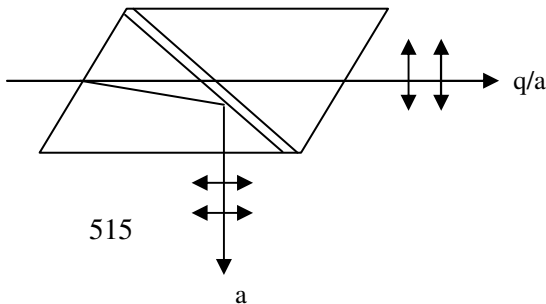


Səkil 28.11

şüasınınma hadisəsi baş vermir. Şüalar optik oxla perpendikulyar olduqda isə (şəkil 28.10, b) adi və qeyri-adi şüaların yayılma istiqamətləri üst-üstə düşsələr də, onların yayılma sürətləri fərqləndiyindən, mühitin qalınlığı d olduqda bu şüalar arasında $\Delta = d(n_a - n_{q/a})$ yollar fərqi və ya $\delta = 2\pi\Delta/\lambda$ fazalar fərqi yaranar. Mühitə düşən şüalar ona perpendikulyar olmaqla optik oxla $0 \leq \varphi \leq 90^\circ$ bucağı əmələ gətirərsə, adi və qeyri-adi şüaların mühit daxilindəki yolları ayrılır. Müsbət və mənfi kristallar üçün belə qurmalar uyğun olaraq şəkil 28.10, c və 28.10, d-də təsvir olunmuşdur. Adi və qeyri-adi şüaların mühit daxilində ayrılma məsafəsi mühitin qalınlığından, sındırma əmsallarının $n_a - n_{q/a}$ fərqiindən asılı olmaqla şüanın istiqaməti ilə optik ox arasındakı bucağın 45° qiymətində ən böyük olur.

Mühitin kristal qəfəsi, fiziki xassələri optik oxla perpendikulyar müstəvi üzrə anizotrop olarsa, kristal *ikioxlu* adlanır və belə kristalda qoşa şüasınınmada yaranan hər iki şüa *qeyri-adilik* xassəsinə malik olur. Adi və qeyri-adi şüalara ayrılmaq xassəsi isə yalnız biroxlu kristallara xasdır. İkioxlu kristallar olaraq *slüda*, *gips* və bütün kubik quruluşa malik olmayan materiallar göstərilə bilər.

Turmalin kristalında adi şüa qeyri-



Şəkil 28.12

adi şüaya nisbətən çox udulur. Ona görə də turmalin kristalların 1 mm qalınlığında adi şüa tamamilə udulur, kristaldan keçən təbii şüadan qeyri-adi şüa qalır. Turmalin lövhəsinin bu xassəsindən istifadə edərək onu **polyarizator** kimi işlədirlər. Bu xassəsi ilə polyaroid turmalin kristalına oxşayır. **Polyaroid** şəffaf təbəqə üzərində düzülmüş kerapatit kristallardan hazırlanır. Belə polyaroid həm polyarizator, həm də analizator kimi işlədilir. Belə polyarlaşdırıcıdan biri də **Nikol prizmasıdır**.

Yüksək keyfiyyətli polyarizator Nikol prizmasıdır. Nikolun iş prinsipi island şpatında qoşaşüasındırma hadi-səsinə əsaslanır. Bütöv kristaldan prizma kəsilir, o iki yerə bölünür və sındırma əmsalı $n_a < n < n_{q/a}$ olan Kanada balzamu ilə yenidən bir-birinə yapışdırılır.

Kanada balzamının sındırma əmsalı (1.550), adi şüanın sındırma əmsalı (1.64), qeyri-adi şüanın sındırma əmsalı (1.49) olduğundan, balzam üzərinə düşən adi şüa tam daxili qayıtmaya məruz qalır və prizmadan kənara çıxır. Qeyri-adi şüa isə kristaldan keçir və müstəvi polyarlaşmış işıq kimi istifadə olunur. Qeyri-adi şüa üçün balzamin sındırma əmsalı kiçik olduğundan həmin şüa nisbətən sınır və təxminən düşən S şüasının istiqamətində prizmadan çıxır. Nikol prizmasının yan səthləri qaralandığından adi şüa udulur və nəhayət təkə qeyri-adi şüa qalmış olur (şəkil 28.12). Belə bir prizmadan həm analizator, həm də polyarizator kimi istifadə etmək mümkündür. Əgər iki Nikol götürüb onları təbii şüanın yolunda baş kəsik müstəviləri paralel olmaq şərtilə qoysaq, ekran üzərində işıqlanma, baş kəsiklərə perpendikulyar olduqda isə ekran üzərində qaranlıq alar. Adi şüası yapışma yerinə tam qayıtma bucağından böyük bucaq altında düşdükcə tam qayıtmaya məruz qalır və prizmadan kənara çıxır. Qeyri-adi şüa isə kristaldan keçir və müstəvi polyarlaşmış işıq kimi istifadə olunur.

§28.4. Elektrik sahəsində ikiqat şüasınma.

Süni anizotropluq. Kerr effekti

Xarici təsirlər vasitəsilə izotrop mühitdə anizotropluq yaratmaqla da bu mühitdə ikiqatsınma hadisəsi yaratmaq olar. Cisimlərdə elektrik sahəsinin təsiri ilə əmələ gələn anizotropluq **süni anizotropluq** adlanır. Süni anizotropluq yalnız mexaniki təsir nəticəsində deyil, elektrik sahəsinin təsiri nəticəsində də baş verir. Elektrik sahəsinin təsiri nəticəsində süni anizotropluğun yaranması hadisəsini 1875-ci ildə müşa-

hidə edən **Kerr** olmuşdur.

Elektrik sahəsində iki-qətsınma ilk dəfə yüklənmiş kondensatorun lövhələri arasında yerləşdirilən bərk dielektrlərdə aşkara çıxarılmışdır. Sonralar (1930-cu ildə) elektrik sahəsinin təsiri ilə ikiqətsınma qazlarda da tapıldı. Əgər şüşə lövhə götürüb onu mənəgənə ilə sıxsaq, onda görüş sahəsi işıqlanar. Buna səbəb mexaniki gərginlikdir. Anizotropiya zamanı ikiqətsınma hadisəsini adi və qeyri-adi şüaların sındırma əmsalları arasındakı fərq xarakterizə edir.

Təcrübə göstərir ki,

$$n_a - n_{q/a} = k \cdot P \quad (28.9)$$

Burada, P – mexaniki gərginlikdir. k –cismnin növündən asılı olan mütənasiblik əmsalıdır. Həmin hadisədən mexaniki gərginliyin paylanmasını tədqiq etmək üçün istifadə edilir. Kerr təcrübəsi mahiyyət etibarilə aşağıdakından ibarətdir. Baş kəsikləri perpendikluyar olmaq şərtilə qoyulmuş nikollar arasında kondensator yerləşdirilmişdir (şəkil 28.13).

Elektrik sahəsi olmadıqda görüş sahəsi qaranlıq olursa, sahə yaradan andan $10^{-8} \div 10^{-10}$ san sonra görüş sahəsi işıqlanır.

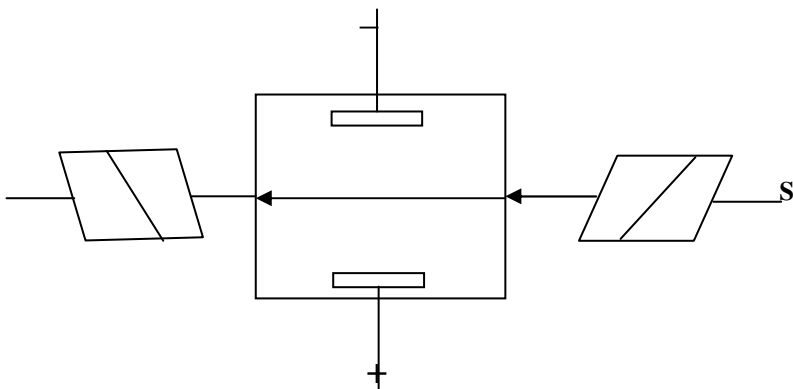
Elektrik sahəsi kondensator lövhələri arasında olan maddənin atom və molekullarına təsir edərək anizotropluq yaradır. Bunun nəticəsində polyarizatorndan çıxmış şüalar ikiqat sınaq analizatora daxil olduqda interferensiya etmiş olur. Kerr təcrübə əsasında müəyyən etmişdir ki, ikiqat şüa sınması zamanı adi və qeyri-adi şüaların sındırma əmsalları arasındakı fərq belə olur:

$$n_a - n_{q/a} = kE^2 \quad (28.10)$$

Burada, k –Kerr əmsalı, E –elektrik sahəsinin intensivliyidir. Adi və qeyri-adi şüaların fazaları arasındakı fərq:

$$\varphi = 2\pi \frac{\delta}{\lambda} \text{ və ya } \varphi = 2\pi \frac{l}{\lambda} (n_a - n_{q/a}) \quad (28.11)$$

Burada isə l – işığın maddə daxilindəki (elektrik sahəsində) yoludur.



Şəkil 28.13

Kerr hadisəsinin izahı 1910 cu ildə *Lanjevan* tərəfindən verilmişdir. Molekulyar kinetik nəzəriyyə baxımından Kerr effekti qaz və maye molekullarının optik anizotropluğu ilə əlaqələndirilir. Bu anizotrop molekullar işıq dalğasının sahəsində onun elektrik vektorunun istiqamətinə nəzərən kiçik və ya böyük polyarlaşmaya malik ola bilərlər. Lakin molekullar xaoslu paylandığı üçün xarici amil olmadıqda adi şəraitdə mühit izotrop olur. Xarici elektrik sahəsi mövcud olduqda anizotrop molekulların sahə istiqamətində düzülməsi nəticəsində mühitin anizotropluğu meydana gəlir. Xarici elektrik sahəsinin istiqaməti simmetriya oxu olduğundan, dielektrik nüfuzluğunun qiyməti sahə istiqamətində və ona perpendikulyar istiqamətdə bir-birindən fərqlənir. Sahəyə perpendikulyar istiqamətlər bərabərhuquqlu olduqları üçün, maye və ya qaz özünü dielektrik nüfuzluğu $\epsilon_{\perp}$ və $\epsilon_{\parallel}$ olan biroxlı mühit kimi

aparır. Bu halda ($\epsilon_x = \epsilon_y \neq \epsilon_z$), optik oxun istiqaməti xarici sahənin istiqaməti ilə üst-üstə düşür. Əgər maye dielektrik məxsusi elektrik momentinə malik olmayan qeyri-polyar molekullardan təşkil olunmuşsa, xarici sahənin təsiri altında onlar *induksiyalanmış dipol momenti əldə edirlər* və bu dipol momenti istiqamətcə xarici sahə ilə üst-üstə düşür. Belə molekulların elektron qabığının deformasiyası E sahəsi ilə eyni istiqamətdə olduğundan, sahə istiqamətində dielektrik nüfuzluğu və sındırma əmsalı daha böyük olur, $n_{q/a} > n_a$ şərti ödənilir və belə maddələr özlərinin müsbət kristallar kimi aparır. Qeyri-polyar molekullara malik maddələrdə induksiyalanmış dipol momenti sahə ilə

yaranıb , sahə ilə birlikdə də yox olduğundan, relaksasiya müddəti kifayət qədər kiçik qiymətə ($10^{-10} \div 10^{-13}$ san) malik ola bilər.

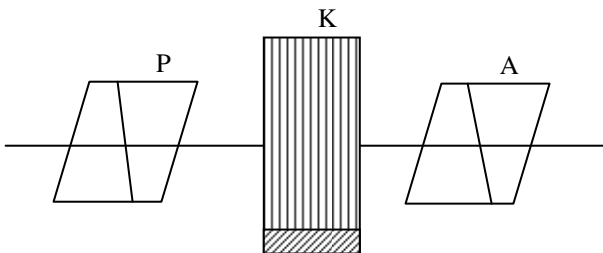
Polyar dielektrlərdə Δn həm müsbət, həm mənfi, həm də sıfır ola bilər. Belə dielektrlərdə dipol momentlərinin sahə boyunca düzülməsi baş verir və qoşa şüasının nəticəsində $\Delta n \neq 0$ ola bilər. Elektrik sahəsi yox olduqda xaotikliyin bərpa olunması heç də ani olaraq baş verə bilmir və polyar molekullar üçün relaksasiya müddəti 10^{-8} san-dən kiçik ola bilmir. Belə molekullar üçün dəyişən elektrik sahəsində Kerr əmsalı sabit sahədəkinə nisbətən *üzürlə dəfə kiçik(!)* olur. Bəzi mayələrdə $B < 0$ (yaxud $\Delta n = n_{q/a} - n_a < 0$) mənfi kristal halının müşahidə olunması, həmin maddənin molekullarının kifayət qədər böyük elektrik momentinə malik olması ilə əlaqələndirilə bilər. Bu halda molekul xarici sahə tərəfindən elə istiqamətlənə bilər ki, maksimal dielektrik nüfuzluğu sahə ilə müəyyən bucaq təşkil etsin. Bucağın qiyməti elə Kerr əmsalının işarəsini təyin edir. Bucaq sıfır olduqda $B > 0$, bucaq 90° olduqda isə $B < 0$ olur. Bucağın elə aralıq qiymətləri də ola bilər ki, $B = 0$ olsun, yəni polyar dielektrlərdə Kerr effekti müşahidə olunmaya da bilər. Bir-birinə yaxın elektrik momentinə malik molekullardan təşkil olunmuş mayələrdə Kerr əmsallarının kəskin fərqlənə bilməsi bu hadisə ilə izah oluna bilər.

Ümumi təsəvvürlər əsasında $n_{q/a} - n_a \approx E^2$ asılılığı da izah oluna bilər. Əgər elektrik sahəsinin istiqamətini dəyişməsi kristalın 180° dönməsinə uyğun gəlirsə, mühitin optik xassələrində heç bir dəyişiklik baş verməz, çünki maye molekulları simmetriya mərkəzinə malikdirlər. Ona görə də $n_{q/a} - n_a$ fərqi yalnız xarici sahənin cüt qüvvətləri ilə mütənasib olmalıdır. Bu halda Δn -in xarici sahədən asılılığında yüksək qüvvətlərin təsiri nəzərə alınmayacaq dərəcədə kiçik olduğundan, ifadədə yalnız $n_{q/a} - n_a \approx E^2$ həddi saxlanıla bilər

Yuxarıda qeyd olunan xassələr Kerr effektinin bir sıra tətbiq sahələrini müəyyən edir. Belə ki, Kerr özəyi qısa sürətli güclü işıq impulsları üçün ekspozisiya müddəti $10^{-10} \div 10^{-13}$ san. olan fotoqrafik çaxmaq, lazer şüaları üçün təsir müddəti xarici sahə ilə idarə olunan modulyator və s. kimi istifadə oluna bilər.

§28.5. Polyarlaşmış işığın interferensiyası

İslandiya şpatında və ya hər hansı başqa kristalda qoşaşüasınma nəticə-sində təbii işıqdan alınan adi və qeyri-adi şüalar müxtəlif atomlardan müxtəlif vaxtlarda şüalanən dalğalar olduğundan, onlar bir-biri ilə koherent deyillər. Şəkildəki qurğu vasitəsilə iki bir-biri ilə koherent polyarlaşmış işıq şüalarını almaq mümkündür (şəkil 28.14).



Şəkil 28.14

Polyarlaşmış işığın interferensiyasını müşahidə etmək üçün əvvəlcə polyarlaşmış hər bir şüanı adi və qeyri-adi şüaya ayırıb, sonra onların rəqslərini bir müstəviyə gətirmək lazımdır.

Polyarlaşmış paralel şüaların interferensiyasını müşahidə etmək üçün istifadə olunan qurğu sxematik olaraq şəkil 28.14-də göstərilmişdir.

Burada, P – polyarizator, A – analizator rolunu görən nikollardır, K – isə biroxlı kristal lövhədir.

Kristal lövhə daxilində adi və qeyri-adi şüa oxa perpendikulyar istiqamətdə müxtəlif sürətlərlə yayılır. Bu da həmin lövhələrdə adi və qeyri-adi şüaların arasında fazalar fərqlərinin əmələ gəlməsinə səbəb olur. Qalınlığı l olan həmin kristal lövhə daxilindən keçən adi və qeyri-adi şüaların arasında əmələ gəlmiş fərq

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi l}{\lambda_a} - \frac{2\pi l}{\lambda_{q/a}} \quad (28.12)$$

Burada, $\lambda_a = \frac{\lambda}{n_a}$ və $\lambda_{q/a} = \frac{\lambda}{n_{q/a}}$ olduğundan,

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi l}{\lambda} (n_a - n_{q/a}) \quad (28.13)$$

olar. Burada, λ – dalğanın boşluqdakı uzunluğudur.

Əgər kristal lövhədən keçmiş şüa analizator üzərinə düşərsə,

müşahidəçi lövhə üzərində interferensiya mənzərəsini müşahidə edir. Beləliklə, polarizator koherent şüaların əmələ gəlməsini təmin edirsə, kristal lövhə daxilində ikiləşmiş dalğaların fazaları arasında müəyyən fərqlər əmələ gəlməsinə səbəb olur.

Analizator isə bu rəqsləri bir müstəviyə gətirərək interferensiya hadisəsinin müşahidə olunmasına imkan yaradır. Polyarlaşmış işıq interferensiyasını müşahidə etmək üçün aparılan təcrübələr işıq dalğalarının eninə olmasını sübut edən ilk fakt olmuşdur.

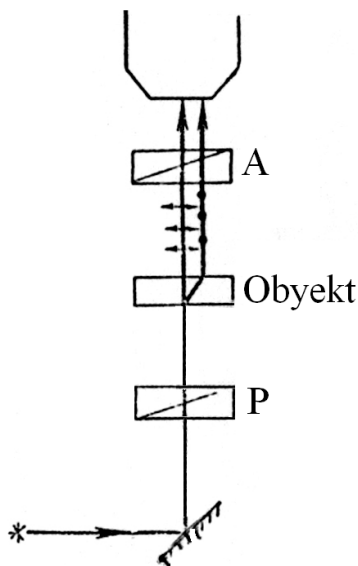
Polyarlaşmış işıq interferensiya hadisəsindən hal-hazırda kristalların quruluşunu və oxlarının istiqamətini, cisimlərdə baş verən deformasiyanı və mexaniki gərginliyi təyin etmək üçün istifadə edilir. Polarizasiya mikroskopu vasitəsilə minerallar və dağ süxurlarını tədqiq edirlər.

§28.6. Polyarlaşma mikroskopu

Çarpazlaşdırılmış polarizator və analizator işığı buraxmır. Lakin əgər onlar arasında optik-aktiv maddə qoyulsa, müşahidə zonası işıqlanır.

Bu onunla izah olunur ki, bu cür maddədə işıq qoşa şüasına mürəkkəb şüa (a və q/a şüaları) və bu maddə daxilində həmin şüalar arasında optik yollar fərqi yaranır (şəkil 28.15).

Analizator iki şüadan eyni istiqamətli rəqsləri seçir. Analizatoru keçən sərbəst koherent olan bu rəqslər həm də bir-birini yollar fərqi asılı olaraq gücləndirərək, yaxud zəiflədərək interferensiya edirlər. Ağ işıqla müşahidə apardıqda görmə zonası rəngli olacaq, belə ki, yollar fərqi işıq dalğasının uzunluğundan asılıdır. Bu hadisə optik anizotrop mühitləri tətqiq etmək üçün istifadə olunan polyarlaşma mikroskopunun işığının əsasında durur. Bu mikroskop digər metodlarla müşahidəsi çətin olan obyektləri (məsələn, xromosomları, hüceyrə bölünməsi



Şəkil 28.15

prosesini) müşahidə etməyə imkan verir.

Maye kristal adlanan maddələr güclü optik anizotropiyaya malikdirlər. Bu maddələrdə mütəhərriklik və elastiklik hissəciklərin nizamlı yerləşməsi ilə çülğəşir. Maye kristalların qoşa şüa sındırması və dioxorizmi son, zəncir formalı uzunsov molekulaların düzülüşü molekulyar qarşılıqlı təsir hesabına saxlayırlar. Maye kristal quruluşu (struktur) təbiətdə geniş yayılmışdır: onlar hüceyrə membranının elastik əsasını, əzələ liflərini, birləşdirici toxumaların xromosom və mitoxondrilərin və s. əsasını təşkil edirlər. Bu kristallar qoşa şüasınınma xassəsinə malik olduqlarından polyarlaşma mikroskopunda tədqiq oluna bilər.

Maye kristallar halı mayedən öz optik, elektrik və s. xassələri ilə fərqlənir. Bu kristalların molekulyar quruluşu olduqca zəif xarici təsirlərə həssasdır (temperatur dəyişməsi, maqnit və elektrik sahələri və s.). Bioloqlar maye kristalların öyrənilməsinə böyük maraq göstərir. Belə ki, onlar canlı orqanizmin mühüm funksiyalarına əsaslanır: qavrama, hərəkət, çoxalma, sintez, enerji mübadiləsi.

Şəffaf bioloji obyektləri adi mikroskopda müşahidə etməklə müxtəlif quruluşları ayırd etmək çətindir. Buna görə də xüsusi metodika, o cümlədən polyarlaşma mikroskopu metodu tətbiq edilir. Bir sıra toxumalar (əzələ, sümük, sinir) optik anizotropiyaya malik olduqlarından bioloji obyektlərin mikroskopu ilə tədqiqi mümkündür. Çarpazlaşmış polyarizator və analizator halında o liflər görünəcəkdir ki, onların anizotropiyası polyarlaşmış işıqı dəyişdirir. Polyarlaşmış işıqı sümük toxumalarında meydana çıxan mexaniki gərginlikləri model şəraitində qiymətləndirməyə imkan verir. Hər metod fotoelastiklik xassəsinə əsaslanmışdır. Fotoelastiklik dedikdə başlanğıcda izotrop olan bərk cisimlərdə mexaniki gərginlik nəticəsində optik anizotropiyanın yaranması başa düşülür.

Şəffaf anizotrop maddə, məsələn, pleksiqlasdan sümüyün müstəvi modeli hazırlanır. Çarpazlaşmış polyaroidlərdə bu maddə görünür, belə ki, müşahidə sahəsi qaranlıqdır. Gərginlik tətbiq etməklə pleksiqlasın anizotropiyasını törədirlər və bu zaman zolaq və ləkələrdən ibarət xarakterik mənzərə yaranır. Hər mənzərəyə, həmçinin həmin mənzərənin gərginliyinin artıb-azalması zamanı dəyişilməsinə görə modeldə, o cümlədən sümükdə yaranan gərginliklər barədə nəticə çıxarmaq olar.

§28.7. Polyarlaşma müstəvisinin fırlanması

Müstəvi polarlaşmış işıq bəzi maddələrdən keçdikdə polarlaşma müstəvisinin fırlanması baş verir. Bu cür maddələr **optik aktiv maddələr** adlanır.

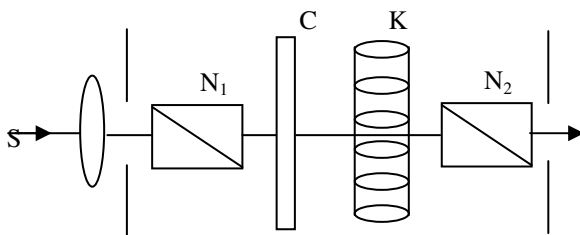
Çarpazlaşdırılmış polarizator (P) və analizator (A) ($aa \perp pp$) mənbədən gözə işıq buraxmır. Əgər onlar arasında optik aktiv maddə (K) qoyulsa, görmə sahəsinin işıqlanması baş verir. Əgər analizator hər hansı φ bucağı qədər döndərilə işıq yenidən sönər (şəkil 28.15). Deməli maddədən çıxdıqda işıq müstəvi polarlaşmış qalır, lakin onun işıq vektorunun rəqs müstəvisi φ bucağı qədər dönmüş olur:

$$\varphi = \alpha d \quad (28.14)$$

α –fırlanma sabiti, d –təbəqənin qalınlığıdır. Ən böyük optik aktivliyə maye kristallar malikdir: $a = 18000$ dər/mm. Əgər optik aktiv maddə məhluldadırsa onda,

$$\varphi = [\alpha]cd \quad (28.15)$$

olur. α –dm–lərlə, c –məhlulun konsentrasiyası (q/sm^3) istifadə olunur. $[\alpha]$ –xüsusi fırlanma adlanır. α -in dalğa uzunluğundan asılı fırlanma dispersiyası adlanır və hər bir maddə üçün bu asılılıq məxsusudur. Maddələrin optik aktivliyi onun molekullarının spiralvarı strukturu ilə



Şəkil 28.16

əlaqələndirilir.

Kvarsın polarlaşma müstəvisinin fırlatmasını tədqiq edən **Bio** olmuşdur. Bu haqda **Bionun 3 qanunu** vardır:

1. Polarlaşma müstəvisinin fırladılması kvarsın qalınlığı ilə düz mütənasibdir.

2. Polarlaşma müstəvisini sağa və sola fırladan bir neçə kvars lövhənin birlikdə fırlatması onların ayrılıqda fırlatmalarının cəbri cəminə bərabərdir.

3. Kvarsın polarlaşma müstəvisini fırlatması təxminən dalğa uzunluğunun kvadratı ilə $(1/\lambda^2)$ tərs mütənasibdir. Məsələn, 1 mm

qalınlıqda olan kvarts lövhə qırmızı şüaların polyarlaşma müstəvisini 50° fırladır.

Polyarlaşma müstəvisinin fırladılmasını ilk dəfə izah edən Frenelə olmuşdur. Frenelə görə polyarlaşmış şüa optik aktiv maddə içərisində optik ox istiqamətində yayılarkən iki şüaya, dairəvi polyarlaşmış şüalara ayrılır. Bu şüalar optik aktiv maddə daxilində müxtəlif sürətlə yayıldığından maddədən çıxarkən toplandıqda rəqs müstəvisini dəyişdirmiş olur. Bu da polyarlaşma müstəvisinin dəyişməsi deməkdir.

Faradey təcrübədə optik-aktiv olmayan maddələrin maqnit sahəsində optik-aktiv maddəyə çevrilməsini müşahidə etmişdir. Tədqiq edilən maddə elektromaqnit qütbləri arasında polarizatorla analizator arasında yerləşdirilir. Bu halda analizatorla polarizatorun baş kəsik müstəviləri perpendikulyar olarsa, analizatorun görüş sahəsi qaranlıq olacaqdır. Əgər bu vəziyyətdə maqnit sahəsi yaratsaq, görüş sahəsinin işıqlandığını görürük. Buna səbəb maqnit sahəsi tərəfindən polyarlaşma müstəvisinin fırladılmasıdır. Bu hadisəni qanun şəklində verən **Verde** olmuşdur. **Verde qanununa** görə polyarlaşma müstəvisinin fırladılması

$$\alpha = V H l \cos \beta \quad (28.16)$$

Şəklində ifadə olunur. Burada, H –maqnit sahəsinin intensivliyi, l –maddə daxilində şüanın yolu, β –şüa ilə maqnit qüvvə xətləri arasında əmələ gələn bucaq, V –isə Verde əmsəlidir.

Verde əmsəlinin dalğa uzunluğundan asılılığını verən Bio olmuşdur. **Bio qanununa** görə:

$$v = \frac{A}{\lambda^2} + \frac{B}{\lambda^4} \quad (28.17)$$

Burada, A və B – maddənin növündən asılı olan kəmiyyətlərdir. Ferromaqnit maddələrin polyarlaşma müstəvisini fırlatması çox böyükdür. Məsələn, $5.5 \cdot 10^{-7}$ sm qalınlığında dəmir təbəqəsi intensivliyi 15000 ersted olan maqnit sahəsində polyarlaşma müstəvisini $1^\circ 48'$ fırladır. Bunu 1 sm qalınlıqda dəmir təbəqə üçün hesablasaq 200000°-yə yaxın bir ədəd verər.

İşıq optik aktiv mühitdən keçdikdə onun polyarlaşma müstəvisinin fırlanmasının ölçülməsinə əsaslanmış tədqiqat metodu, polyarimetriya, istifadə olunan cihazlar isə polyarimetr adlanır.

Analizatorun dönmə bucağına görə ϕ bucağı tapılır. ϕ tapıldıqdan sonra $[\alpha]$ qiyməti xüsusi cədvəldən götürülür və (28.15) düsturuna görə c hesablanır. Buna görə polyarimetriya tibbdə istifadə olunur. Şəkər məhsulunu tədqiq etmək üçün istifadə olunan cihaz saxarimetr adlanır. $[\alpha]$ -nın qiymətinə görə (28.15) düsturu ilə şəkər məhlulunun

konsentrasiyasını hesablamaq olar. Optik fəal olan şəkər məhlulunun konsentrasiyasını təyin etmək üçün işlədilən polyarimetmə *saxarometr* (*şəkərölçən*) deyilir. Müasirləşdirilmiş saxarometrdən sənayedə şəkər istehsalında geniş istifadə olunur.

XXIX Fəsil

İşığın maddələrlə qarşılıqlı təsiri

§29.1. İşığın dispersiyası

Maddənin şüasındırma əmsalının qiyməti bu maddənin növündən başqa, ondan keçən işığın dalğa uzunluğundan da asılıdır. *Maddənin şüasındırma əmsalının ondan keçən işığın dalğa uzunluğundan asılılığı hadisəsi **ışığın dispersiyası** adlanır.* Başqa sözlə desək, verilən hər bir maddə üçün sındırma əmsalı dalğa uzunluğunun müəyyən funksiyasıdır.

$$n=f(\lambda) \quad (29.1)$$

Bu funksiyanı ilk dəfə Koşi vermişdir. Koşiyə görə

$$n = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4}$$

burada, A, B, C – sabit kəmiyyətlərdir.

Hər hansı bir maddənin λ_1 və λ_2 dalğa uzunluqlarına sındırma əmsallarının n_1 və n_2 qiymətləri uyğun olarsa, onda λ_1 -dən λ_2 -yə qədər olan hissədə orta dispersiya

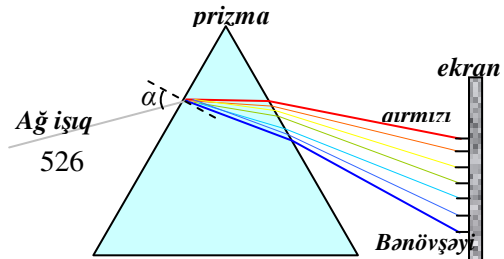
$$D = \frac{n_2 - n_1}{\lambda_2 - \lambda_1} = \frac{\Delta n}{\Delta \lambda} \text{ və ya } D = \frac{dn}{d\lambda} = \frac{d}{d\lambda} f(\lambda) \quad (29.2)$$

Şəklində ifadə olunur.

Nyuton təcrübədə müəyyən etmişdi ki, (1672) ağ işığın nazik dəstəsi üçbucaqlı şüşə prizmadan keçəndə bu işığın müxtəlif monoxromatik komponentləri müxtəlif dərəcədə sınır və ona görə də prizmanın arxasına qoyulmuş ekranda rəngli spektr alınır: dalğa uzunluğu kiçik olan, məsələn, bənövşəyi işıq daha çox sınır (şəkil 29.1).

İşığın maddədə yayılma sürəti bu maddənin şüasındırma əmsalı ilə tərs mütənəsis olduğundan, dispersiya hadisəsi göstərir ki, dalğa uzunluğu böyük olan məsələn, qırmızı işıq maddədə daha böyük sürətlə yayılır.

Təcrübələr göstərir ki, maddənin şüasındırma əmsalı işığın dalğa uzunluğundan qeyri-xətti asılıdır (şəkil 29.2). Bu o



Şəkil 29.1

deməkdir ki, şüasındırma əmsalının dalğa uzunluğunun eyni intervalına uyğun dəyiş-məsi bənövşəyi işıq üçün daha böyükdür, nəinki qırmızı işıq

üçün: $\left(\frac{\Delta n}{\Delta \lambda_0} \right)_{bən} \rangle \dots \rangle \left(\frac{\Delta n}{\Delta \lambda_0} \right)_{qır}$ Deməli, müxtəlif maddələr üçün $\frac{\Delta n}{\Delta \lambda_0}$

nisbətləri bir-birindən fərqlənir. Ona görə də işığın dispersiyası bu nisbətlə xarakterizə edilir. Həmin nisbətlə ölçülən kəmiyyət **maddənin dispersiyası** adlanır:

$$D = \frac{dn}{d\lambda_0} \quad (29.3)$$

Burada, λ_0 – işığın vakuumdakı dalğa uzunluğudur.

Dispersiyanın **normal** və **anomal** (qeyri-normal) halları olur. ***İşığın dalğa uzunluğu kiçildikcə maddənin şüasındırma əmsalı böyüyərsə, dispersiya normal, əks halda anomal (qeyri-normal) hesab olunur.*** Göründüyü kimi, normal dispersiya halında D -nin

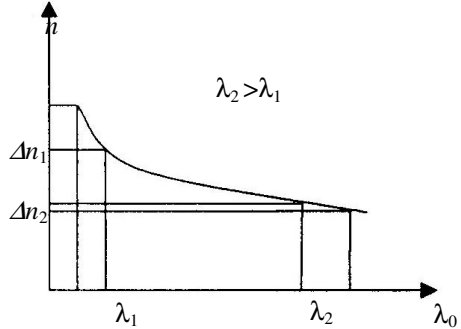
qiyməti mənfi $\left(\frac{dn}{d\lambda} < 0 \right)$,

anomal dispersiya halında isə müsbət $\left(\frac{dn}{d\lambda} > 0 \right)$ olur. Normal

dispersiyaya nisbə-tən, anomal dispersiya halında maddə onun üzərinə düşən işığı daha çox

udur. Dispersiyanın normal və anomal halları həm maddədən, həm də işığın vakuumdakı dalğa uzunluğundan asılıdır. Təcrübə göstərir ki, bütün maddələr üçün spektrin istər görünən və istərsə də görünməyən oblastlarında anomal dispersiya halları mövcuddur. Bəzi maddələrin spektrində bu cür hallar çox dar zolaq və ya xətt şəklində olur və spektrin bir neçə yerində müşahidə edilir.

Maddənin sındırma əmsalı işığın bu maddədə yayılma sürətindən asılı olduğundan, dispersiya hadisəsinin işığın müxtəlif maddələrdə yayılma sürətinin onun rəqs tezliyindən (dalğa uzunluğundan) asılı olması ilə izah etmək olar.



Şəkil 29.2

§ 29.2. Işığın faza və qrup sürəti

Dalğanı *faza* və *qrup sürəti* ilə xarakterizə edirlər. Vakuumdə və dispersiya verməyən istənilən mühitdə hər iki sürətin qiyməti eyni olduğundan sadəcə işığın sürəti anlayışı işlədilir. İşığın faza sürəti monoxromatik dalğa tənliyi ilə ifadə olunur:

$$y = \cos \omega \left(t - \frac{x}{v} \right) \quad (29.4)$$

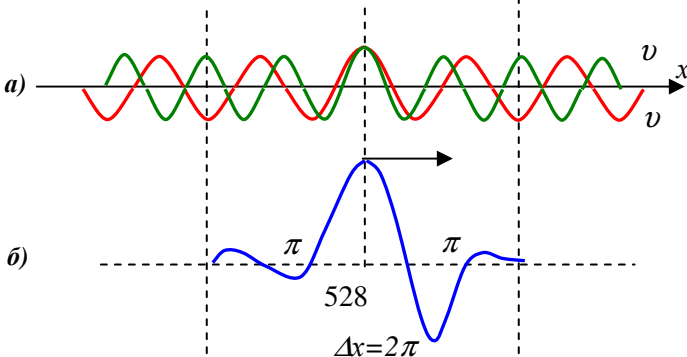
Dispersiyanı dalğa nəzəriyyəsi əsasında başa düşmək üçün mühitdə işıq şüaları vasitəsilə hər hansı informasiyanın (*rəngin*) verilmə mexanizmini araşdırmalıyıq. Bunun üçün elektromaqnit dalğasını *faza və qrup sürətini* ayırd etmək lazımdır. Məsələn, sadə monoxromatik işıq dalğası informasiya daşımaq qabiliyyətinə malik deyildir, çünki növbəti dalğa əvvəlkinə tam təkrar edir. (29.4) - dən gördüyü kimi qərarlaşmış dalğa hadisəsində eyni- fazalı hər bir müstəvi səthinin yerdəyişmə sürətidir. Bu kəmiyyətə *faza sürəti* deyilir:

$$\begin{aligned} \varphi = \omega t - kx = \text{const} &\Rightarrow \varphi' = 0 \Rightarrow \omega - k \frac{dx}{dt} = 0 \\ \frac{dx}{dt} = v &= \frac{\omega}{k} \end{aligned} \quad (29.5)$$

Monoxromatik işıq dalğası yalnız faza sürəti ilə xarakterizə olunur. Qeyd edək ki, monoxromatik dalğa heç bir informasiya daşımadığı üçün riyazi abstraksiyadır.

İndi isə *qrup sürəti* anlayışı ilə tanış olaq.

Qrup sürəti xalis monoxromatik olmayan dalğaya aiddir. Qrup sürəti dedikdə, ayrı-ayrı monoxromatik dalğaların toplanmasından əmələ gələn mürəkkəb rəqsi hadisəsinin maksimum rəqsinin yayılma sürəti düşünülür. Sındırıcı maddədə monoxromatik olmayan işıq yayıldıqda onun ayrı-ayrı kosinusoidal toplananları müxtəlif sürətlərlə yayılır və bu halda faza sürəti ilə bərabər qrup sürətinə də baxmaq lazımdır. Ayrı-ayrı dalğalar müxtəlif sürətlərlə yayılırsa, bu maksimum onların faza



Şəkil 29.3

sürətlərindən fərqli olan sürətlə yayılır. İnformasiyanı dalğa vasitəsilə göndərmək üçün dalğaya hər hansı «*nışan qoymaq*» (məsələn, həmin anda dalğanı kəsmək) olar, lakin bu halda periodiklik pozulduğundan dalğa tənliyi düz olmayacaqdır. İnformasiyanı «*dalğa zərfi*» adlanan və tezliyi bir-birindən o qədər də çox fərqlənməyən iki monoxromatik dalğanın toplanmasının nəticəsi kimi formalaşan dalğalar qrupu ilə göndərmək mümkündür (şəkil 29.3). Dalğa qrupundakı monoxromatik dalğalar mühitin müxtəlif nöqtələrinə eyni sürətlə daxil olmadıqlarından həmin nöqtələrə hansı fazalar fərqi ilə daxil olmalarından asılı olaraq bir-birini müxtəlif dərəcədə ya gücləndirəcək, ya da zəiflədəcək. Yekun intensivliyin maksimum olduğu nöqtə *dalğa qrupunun mərkəzi* adlanır. Zaman keçdikcə bu mərkəzin yeri də müəyyən sürətlə dəyişir. Həmin sürət *qrup sürəti* adlanır.

Qrup sürətinin ifadəsini ($u = v - \lambda \frac{dv}{d\lambda}$) almaq üçün yayılma

istiqamətləri və amplitudları eyni olan və tezlikləri bir-birindən $\Delta\omega$ qədər fərqlənən iki dalğanın toplanması məsələsinə baxaq. Belə dalğanın dalğa ədədi də bir-birindən Δk qədər fərqli olacaqdır. Bu dalğaların tənliklərini yazaq.

$$E_1 = E_0 \cos(\omega_1 t - k_1 x); \quad E_2 = E_0 \cos(\omega_2 t - k_2 x) \quad (29.6)$$

dalğalarının toplanmasına nəzər yetirək (şəkil 29.3, a).

Bu tənlikləri tərəf-tərəfə toplusaq və kosinuslar teoremindən istifadə edib $\Delta\omega \ll \omega$ və $\Delta k \ll k$ şərtini nəzərə alsaq aşağıdakı ifadəni alırıq.

$$E = E_1 + E_2 = [2E_0 \cos(\frac{\Delta\omega}{2}t - \frac{\Delta k}{2}x)](\omega t - kx) \quad (29.7)$$

Göründüyü kimi yekun dalğanın amplitudu

$$E_o = 2E_0 \cos(\frac{\Delta\omega}{2}t - \frac{\Delta k}{2}x) \quad (29.8)$$

Amplitudun maksimum qiyməti

$$\frac{\Delta\omega}{2}t - \frac{\Delta k}{2}x = m\pi \quad (m=0,1,2 \dots)$$

şərtini ödəyən nöqtələrdə alınacaqdır. Buradan

$$x_{\max} = \frac{\Delta\omega}{\Delta k}t + \frac{2m\pi}{\Delta k}$$

Bu ifadədən zamana görə törəmə alsaq və ikinci həddin zamandan asılı olacağını qəbul etsək qrup sürəti üçün aşağıdakı ifadəni yazı bilərik:

$$\frac{dx_{\max}}{dt} = \frac{\Delta\omega}{\Delta k} \quad \text{və ya} \quad u = \frac{\Delta\omega}{\Delta k} \quad (29.9)$$

Qrup sürətinin daha dəqiq ifadəsi aşağıdakı şəkildədir:

$$u = \frac{d\omega}{dk} \quad (29.10)$$

$\omega = vk$ və $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ əvəzləmələrindən istifadə etsək

$$u = v - \lambda \frac{dv}{d\lambda} \quad (29.11)$$

(29.11) düsturü göstərir ki, $\frac{dv}{d\lambda}$ -nin işarəsindən asılı olaraq qrup

sürəti faza sürətindən həm böyük, həm də kiçik ola bilər. $\frac{dv}{d\lambda} = 0$

olduqda, yəni dispersiya baş vermədikdə (məsələn, vakuumdə) işığın faza və qrup sürətləri eyni ($u=v$) olur. Bu halda sadəcə işığın sürəti sözü

işlədilir. (6.19) düsturundan görünür ki, $\frac{dv}{d\lambda} > 0$ olanda yəni λ -nın

artması ilə v artanda u qrup sürəti faza sürətindən kiçik olur. Bu hala dalğa uzunluğunun artması ilə n sındırma əmsalının azalması halı təvafüq edir ki, bu da şəffaf maddələr üçün doğrudur (normal dispersiya). Beləliklə normal dispersiya sahəsində udma zamanı anomal dispersiya

$\frac{dv}{d\lambda} < 0$ və qrup sürəti də faza sürətindən çox olur. Qrup mərkəzində

dalğanın intensivliyi enerjisi ən böyük olur. Deməli, qrup sürəti həm də dalğa enerjisinin daşınması sürətidir.

§29.3. İşığın dispersiyasının elektron nəzəriyyəsi

Təcrübə göstərir ki, vakuumdə işığın yayılma istiqaməti dəyişmir:

dispersiya hadisəsi yalnız maddi mühitdə baş verir. Ona görə də bu hadisə işıqla maddə zərrəciklərinin (atomların, molekulların və s.) qarşılıqlı təsirlərinin nəticəsi hesab edilə bilər. Işığın dispersiyası haqqında müasir nəzəriyyə kvant mexanikasının müddəalarına əsaslanarsa da, maddə quruluşunun ideallaşdırılmış sadə modeli əsasında dispersiyanın klassik nəzəriyyəsini yaratmaq mümkündür. Maddənin ən sadə halı qazdır. Çünki qaz molekulları kimi seyrək halda olan zərrəciklərin bir-birinə qarşılıqlı təsirlərini nəzərə almamaq da olar. Bu cəhət işığın mühitə təsirini, onun ayrı-ayrı zərrəciklərə təsiri ilə əvəz etməyə imkan verir. Buna görə də əvvəlcə işıq dalğasının təcrid edilmiş atoma təsirini nəzərdən keçirək.

Atomun daxili elektronlarının məxsusi tezliyi işıq rəqslərinin tezliyindən çox böyük olduğundan, işıq həmin elektronları rəqsə gətirə bilmir. (Atomun daxili elektronlarının məxsusi tezliyi işıq rəqslərinin tezliyindən çox böyük olduğundan, işıq fotonunun enerjisi həmin elektronları rəqsə gətirməyə kifayət etmir. Daxili elektronların yalnız tezlikləri və deməli, enerjiləri yüksək olduqlarından, rentgen fotonları rəqsə gətirə bilər.) Işığın dispersiyasına səbəb öz atomları ilə kvazistatik rabitədə olan valent elektronlarının işığın elektrik sahəsi ilə qarşılıqlı təsiridir. Ona görə də bu elektronlar optik elektronlar adlanır. Əvvəlcə bircins mühitdə işığın necə yayıldığına baxaq.

Maddədən işıq keçdikdə optik elektronlardan hər biri işığın elektrik sahəsinin təsiri ilə yerini dəyişərək molekulda dipol momenti qazandırır və məcburedici $F = eE_0 \cos \omega t$ qüvvəsinin təsiri ilə rəqs edir. (Təbii dipol momentinə malik olan molekulun kütləsi elektrona nəzərən çox-çox böyük olur. Ona görə də belə dipol işığın elektrik sahəsinin sürətli dəyişməsinə izləyə bilmədiyindən, onun ikinci dalğaların şüalanmasında payı olmur). Burada E_0 – sahə intensivliyinin amplitud qiyməti, ω – işıq rəqslərinin tezliyi, e – isə elektronun yüküdür. Atom miqyasında və mühitin seyrək olduğu şəraitdə onun müqavimət qüvvəsini (r) sıfır hesab etmək olar. Bunu nəzərə almaqla optik elektronun məcburi rəqsinin:

$$x = x_0 \cos \omega t \quad (29.12)$$

qanunu ilə icra edildiyini görürük. Bu o deməkdir ki, elektronun məcburi rəqsi harmonik rəqsdir. Məcburi rəqsin amplitudu və başlanğıc fazası üçün

$$A = \frac{f}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2}} \quad (29.13)$$

(29.13) düsturunda $\beta = 0$ ($r = 0$ olduğundan) şərtini və $f = \frac{e}{m} E_0$

əvəzləməsini nəzərə aldıqda həmin düsturu optik elektronun məcburi rəqsinin amplitudına da aid etmək olar:

$$x_0 = \frac{eE_0}{m} \cdot \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (29.14)$$

Burada, $\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}}$ elektronun məxsusi tezliyi, m isə onun kütləsidir.

Mənfi işarəsi elektronun yerdəyişməsinin işığın elektrik sahəsinin intensivlik vektorunun əksinə yönəlməsi ilə əlaqədardır. Verilən mühit (maddə) üçün bu düsturun sağ tərəfindəki kəmiyyətlər maddənin bütün optik elektronları üçün eyni və sabit kəmiyyətlər olduğundan, həmin maddənin bütün optik elektronlarının məcburi rəqslərinin amplitudları da bir-birinə bərabər sabit kəmiyyət olacaqdır.

Optik elektronlar maddədən keçən işığın rəqs tezliyinə uyğun məcburi rəqs etdiklərindən, həmin rəqslərin tezlikləri və amplitudları ilkin işığın verilən tezliyi üçün sabit qalan kəmiyyətlər olacaqdır. Aydındır ki, bu rəqslər atomdan dalğa şəklində şüalanacaqdır. Düşən işığın elektrik sahəsinin təsiri ilə elektronların şüalandırdıqları bu dalğalar ikinci dalğalar adlanır.

Müxtəlif optik elektronların rəqsləri fəzanın çox müxtəlif istiqamətlərində icra edildiklərindən, onların şüalandırdıqları dalğalar da nəinki düz istiqamətdə, eləcə də bu istiqamətlə müxtəlif bucaqlar təşkil edən yan istiqamətlərdə də yayılırlar.

Bircins mühitdə yan istiqamətlərə yayılan dalğalardan hər biri üçün onunla əks fəzada olan ikinci bir dalğa da mövcud olur. İkinci dalğaların tezlikləri və amplitudları eyni olduğundan belə əks fazalı dalğalar görüşdükləri nöqtələrdə bir-birini söndürəcək və ona görə də yalnız düz istiqamətdə yayılan işığın intensivliyi sıfırdan fərqli qalacaqdır. Bu səbəbdən bircins mühitdə işıq öz istiqamətini və intensivliyini dəyişmədən yayılır.

Tutaq ki, işıq iki maddə sərhədində onların birindən keçib, digərinin səthinə düşür. Müxtəlif maddələrin molekullarındakı (atomlarındakı) optik elektronların məxsusi rəqs tezlikləri bir-birindən fərqli olduqlarından (19.12) və (19.13) düsturlarına əsasən onların məcburi rəqsləri də müxtəlif olacaqdır. Buna görə də işıq ikinci mühitə

keçdikdə elə bu mühitləri ayıran səthdəcə öz istiqamətini dəyişəcəkdir. Bu istiqaməti tapmaq üçün ikinci mühiti vakuum hesab edib, birinci mühitin mütləq şüasındırma əmsalını (n) təyin edək. Əvvəlcə işığın təsiri ilə molekulun qazandığı dipol momentinin ifadəsini yazaq:

$$p_e = ex_0 = \frac{\frac{e^2}{m} E_0}{\omega_0^2 - \omega^2}$$

Onda polyarlaşma vektoru (maddənin vahid həcmindəki dipol momentlərinin cəmi) üçün aşağıdakı ifadəni yazı bilərik:

$$\vec{p} = \frac{e^2 n_0 / m}{\omega_0^2 - \omega^2} \vec{E}_0 \quad (29.15)$$

Burada n_0 – maddənin vahid həcmindəki dipollarının sayıdır. Bu ifadəni polyarlaşma vektorunun yekun sahənin intensivliyindən asılılığı üçün $\vec{p}_e = \epsilon_0(\epsilon - 1)\vec{E}$ ifadəsini (29.15) bərabərliyi ilə müqayisə etsək, mühitin dielektrik nüfuzluğu üçün aşağıdakı düsturu alırıq:

$$\epsilon = 1 + \frac{e^2 n_0 / (\epsilon_0 m)}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (29.16)$$

Şəffaf cisimlərin əksəriyyəti üçün $n^2 = \epsilon$ bərabərliyi ödənildiyindən sonuncu ifadədən maddənin şüasındırma əmsalı üçün:

$$n^2 = 1 + \frac{e^2 n_0}{\epsilon_0 m} \cdot \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad \text{və ya}$$

$$n = \sqrt{1 + \frac{1}{\epsilon_0} \cdot \frac{P}{E_0}} \quad (29.17)$$

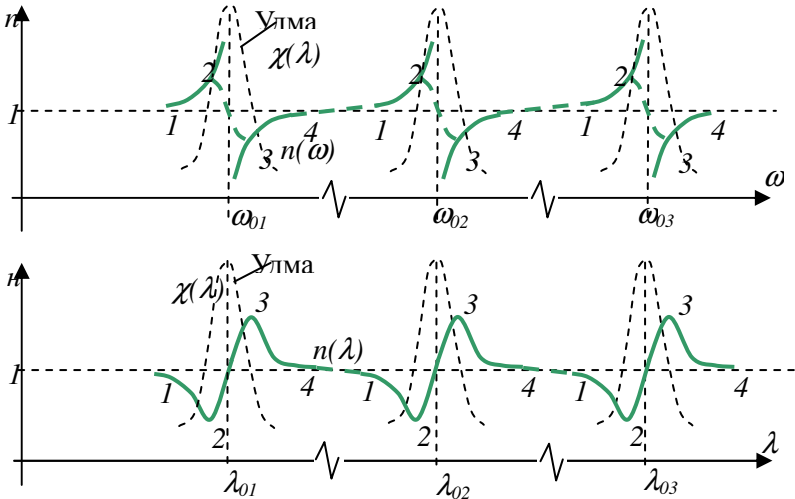
düsturunu alırıq.

Şəkil 29.4-də təsvir olunan bütöv xətlər bu $n(\omega)$ asılılığını göstərir. $\omega_{ok} \gg \omega$ olduqda (29.17) ifadəsinə görə n vahiddən böyük olmaqla, $\omega_{ok} \ll \omega$ olduqda isə kiçik olmaqla 1-ə yaxınlaşır. $\omega_{ok} \cong \omega$ olduqda isə $n \rightarrow \infty$ kimi paradoks alınır. Lakin, bütün hallarda tezlik artdıqca (*dalğa uzunluğu azaldıqca*) n -in artması baş verir ki, bu da normal dispersiyanı izah edir. $n \rightarrow \infty$ **normal dispersiyanın** pozulmasına işarədir.

$\omega = \omega_{oi}$ tezliklərində işığın rezonans udulması baş verir və bu tezliklər oblastında β -sönmə əmsalı (29.17) ifadəsində hökmən nəzərə alınmalıdır.

$$n^2 = 1 + \frac{e^2 n_0}{\varepsilon_0 m} \cdot \frac{1}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2) + 4\beta^2 \omega^2}} \quad (29.18)$$

Bu halda, ω -nın ω_{oi} -yə yaxın qiymətlərində n -in kəskin artması və azalmasının qarşısı alınır və hətta $\omega = \omega_{oi}$ olduqda belə n -sonlu qiymətə malik olur. Lakin bu hissədə tezliyin artması ilə n -in azalması baş verir ki, bu da anomal dispersiyanı izah edir. Beləliklə, anomal dispersiya udma zolağına uyğun tezliklərdə baş verir. Şəkildə $1 \rightarrow 2$ və $3 \rightarrow 4$ hissələri normal dispersiyaya ($\frac{dn}{d\omega} > 0$), $2 \rightarrow 3$ hissələri isə anomal dispersiyaya ($\frac{dn}{d\omega} < 0$) uyğun gəlir.



Şəkil 29.4

Qeyd edək ki, $3 \rightarrow 4$ hissəsində $n < 1$ və $v = \frac{c}{n} \Rightarrow v > c$ kimi paradoks alınır. c -ışığın vakuumda sürətidir. Lakin bu nisbilik

nəzəriyyəsinə zidd deyil, çünki burada söhbət işığın informasiya ötürməyə qadir olmayan faza sürətindən gedir. Burada, $\frac{dn}{d\lambda} > 0$

olduğundan qrup sürəti c -dən kiçik olur. Anomal dispersiya oblastında udma çox böyük olduğundan qrup sürəti öz mənasını itirir. Vakuumdakı isə dispersiya olmadığından qrup sürəti faza sürəti ilə üst-üstə düşür.

n -nin (29.17) düsturu ilə hesablanan və eləcə də bir çox maddələr üçün təcrübədən alınan qiymətlərin işığın rəqs tezliyindən asılılığını ifadə edən əyrilər xaraktercə bir-birinə yaxındır. Udma oblastındakı anomal dispersiya hallarından başqa qalan hallarda ω artdıqca n də artır. Udma oblastındakı anomal dispersiya halında və eləcə də bəzi maddələr üçün (29.17) düsturunun ödənilməsinə səbəb, həmin düsturun seyrək maddələrə (qazlara, maddə buxarlarına) aid olmasıdır. Molekulları sıx olan maddələrdə xarici elektrik sahəsindən başqa bu sahənin təsirlə polyarlaşan molekulların daxili sahəsi də olur. Bu əlavə sahəni də nəzərə aldıqda molekulları seyrək olmayan maddənin şüasındırma əmsalı üçün aşağıdakı düsturu almaq olar:

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 - 2} = \frac{e^2 n_0}{3\epsilon_0 m} \cdot \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (29.19)$$

Bu düstur ilk dəfə bir-birindən xəbərsiz və eyni vaxtda H.A. Lorens və L.V. Lorens tərəfindən işığın elektromaqnit nəzəriyyəsi əsasında alınmışdır.

Seyrək qazlar üçün n vahidə yaxın olduğundan $n^2 + 2 \approx 3$ hesab etmək olar. Onda (6.10) düsturu (6.9) düsturuna çevriləcək.

Verilən maddə və işıq üçün e , m , ω_0 , ω , ϵ_0 sabit kəmiyyətlər və n_0 maddənin ρ sıxlığı ilə mütənasib olduğundan Lorens–Lorens düsturunu aşağıdakı şəkildə də yazmaq olar:

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \cdot \frac{1}{\rho} = \text{const} = r \quad (29.20)$$

r – maddənin xüsusi refraksiyası adlanır. Lorens–Lorens düsturuna görə xüsusi refraksiya maddənin sıxlığından asılı deyildir. Doğrudan da havanın təzyiqi normal qiymətdən 200 dəfə böyük olduqda belə onun xüsusi refraksiyası 10^{-3} rəqəminə qədər dəqiqliklə sabit qalır. Maddə hətta qaz halından maye halına keçdikdə də r demək olar ki, dəyişmir. Məsələn, oksigen qaz halından maye halına keçəndə onun sıxlığının 800 dəfə, su buxarı maye halına keçdikdə isə sıxlığın 1200 dəfə artmasına baxmayaraq

refraksiya 2–3% xəta ilə sabit qalır.

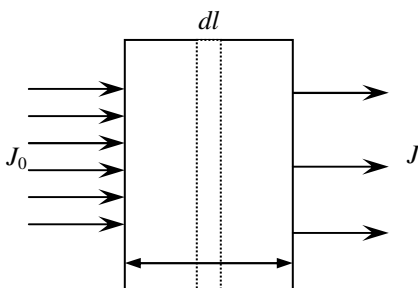
§29.4. Işığın udulması

Işıq dalğasının maddə ilə qarşılıqlı təsiri nəticəsində bu maddədəki optik elektronlar müəyyən enerji qazanır. Həmin enerjinin bir hissəsi ikinci dalğaların şüalanmasına, digər hissəsi isə atomların xaosik rəqsi hərəkətlərinin güclənməsinə və deməli, maddənin qızmasına sərf edilir. Beləliklə, maddədən işıq keçərkən onun enerjisinin bir hissəsi bu maddə tərəfindən udulur. Bunun nəticəsində maddədən keçən işığın intensivliyi azalır. Aydınır ki, maddənin qalınlığı dl olan təbəqədə intensivliyin dəyişməsi təbəqənin qalınlığı və işıq bu təbəqədə udulmazdan əvvəlki intensivliyi ilə mütənasib olmalıdır (şəkil 29.5):

$$dJ = -xJdl \quad (29.21)$$

Burada x – udma əmsalı adlanır. Mənfi işarəsinin yazılmasına səbəb odur ki, işıq maddə daxilində qət etdiyi məsafə artdıqca onun intensivliyi azalır və ona görə də dJ kiçilir. Yuxarıdakı bərabərliyi inteqrallamaqla işıq intensivliyinin maddənin l qalınlığından asılılığı üçün Buqer (1729) qanunu adlanan aşağıdakı düsturu alınır:

$$J_1 = J_0 \cdot e^{-x'l} \quad (29.22)$$



Şəkil 29.5

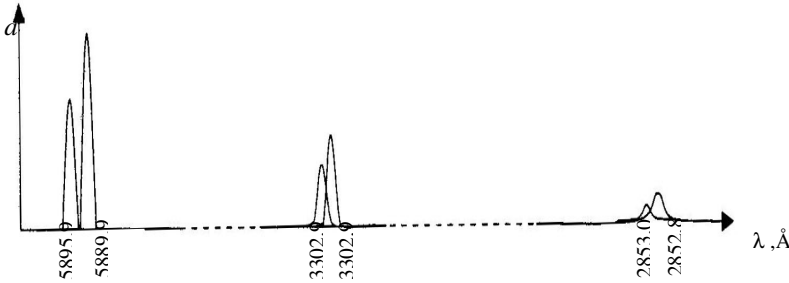
Udma əmsalı işıq dalğa uzunluğundan (tezliyindən) asılıdır. Bu kəmiyyət işıq intensivliyindən və uducu təbəqənin qalınlığından asılı deyildir. Udma əmsalının dalğa uzunluğundan asılılığı seçmə xarakteri daşıyır: udulma dalğa uzunluğunun yalnız müəyyən qiymətlərində baş verir. Uduqla, həmçinin maddənin fiziki halından da asılıdır. Atom və ya molekul arasında qarşılıqlı təsir qüvvələrinin zəif olduğu maddələrdə, məsələn, kiçik təzyiqli qazlarda və ya metal buxarlarında uduqla elektronların yalnız rezonans tezliklərinə yaxın tezliklərdə müşahidə edilir. Qalan tezliklərdə $x = 0$ olur.

Çoxatomlu qazlarda işıq uduqlması spektrin infraqırmızı oblastında müşahidə edilir. Bu, uduqlamanın molekulardakı atomların rəqsi

hərəkətləri ilə əlaqədar olduğunu göstərir.

Maye və bərk cisimlərdə udulma, tezliyin çox geniş intervalında müşahidə edilir (şəkil 29.6).

Qazların təzyiqi artdıqca onlarda da udulma spektri genişlənir və təzyiqin müəyyən qiymətində mayelərin udulma spektrinə yaxınlaşır. Bu fakt göstərir ki, udulma spektrinin genişlənməsinə səbəb atomların qarşılıqlı təsiridir: daha yaxın məsafələrdə atomların qarşılıqlı təsirləri güclənir və ona görə də udulma spektri də genişlənir.



Şəkil 29.6

Şəffaf cisimlərdə udulma zolaqları spektrin infraqırmızı və ya ultrabənövşəyi oblastlarına, rəngli cisimlərdə isə görünən oblasta düşür. Buna görə də göy, yaşıl və bənövşəyi dalğaları yaxşı, qırmızı və narıncı dalğaları isə pis udan cisim qırmızı rəngdə görünür.

Metalın üzərinə işıq düşdükdə işıq enerjisinin bir hissəsi sərbəst elektronlar tərəfindən udulduğundan, bu elektronlar metal daxilində dəyişən cərəyan yaradır. Həmin cərəyan bir növ işıq enerjisinin Coul–Lens istiliyinə çevrildiyindən metallar işıq üçün tamamilə qeyri-şəffafdır. Hesablamalar göstərir ki, metal təbəqəsinin hər millimetrində işığın intensivliyi min dəfələrlə azalır: $x_{metr} = 10^{-3} \text{ mm}^{-1}$.

§ 29.5. Işığın səpilməsi

Bircins mühitdə yan istiqamətlərdə yayılan dalğalardan hər biri üçün onunla əks fazada olan ikinci bir dalğa da mövcud olur. İkinci dalğaların tezlikləri və amplitudları eyni olduğundan belə əks fazalı dalğalar görüşdükləri nöqtələrdə bir- birini söndürəcək. Ona görə də yalnız düz istiqamətdə yayılan işığın intensivliyi sıfırdan fərqli olacaq. Elə buna görə də bircins mühitdə işıq öz istiqamətini və intensivliyini

dəyişmədən yayılır. Qeyri-bircins mühitdə yekun intensivliyi sıfırdan fərqlənən dalğa cütlərinin sayı artır və belə mühitdə işıq daha güclü səpilir, yəni yana yayılan işığın intensivliyi əsas istiqamətə nəzərən çox zəif olur. Işıq bulanıq maddədən (optik qeyri-bircins maddədən) keçəndə onun bir hissəsi ətrafa səpələndiyinə görə yayılma istiqamətində enerji selinin sıxlığı daha tez azalır. Buna görə də işığın udulma qanununun ifadəsində həqiqi udma əmsalı ilə birlikdə, səpilmədən irəli gələn əlavə əmsalı da olmalıdır:

$$I = I_0 e^{-(\chi + \chi')l} \quad (29.23)$$

Burada, χ' – *səpilmə və ya ekstinksiya əmsalı* adlanır.

Optik qeyri-bircins mühit tutqun mühit adlanır. Tüstü (qazla bərk cisim hissəciklərinin qarışığı) duman (qazla maye damcılarının qarışığı) və s. tutqun maddələrdir. Tutqun maddələrdə işığın səpilməsi hadisəsini ilk dəfə təcrübədə C.Tindal tədqiq etmişdir.

Qazların timsalında işığın səpilməsi nəzəriyyəsini (1871) C.U.Reley vermişdir. Səpici hissəcikdə məcburi rəqslər onun üzərinə düşən dalğanın v rəqs tezliyi ilə əmələ gəlir. Buna görə də səpələnmiş işığın tezliyi ilk dəstədəki işığın tezliyi ilə eyni olur. İşığın elektromaqnit nəzəriyyəsinə görə elektrik dipolunun buraxdığı dalğanın amplitudu onun tezliyinin kvadratı ilə (v^2) mütənasibdir. Enerji selinin sıxlığı ilə ölçülən işıq intensivliyi amplitudun kvadratı ilə mütənasibdir. Buradan belə çıxır ki, səpilməmiş işığın intensivliyi tezliyin dördüncü dərəcəsi ilə mütənasibdir və ya başqa sözlə desək dalğa uzunluğunun dördüncü dərəcəsi ilə tərs mütənasibdir:

$$I \sim v^4 \sim \frac{1}{\lambda^4} \quad (29.24)$$

Bu asılılıq **Reley qanunu** adlanır. Reley qanunu bilavasitə elektromaqnit nəzəriyyəsindən alınır: bu nəzəriyyəyə görə dipol ossilyatorunun şüalandırdığı dalğanın amplitudu onun rəqs tezliyinin kvadratı ilə mütənasibdir.

(6.14) düsturu səpici hissəciklərin ölçüləri onların üzərinə düşən işığın dalğa uzunluğuna bərabər və ya ondan böyük olduqda ödənilir. Ona görə də içərisində kiçik hissəciklər olan bulanıq maddə ağ işığı səpələyəndə səpilməmiş işıq mavi rəngdə görünür. Çünki, mavi və göy şüaların dalğa uzunluqları kiçik olduğundan onlar Reley qanununa görə sarı və qırmızı şüalara nisbətən çox səpələnir. Bulanıq maddədən keçən ağ işıq isə qırmızımtıl olur. Ona görə ki, onun tərkibində olan qısa dalğalı

şüalar səpələnmə nəticəsində azalır. Hər növ kənar hissəciklərdən, tozdan diqqətli sürətdə təmizlənmiş olan maddə işığı müəyyən dərəcədə səpələyir. Bunun səbəbini L.I.Mandelştam və M.Smoluxovski sıxlığın fluktuasiyasının mövcud olması ilə izah edirlərmiş. Sıxlığın fluktuasiyası maddə quruluşunun molekulyar-kinetik təbiətilə əlaqədar olduğundan əmələ gələn səpələnməyə *molekulyar səpələnmə* deyilir. Molekulyar səpələnmə qaz, maye və bərk cisimlərdə olur. Bu çox zəifdir və bir çox hallarda vahid həcmdən ilkin işıq dəstəsi enerjisinin yalnız 10^{-6} – 10^{-7} hissəsi səpələnir. Temperatur artdıqca sıxlığın fluktuasiyası güclü olduğundan, molekulyar səpələnmənin intensivliyi artır. Molekulyar səpələnmə elə bu əlamətinə görə temperaturdan asılı olmayan kənar hissəciklərin səpələnməsindən fərqli ola bilər. Müstəvi polarizəlanmış işıqda fluktasiyalardan qayıdan əvvəlki dəstədə işıq qismən polarizəlanmışdır. Onun depolarizəlanma dərəcəsi molekulların anizotrop luq dərəcəsindən asılıdır. Göyün mavi rəngi molekulyar səpilmə ilə izah edilir. Molekulların xaosik hərəkəti nəticəsində atmosferdə arası kəsilmədən əmələ gələn havanın sıxlaşan və seyrəkləşən yerləri günəş işığını səpələyir. Bu zaman Reley qanununa görə mavi və göy şüalar sarı və qırmızı şüalara nisbətən çox səpələnir. Atmosferin daha yuxarı qatlarında toz və kənar qatışıqların az olmasına baxmayaraq müşahidələr göstərir ki, Yer in səthindən uzaqlaşdıqca səmanın maviləşməsi daha da güclənir. Bunun səbəbi molekulların istilik hərəkəti nəticəsində atmosferin müxtəlif yerlərində sıxlığın və deməli, sındırma əmsalının qeyri-müntəzəm paylanmasıdır. Belə mühitdə işığın qısalıqalı komponentləri daha çox sınırlar. Səmanın mavi rəngdə görünməsinin səbəbi də elə budur. Günəş batanda və çıxanda o üfüqdən çox aşağı olduğundan Günəş şüaları atmosferin çox qalın təbəqəsindən keçərək Yer səthinə düşür. Belə təbəqədə işığın qısa dalqalı komponentləri çox səpildiyindən Yer səthinə düşən işıqda uzun dalğaların payı çox olur və ona görə də Günəşi qırmızı rəngə boyanmış şəkildə görürük. Səpələnen şüaların öyrənilməsi hər hansı bir maddədə asılı halda olan kolloid hissəciklərinin fiziki və kimyəvi xassələrini tədqiq etmək üçün mühüm rol oynayır. Səpələnen işığın olması məhlulda kolloid hissəciklərin olmasını göstərir. Beləliklə, demək olar ki, səpələnen işığın intensivliyinə və rənginə görə kolloid hissəciklərin ölçüləri haqqında mühakimə yürütmək olar. Dalğa uzunluğunun dördüncü dərəcəsi ilə tərs mütənəsiblik qanunu metalların kolloid hissəcikləri üçün düz deyil. Hissəciklər işığı nəinki səpələyir, hətta udur.

§30.1. İstilik şüalanması

Şüalanmanın klassik nəzəriyyəsinə görə maddənin atomlarını təşkil edən yüklü zərrəciklərin təcilli hərəkəti nəticəsində bizi əhatə edən cisimlər daim elektromaqnit dalğaları şüalandırır. Cisim (mənbə) tərəfindən şüalandırılan elektromaqnit dalğaları özləri ilə müəyyən miqdardq enerji daşdığına görə cismin (mənbənin) daxili enerjisi zaman keçdikcə azalmalıdır. Kifayət qədər sonlu zaman müddətində şüalanma yaratmaq üçün həmin enerji itkisini bərpa etmək lazımdır. Ona görə də bu şüalanma müxtəlif enerji hesabına ola bilər. Bizi isə yalnız qızdırılmış (közərməmiş) cisimlərin şüalanması maraqlandırır. Qızdırılmış (közərməmiş) cisimlərin şüalanmasına *istilik və ya temperatur şüalanması* deyilir.

Təcrübələrdən məlumdur ki, bərk cismin temperaturunu tədricən artırıqda, əvvəlcə bu cisim qızarır, sonra isə ağarmağa başlayır. Bu onunla əlaqədardır ki, nisbətən aşağı temperaturalarda cisim uzun dalğalar, daha yüksək temperaturalarda isə həm də qısa dalğalarla zənginləşmiş elektromaqnit dalğaları şüalandırır. Temperaturun hər bir cismə xas olan müəyyən qiymətində bu cisim tezliyin bütöv spektrinə malik ağ işıq şüalandırır. *Qızdırılmış cismin şüalanması (bu şüalanmaya spektrin həm görünən, həm də görünməyən infraqırmızı və ultrabənövşəyi oblastları daxildir) istilik şüalanması adlanır ki, bu şüalanma istənilən temperaturda müşahidə olunur.* Qızdırılmış cisimlərdən başqa atomları müxtəlif üsullarla həyəcanlaşdırılmış soyuq cisimlər də elektromaqnit dalğaları şüalandırır. Buna misal olaraq *lüminessensiya* adlanan şüalanmanın müxtəlif növlərini göstərmək olar.

Əgər cismin şüa udmaq yolu ilə ətrafdakı cisimlərdən aldığı enerjinin miqdarı onun məxsusi şüalanması nəticəsində itirdiyi enerjinin miqdarına bərabərdirsə və bu zaman şüalanma spektrinin tərkibi sabit qalarsa, belə şüalanma tarazlıq halında olan şüalanma və ya qərarlaşmış şüalanma hesab olunur. Belə hallarda şüalanan cismin halı, müəyyən sabit T temperaturu ilə xarakterizə oluna bilər. Qeyd etmək lazımdır ki, temperatur anlayışı yalnız statistik tarazlıq halında tətbiq

oluna bilər. Buna görə də göstərilən tarazlıq şüalanması **temperatur şüalanması** adlanır.

İstilik şüalanmanın qərarlaşa bildiyini asanlıqla isbat etmək olar. Tutaq ki, daxili səthi üzərinə düşən şüaları tam qaytara bilən içi boş qapalı qabda vakuum yaradılaraq, ora lazım olan dərəcədə şüalanma verən qızdırılmış cisim qoyulmuşdur. Bu cisimdən yayılan şüalar qabın daxili səthindən əks edərək yenidən həmin cismin tərəfindən udulacaqdır. Əgər cismin vahid zamanda şüalandırdığı enerji onun udulduğundan çoxdursa, bu zaman cismin daxili enerjisi və deməli, onun vahid zamanda şüalandırdığı enerji tədricən azalacaq. Bu proses tarazlıq halı alınanaqədər davam edəcək.

Qərarlaşmış şüalanma mövcud olduqda, içi boş qapalı qabın daxilində şüalanmanın sıxlığı və spektral tərkibi sabit qalmaqla bərabər eyni olur.

Qərarlaşmış şüalanmanın əhəmiyyəti ondadır ki, o termodinamika qanunlarına tabe olur. Buna görə də termodinamikanın qanunlarını istilik şüalanmasına tətbiq etməklə bu şüalanmanın tabe olduğu qanunauyğunluğu aşkar etmək mümkündür.

İstilik şüalanması kəmiyyətə cismin energetik işıqlanmasının spektral sıxlığı ilə xarakterizə olunur. Cismin vahid səthinin şüalanma gücünün şüalanma spektrinin $(\nu, \nu + d\nu)$ tezlikli intervalına düşən payı dE_ν həmin tezlik intervalı ilə mütənasib olacaqdır:

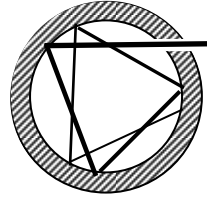
$$dE_\nu = r_{\nu,T} d\nu \quad (30.1)$$

Cismin vahid səthinin şüalandırma gücünün vahid tezlik intervalına düşən payı həmin cismin şüalandırma qabiliyyəti adlanır:

$$r_{\nu,T} = \frac{dE_\nu}{d\nu} \quad (30.2)$$

Təcrübələr göstərir ki, şüalandırma qabiliyyəti şüalanmanın rəqs tezliyindən, cismin temperaturundan, onun kimyəvi təbiətindən və səthinin vəziyyətindən asılıdır. Ona görə də $r_{\nu,T}$ kəmiyyəti ν və T indeksləri ilə yazılmışdır.

BS – vahidləri sistemində şüalandırma qabiliyyəti Wt/m^2 adlanan vahidlə ölçülür. **1 saniyədə cismin səthinin şüalandırdığı enerjinin 1 Hs tezlik intervalına düşən payı 1C olarsa, bu cismin şüalandırma qabiliyyəti 1 Wt/m^2 -a bərabərdir.**



Şəkil 30.1

Cismin vahid səthindən vahid zamanda şüalanan enerjinin ümumi miqdarı energetik işıqlıq və ya integral şüalanma qabiliyyəti (R_e) adlanır:

$$R_e = \int_0^{\infty} r_{v,T} dv \quad (30.3)$$

Bütün cisimlər üzərinə düşən şüalanma enerjisinin müəyyən hissəsini udur. Vahid zamanda cismin vahid səthinin udduğu enerjinin (dE_{ud}) həmin müddətdə bu səthə düşən enerjiyə (dE) olan nisbəti şüaudma qabiliyyəti adlanır:

$$a_{v,T} = \frac{dE_{ud}}{dE} \quad (30.4)$$

Burada, dE və dE_{ud} – şüalanma spektrinin ($v, v+dv$) tezlik intervalına düşən dalğaların uyğun enerjiləridir, $a_{v,T}$ – adsiz kəmiyyətdir.

Üzərinə düşən bütün enerjini udan cisim mütləq qara cisim adlanır. Təbiətdə mütləq qara cisim yoxdur. Yuxarıda təsvir etdiyimiz qapalı qabın bir deşiyi də olarsa, həmin qab mütləq qara cismin dəqiq modeli ola bilər (şəkil 30.1). Deşikdən belə qaba düşən şüa onun daxili səthindən dəfələrlə qayıdaraq öz enerjisini tədricən itirəcək və ona görə də qabdan bayıra çıxmıyacaqdır. Qabın deşiyi mütləq qara cismin səthi rolunun oynayacaqdır. Bu səbəbdən çöldən böyük otağın açıq pəncərəsindən içəri baxdıqda hətta gündüz də otağın içərisi qaranlıq görünür.

Səthi hamar olmayan parçaların şüaudma qabiliyyətlərinin böyük olması da bu səbəbdəndir.

§30.2. Kirxhof qanunu

Müxtəlif cisimlərin *şüaudma və şüaburaxma qabiliyyətləri* bir-birindən fərqlənir. Q.Kirxhof termodinamikanın II qanununa istinad edərək bütün cisimlərin şüaudma və şüalandırma qabiliyyətləri arasında universal asılılığın mövcud olduğunu göstərmişdir (1859). *Kirxhof qanunu* aşağıdakı kimi ifadə olunur:

İstənilən cismin şüalandırma qabiliyyətinin onun şüaudma qabiliyyətinə olan nisbəti bütün cisimlər üçün eyni olub, yalnız tezlik və temperaturun funksiyasıdır.

$$\frac{r_{v,T}}{a_{v,T}} = f(v, T) \quad (30.5)$$

Universal $f(\nu, T)$ funksiyasına bəzən **Kirxhof funksiyası** da deyilir. Kirxhof qanunundan alınır ki, şüalandırma qabiliyyəti böyük olan cisimlərin şüalandırma qabiliyyəti də böyük olmalıdır. Lakin qeyd etmək lazımdır ki, Kirxhof qanunu yalnız şəffaf olmayan cisimlər üçün ödənilir.

Mütləq qara cisim üçün $a_{\nu, T} = 1$ olduğundan (30.5)-ə əsasən Kirxhof funksiyasının qiyməti mütləq qara cismin şüalandırma qabiliyyətinə bərabərdir:

$$f(\nu, T) = r_{\nu, T} \quad (30.6)$$

(30.6) ifadəsini (30.3)-də nəzərə almaqla, mütləq qara cismin integral şüalandırma qabiliyyətinin ifadəsini aşağıdakı şəkildə yazmaq olar:

$$R_e = \int_0^{\infty} f(\nu, T) d\nu \quad (30.7)$$

İstilik şüalanmasının tədqiqi $f(\nu, T)$ funksiyasının aşkar şəklinin təyin edilməsinə və araşdırılmasına həsr edilir. Belə ki, $f(\nu, T)$ asılılığının aşkar şəkli bilavasitə şüalanma prosesinin fiziki mexanizmini təyin edir. Qeyd edək ki, bu araşdırmalar sonda işığın kvant təbiəti haqda təliminin yaranması ilə nəticələndi.

§30.3. Stefan-Bolsman qanunu

Kirxhof funksiyasının şüalanmanın tezliyindən və cismin temperaturundan aşkar şəkildə asılılığının dəqiq riyazi ifadəsini tapmaq üçün uzun müddət cəhdlər göstərmişdir.

Stefan özünəqədərki və özünün aldığı təcrübi nəticələri təhlil edərək, qızdırılmış cismin integral şüalandırma qabiliyyətinin bu cismin mütləq temperaturunun dördüncü dərəcəsi ilə mütənasib olduğunu müəyyən (1879) etmişdir:

$$R = \int_0^{\infty} f(\nu, T) d\nu = \sigma T^4 \quad (30.8)$$

Sonrakı aparılan dəqiq ölçmələr bu fikrin doğru olmadığını

göstərdi. L.Bolsman termodinamik müləhizələrə əsaslanaraq bu asılılığın nəzəri isbatını vermiş (1884) və onun yalnız mütləq qara cismə aid olduğunu sübut etmişdir.

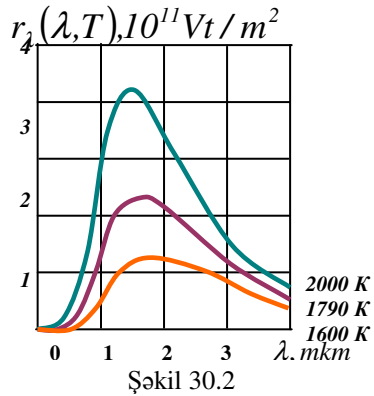
Burada, σ – **Stefan-Bolsman sabiti** olub, təcrübi qiyməti $\sigma=5.672 \cdot 10^{-8} \text{ Vt/(m}^2 \cdot \text{K}^4\text{)}$ -dir. **Stefan-Bolsman qanunu** R_e -nin temperatur asılılığını müəyyən etməsinə baxmayaraq, mütləq qara cismin şüalanmasının spektral tərkibi haqqında suala cavab verə bilmədi.

§30.4. Vin qanunu

$r_{\lambda,T}$ -nin λ -dan təcrübi asılılıq əyrilərindən göründüyü kimi, mütləq qara cisimlərdə enerjinin spectral paylanması müxtəlif temperaturlarda müxtəlif cür olur (şəkil 30.2). Bütün əyrilərdə maksimumlar temperaturun artması ilə qısa dalğalara tərəf sürüşür.

Alman alimi Vin (1893) termodinamika və elektrodinamika qanunlarına əsaslanaraq bütöv spektr boyu enerjinin paylanmasını tədqiq etmişdir. O, müəyyən etmişdir ki, $\lambda_{\max}$ -un $r_{\lambda,T}$ -in maksimumuna uyğun qiyməti temperaturdan asılılı olur.

Vin göstərdi ki, $f(\nu, T)$



funksiyasını tezlik (ν) və temperatur (T)-dan ayrılıqda deyil, $\left(\frac{\nu}{T}\right)$

kimi nisbətindən asılıdır. Beləliklə, Vin şüalanma qabiliyyəti üçün ikidəyişənli funksionu birdəyişənli funksiya ilə əvəz etdi:

$$f(\nu, T) = \nu^3 F\left(\frac{\nu}{T}\right) \quad (30.9)$$

(30.9) ifadəsi **Vin düsturu**, buradakı $F\left(\frac{\nu}{T}\right)$ funksiyası isə

tezliyin temperatura nisbətindən asılı olan **Vin funksiyası** adlanır.

Tezlikdən dalğa uzunluğuna keçsək, Vin funksiyası

$$\varphi(\lambda, T) = \frac{c}{\lambda^2} f(\nu, T) = \frac{c^4}{\lambda^5} F\left(\frac{c}{\lambda T}\right) \quad (30.10)$$

şəklinə düşər. Vin $f(\nu, T)$ funksiyasının aşkar ifadəsini təyin edə bilməsə də, bir sıra vacib nəticələrin alınmasına nail ola bildi.

$$\text{Şüalanma qabiliyyətinin maksimal qiymətində} \quad \frac{\partial \varphi}{\partial \lambda} = 0$$

olduğunu nəzərə almaqla, həll etsək

$$\lambda_{max} \cdot T = b \quad (30.11)$$

Alırıq. Daha dəqiq desək, **energetik işıqlanmanın spektral sıxlığının $R_{\lambda T}$ maksimumuna uyğun gələn dalğa uzunluğu λ_{max} , onun temperaturu ilə tərs mütənasibdir.**

$$\lambda_{max} = b/T \quad (30.12)$$

Bu, **Vinin yerdəyişmə qanunu** adlanır. Burada, $b = 2,9 \cdot 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{K}$ - **Vin sabiti** adlanır. Vin qanunu izah edə bilir ki, nə üçün qızmış cisimlərin soyuması zamanı onların spektrlərində uzundalğalı şüalanma üstünlük təşkil edir.

(30.12) ifadəsindən görünür ki, mütləq qara cismin maksimum şüalandırma qabiliyyətinə uyğun gələn dalğa uzunluğu bu cismin mütləq temperaturu dəyişdikdə, şüalandırma qabiliyyətinin maksimum qiyməti də spektrdə yerini dəyişir. Ona görə də (30.12) düsturu Vinin yerdəyişmə qaydası adlanır. Təcrübi faktlar Vinin yerdəyişmə qaydasının doğruluğunu tamamilə təsdiq edir.

Vin qanununun digər mühüm nəticəsi kimi $\lambda_{\max}$ -a uyğun gələn şüalanma qabiliyyətinin temperaturunun 5-ci dərəcəsi ilə mütənasibliyinin müəyyən olunmasıdır. (30.12)-ni (30.10)-da nəzərə alsaq,

$$\varphi(\lambda_{\max}) = \frac{c^4}{b^5} f\left(\frac{c}{b}\right) T^5 = \text{const} \cdot T^5 \quad (30.13)$$

ifadəsini alırıq. Bu ifadə təcrübi faktlara kifayət qədər uyğun gəlir.

§30.5. Reley-Cins qanunu

Stefan-Bolsman və Vin qanunlarından göründüyü kimi, Kirxhof funksiyasının universal şəklini termodinamik nöqteyi-nəzərdən vermək mümkün deyildir. $r_{\lambda,T}$ asılılığının sonrakı nəzəri izahı ingilis alimləri Reley və Cinsə məxsusdur. Onlar istilik şüalanmasına statistik fizikanın enerjinin sərbəstlik dərəcəsinə görə bərabər paylanması qanununu tətbiq edərək $f(\nu, T)$ funksiyasının həm temperaturdan, həm də tezlikdən asılı olan aşkar şəklini müəyyən etməyə müvəffəq oldular.

Mütləq qara cismin şüalandırma qabiliyyəti üçün Reley-Cins düsturu aşağıdakı kimidir:

$$r_{\nu,T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} <\varepsilon> = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} kT \quad (30.14)$$

burada, $<\varepsilon> = kT$ – ν tezliyində malik harmonik ossilyatorun enerjisidir. Rəqs edən ossilyator üçün kinetik və potensial enerjilərin orta qiymətləri bərabərdir. Ona görə də hər bir sərbəstlik dərəcəsinə düşən enerji üçün $<\varepsilon> = kT$ götürmək olar.

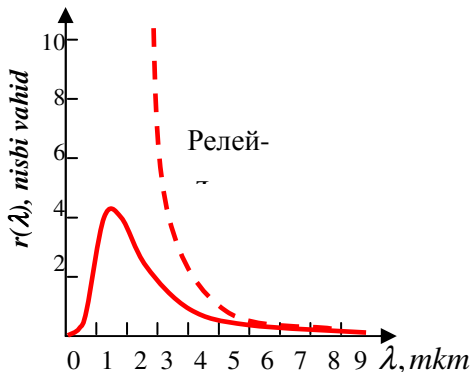
Reley-Cins düsturunun da özünəməxsus çətinlikləri vardır. Əvvəla, təcrübələr göstərir ki, (30.14) düsturu bütün tezlik və temperaturalar üçün deyil, yalnız çox kiçik tezliklər və yüksək temperaturalar üçün təcrübi faktlarla üst-üstə düşür. Böyük tezliklər oblastında Reley-Cins düsturu təcrübi faktlardan və eləcə də Vinin

yerdəyişmə qanunundan kəskin fərqlənir. Bundan başqa, Reley-Cins düsturundan Stefan-Bolsman qanunun alınması ciddi ziddiyyətə gətirib çıxarır. Belə ki, (30.14) ifadəsini bütün tezlik intervalında integrallaqla cisimin integral şüalandırma qabiliyyətini hesablasaq

$$R_e = \int_0^{\infty} r_{v,T} dv = \frac{2\pi kT}{c^2} \int_0^{\infty} v^2 dv = \infty \quad (30.15)$$

alırıq. Buradan belə çıxır ki, cisim temperatur mütləq sıfıra çatana qədər şüalanmasını davam

etdirməlidir. Reley - Cins düsturuna görə istilik şüalanmasının integral sıxlığı sonsuz olmalıdır. Bu isə o deməkdir ki, şüalanma ilə şüalandıran cisim arasında tarazlıq yalnız cismin temperaturu mütləq sıfıra çatanda yarana bilər. Buradan belə bir nəticə çıxır ki, guya ki, mütləq qara cismin temperatur şüalanması



Şəkil 30.3

zamani şüalanan enerjinin böyük hissəsi spektrin qısa dalğalar oblastına düşür. Bu isə təcrübi nəticələrlə ziddiyyət təşkil edir. Şəkil 30.3 –də bütöv xətlə təcrübi əyri, qırıq xətlə isə Reley-Cins düsturunun (30.14) qrafiki təsvir edilmişdir. Alınan bu nəticə Erenfest tərəfindən “ultrabənövşəyi fəlakət” adlandırılmışdır. Beləliklə, klassik fizika qanunları çərçivəsində mütləq qara cismin spektrində enerjinin paylanması qanununu izah etmək mümkün olmadı.

§30.6. İstilik şüalanması üçün Plank düsturu

Kirxhof funksiyasının şüalanmanın tezliyindən asılılığının təcrübi faktlara tam uyğun gələn aşkar formasını tapmaq səadəti ilk dəfə olaraq alman alimi M.Planka (1900-cü ildə) nəşib olmuşdur. Plank Kirxhof funksiyasının təcrübi nəticələrə tam uyğun gələn ifadəsini tapmaq üçün klassik fizika qanunlarına tamamilə yabançı olan yeni bir ideya irəli sürdü. O, göstərdi ki, maddəni təşkil edən atomlar elektromaqnit dalğalarını fasiləsiz deyil, diskret şəkildə şüalandırır. Başqa

sözlə desək, Plank enerjinin atom tərəfindən diskret şəkildə – kvantlar şəklində buraxılması və ya udulması hipotezini irəli sürmüşdür. Belə ki, hər bir şüalanma kvantı yalnız dalğanın rəqs tezliyi ilə düz mütənəsbdir:

$$\varepsilon_0 = h\nu = hc / \lambda \quad (30.16)$$

burada, $h = 6.625 \cdot 10^{-34}$ C·san – **Plank sabitidir**. Şüalanan enerjinin özü isə yalnız ε_0 -ın tam qiymətlərini ala bilər:

$$\varepsilon = nh\nu \quad (n = 0, 1, 2, \dots)$$

Plank, harmonik ossilyatorda rəqslərin enerjiyə görə paylanmasının Bolsman qanununa tabe olduğunu və hər bir rəqsə $h\nu$ qədər: bunlardan $\frac{1}{2}h\nu$ qədəri elektrik sahəsinin, $\frac{1}{2}h\nu$ qədəri isə maqnit sahəsinin payına düşdüyünü qəbul etmişdir.

Beləliklə, o, yuxarıda deyilənlər əsasında universal Kirxhof funksiyası üçün universal düsturu aşağıdakı kimi vermişdir:

$$f_{\nu,T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \cdot \frac{h\nu}{e^{h\nu/(KT)} - 1} \quad (30.17)$$

Bu düstur **Plank düsturu** adlanır. (30.17) düsturu bütün tezlik və temperaturalar üçün təcrübədən alınan nəticələrlə uyğun gəlir.

Plank düsturunda h , k və c -nin qiymətlərini yerinə qoymaqla Stefan-Bolsman və Vin sabitlərinin qiymətlərini və eləcə də σ və b -in təcrübə qiymətlərini bilməklə, h və k -ni hesablamaq olar. Yəni, Plank düsturundan istifadə etməklə, mütləq qara cismin istilik şüalanmasının digər empirik və yarımempirik qanunlarını (Stefan-Bolsman qanunu, Vin qanunu, Reley-Cins düsturu) almaq olur.

Bəzi xüsusi hallara baxaq:

1. Plank qanunundan istifadə edərək mütləq qara cismin integral şüalanma qabiliyyətini hesablamaq üçün (30.17) düsturunda $\frac{h\nu}{kT} = x$ və

$$d\nu = \frac{kT}{h} dx \text{ əvəzləməsi edərək onu } 0\text{-dan } \infty\text{-a qədər integrallayaq.}$$

Onda

$$R = \int f_{\nu,T} d\nu = \frac{2\pi k^4}{c^2 h^3} T^4 \int \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} \cdot T^4 = \sigma T^4$$

alınar. Bu isə **Stefan-Bolsman qanunudur**. Plank σ -nın ifadəsindən istifadə edərək h sabitinin qiymətini hesablamışdır. Göründüyü kimi

$\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3}$ fiziki sabitlərlə ifadə olunur və onun hesablanan qiyməti təcrübi qiymətə uyğun gəlir.

2. Plank düsturunda $h\nu \gg kT$ qəbul etdikdə (tezliyin böyük, temperaturun kiçik qiymətlərində) $e^{\frac{h\nu}{kT}} \gg 1$ olur, ona görə də (30.17) ifadəsində məxrəcdə 1-i atmaq olar. Onda (30.17) düsturu

$$f_{\nu,T} = \frac{2\pi\nu^3}{c^2} \cdot e^{-\frac{h\nu}{kT}}$$

şəklini alar. Bu isə Vin qanununu ifadə edən (30.10) düsturu ilə eyni olur, yəni **Plank qanunundan xüsusi hal kimi Vin qanunu alınır.**

Maksimal şüalanma intensivliyinə uyğun gələn dalğa uzunluğunda $\left[\frac{\partial \varphi(\lambda, T)}{\partial \lambda} \right]_{\lambda=\lambda_m} = 0$ şərtindən istifadə etdikdə, yeganə

kökü $\frac{hc}{kT\lambda_{\max}} = 4,965$ olan transcendent tənlik alınır. $T\lambda_{\max} = b$ kimi

Vinin yerdəyişmə qanununu və Vin sabitinin $b = \frac{hc}{4,965k}$ şəklində fiziki sabitlərlə ifadəsini alırıq.

3. Plank düsturunda $h\nu \ll kT$ qəbul etdikdə (tezliyin kiçik, temperaturun böyük qiymətlərində) isə $e^{\frac{h\nu}{kT}}$ -ni $e^{\frac{h\nu}{kT}} = 1 + \frac{h\nu}{kT} + \dots$ kimi sıraya ayırsaq, onda (30.17) düsturu

$$f(\nu, T) = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \frac{h\nu}{\frac{h\nu}{kT}} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} kT$$

şəklini alar. Bu isə Reley-Cins düsturunu ifadə edən (30.14) düsturu ilə eyni olur, yəni **Plank qanunundan xüsusi hal kimi Reley-Cins düsturu da alınır.**

§30.7. Optik pirometriya

Yuxarıda baxılan qanunlara temperatur daxildir. Deməli, cisimlərin şüaburaxma qabiliyyətini və integral şüalanmasını öyrənərək onların temperaturunu təyin etmək olar. Cisimlərin şüaburaxma qabiliyyətinin onların temperaturundan asılılığına əsaslanaraq temperaturun ölçülməsi üsulu **optik pirometriya** adlanır.

Optik pirometriyada mənbələrin şüalanma, rəng və parlaqlıq temperaturları kimi fiziki kəmiyyətlərini təyin edirlər. Bu temperaturlar mənbəyin həqiqi temperaturundan fərqlənir.

a) Şüalanma (radiasiya) temperaturu: Mənbəyin şüalandırdığı enerjini ölçməklə Stefan-Bolsman qanunu əsasında $T_s = \sqrt[4]{\frac{R}{\sigma}}$ kimi təyin

olunur. Mütləq qara olmayan cisimlər üçün bu qanun doğru olmadığından, şüalanma temperaturu adətən mənbəyin həqiqi temperaturundan kiçik olur. Şüalanma temperaturu **radiasiya pirometri** adlanan cihaz vasitəsilə təyin olunur.

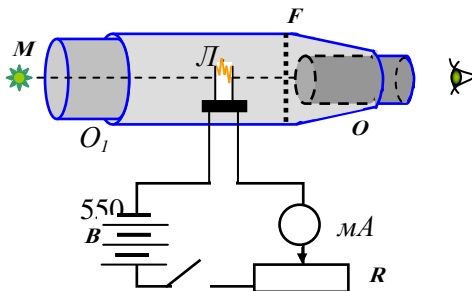
b) Rəng temperaturu: Vinin sürüşmə qanunu əsasında şüalanma intensivliyinin spektral əyrisində $\varphi_{\max}$ -a uyğun $\lambda_{\max}$ qiymətini ölçməklə təyin olunan temperatura deyilir. Günəşin bu üsulla hesablanan temperaturu $T_k \approx 6000K$ təşkil edir. Vin qanunu MQC olmayan cisimlərə dəqiq tətbiq edilə bilmədiyindən, rəng temperaturu adətən həqiqi temperaturdan yüksək olur. Qeyd edək ki, rəng temperaturu yalnız bütöv spektrə malik mənbələr üçün müəyyən məna kəsb edir və şüalanması tezlikdən kəskin asılı olan mənbələr üçün öz mənasını itirir.

c) Mənbəyin parlaqlıq temperaturu: MQC –in elə temperaturu ilə eyniləşdirilir ki, müəyyən λ_0 dalğa uzunluğunda mənbəyin və MQC şüalanma qabiliyyətləri bərabər olsun.

$$\varphi(\lambda_0, T_n) = r(\lambda_0, T)$$

Burvada T -mənbəyin həqiqi temperaturudur. Bütün cisimlər üçün $\varphi(\lambda_0, T_n) < r(\lambda_0, T)$ olduğundan, $T > T_n$

Nümunə üçün optik pirometrlərdən birinin iş prinsipi ilə tanış olaq. Şəkil 30.4-də parlaqlıq temperaturunu



Şəkil 30.4

təyin etmək üçün işlədilən pirometrin prinsipial sxemi göstərilmişdir. Pirometr temperaturu axan cərəyanın qiymətinə görə təyin oluna bilən L_1 lampası əsasında qurulur. L_1 lampasının telinin və temperaturu təyin olunacaq şüalanan M cisminin xəyalları O və O_1 obyektivləri vasitəsilə alınaraq bir müstəviyə (F) gətirilir.

Etalon L_1 lampasının parlaqlığı R reostatı ilə tənzim edilir və lampa telinin şüalanma intensivliyi M cisminin şüalanmasına bərabər olduqda L_1 lampasının teli artıq görünməyəcək. Ampermetrin göstərişinə uyğun təyin edilən L_1 lampasının telinin temperaturu elə tədqiq olunan işıq mənbəyinin parlaqlıq temperaturuna bərabər olacaq. Qeyd edək ki, parlaqlıq temperaturunun qiyməti Plank düsturu əsasında mənbəyin həqiqi temperaturunu təyin etməyə imkan verir.

§30.8. Fotonun xassələri. Işığın təzyiqi

Məlum olduğu kimi fotonun enerjisi yalnız onun tezliyindən ($\varepsilon = h\nu$ və ya $\varepsilon = \hbar\omega$) asılıdır. Deməli, foton sırf monoxromatik şüalanmadır.

Kütlə ilə enerjinin ekvivalentliyi qanununa görə $\varepsilon = mc^2$ olduğundan:

$$m = \frac{h\nu}{c^2} \quad (30.18)$$

kimi təyin olunan kəmiyyət fotonun kütləsi hesab edilir. Təcrübənin verdiyi nəticəyə görə fotonun sükunət kütləsi $m_0 < 10^{-21}$ m_e olmuşdur. m_e – elektronun sükunət kütləsidir. Bu rəqəm ölçü xətasının mümkün olan ən kiçik qiymətindən də kiçikdir. Buna görə də fotonun sükunət kütləsi sıfır hesab edilir.

Kütlənin sürətdən asılılığı üçün relyativistik mexikanın $m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$ düsturunu fotona aid edib, onu $m\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} = m_0$ şəklində yazsaq və $m_0=0$, $m \neq 0$ olduğunu nəzərə alsaq, həmin bərabərlikdən

$$1 - \frac{v^2}{c^2} = 0 \text{ alırıq. Buradan isə fotonun sürəti üçün } v = c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/san}$$

qiyməti alınır, yəni foton ən böyük sürətlə hərəkət edir. Ona görə də işıq və ümumiyyətlə elektromaqnit dalğası vakuumda $c=3 \cdot 10^8$ m/san sürətlə yayılır.

Foton zərrəcik olduğundan o, həm **kütləyə**, həm də **impulsa** malik olmalıdır. Fotonun kütləsi $m = \frac{h\nu}{c^2}$ kimi təyin olunur və tezliyi artdıqca onun kütləsi də artır. Lakin foton işıq sürəti ilə hərəkət etdiyindən o, **sükunət kütləsinə malik ola bilməz.** ($m_0 = 0$). Beləliklə, **foton yalnız c sürəti ilə hərəkət etdikdə mövcud ola bilər və tormozlandığında dərhal məhv olur.**

Fotonu zərrəciklərə oxşadan xassələrdən biri də onun impulsa malik olmasıdır. Foton işıq sürəti ilə hərəkət etdiyi üçün onun impulsunu təyin edək:

$$p = mc = \frac{mc^2}{c} = \frac{E}{c} = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda} \quad (30.19)$$

yaza bilərik.

$$\frac{2\pi}{\lambda} = k \text{ və } \frac{h}{2\pi} = \hbar \text{ olduğunu nəzərə alsaq, (30.19) düsturunu}$$

dalğa ədədinə görə də yaza bilərik:

$$\vec{p} = \frac{h\vec{k}}{2\pi} = \hbar\vec{k} \quad (30.20)$$

Foton elektromaqnit dalğasının yayıldığı istiqamətdə hərəkət etdiyindən və dalğa vektoru dalğa səthinə perpendikulyar yönəldiyindən fotonun impulsu da dalğa vektoru istiqamətində olur.

Beləliklə, alınır ki, digər zərrəciklər kimi foton da enerjiyə, kütləyə və impulsa malikdir. Lakin bu kəmiyyətlərin üçü də fotonun dalğa xassəsini ifadə edən tezliklə əlaqədardır. Fotonu maddi zərrəciklərdən fərqləndirən əlamətlər də mövcuddur. Fotonun sükunət kütləsi yoxdur və o vakuumda təbiətdə mümkün olan ən böyük sürətlə hərəkət edir. Fotonun digər xassələri də göstərir ki, o materiyanın iki varlıq formasını – dalğa və zərrəcik formalarını özündə birləşdirən materiyadır.

İşıq şüasının zərrəcikləri – fotonlar $p_f = \frac{h\nu}{c}$ impulsuna malik

olduqlarından rast gəldikləri maneəyə təzyiq göstərməlidirlər. Bu təzyiqi təyin edək.

Tutaq ki, ν tezlikli monoxromatik işıq dəstəsi normal şəkildə S səthinə düşür. Bir fotonun enerjisi $h\nu$ isə onda şüanın intensivliyi (I), yəni vahid zamanda vahid səthə düşən enerji

$$\dot{I} = Nh\nu \quad (30.21)$$

olar.

Əgər səthə düşən işıq tamamilə udulursa, onda bir fotonun səthə verdiyi qüvvə impulsu $\frac{h\nu}{c} - 0 = \frac{h\nu}{c}$

qədər olar.

İşıq təzyiqi isə vahid zamanda vahid səthə düşən N sayda fotonun verdiyi tam impulsa bərabərdir. Beləliklə, bu təzyiq tam udulma zamanı

$$P = \frac{Nh\nu}{c}, \text{ tam əks olunma zamanı isə } P = \frac{2Nh\nu}{c} \text{ qədər olur.}$$

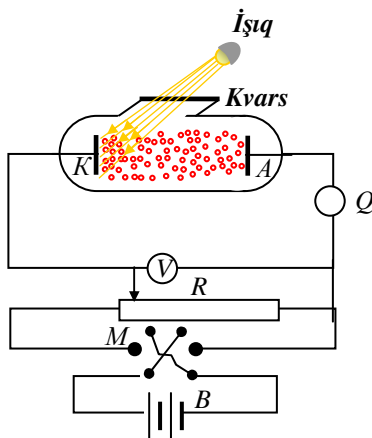
§30.9. Fotoelektrik effekti

İşığın kvant təbiətini təsdiq edən ən mühüm hadisələrdən biri fotoelektrik effekt və ya sadəcə olaraq fotoeffekt hadisəsidir. İşığın kvant təbiətini dərinəndən dərk etmək üçün bu hadisənin böyük əhəmiyyəti vardır. Fotoeffekt hadisəsini işığın dalğa təbiətli olması ilə izah etmək qeyri-mümkündür.

İşığın təsiri altında maddədə olan elektronların sərbəstləşməsinə fotoeffekt hadisəsi deyilir.

Tədqiqatlar nəticəsində fotoeffektin üç növü müəyyən edilmişdir: *xarici fotoeffekt, daxili fotoeffekt və ventillik fotoeffekt.*

İşığın elektromaqnit şüalanmasının təsiri altında maddədən elektronların buraxılmasına (şüalanmasına) *xarici fotoeffekt* deyilir. Xarici fotoeffekt bərk cisimlərdə (metallarda, yarımqeçiricilərdə,



dielektriklərdə), eləcə də qazlarda ayrı-ayrı atom və molekularda (fotoionlaşma) müşahidə olunur. Bu hadisəni ilk dəfə geniş və hərtərəfli şəkildə rus alimi A.Q.Stoletov öyrənmişdir. Stoletov təcrübəsinin sxemi şəkildəki kimidir (şəkil 30.5).

Vakuum borusunda K katodu kvarsdan hazırlanmış pəncərədən işıqlandırılır. Qopan elektronlar K katodu ilə A anodu arasında tətbiq edilən elektrik sahəsində hərəkət edərək Q qalvonometri ilə ölçülən fotocərəyan yaradırlar. R potensiometrinin köməyi ilə nəinki onlara verilən gərginliyin qiymətini, eləcə də işarəsini dəyişmək olur. Katodu müxtəlif dalğa uzunluqlu işıqla işıqlandıraraq, A.Q.Stoletov aşağıdakı qanunauyğunluqları müəyyən etmişdir:

1. Maddə (katod) tərəfindən udulma zamanı ultrabənövşəyi şüalanma daha effektiv təsir göstərir;

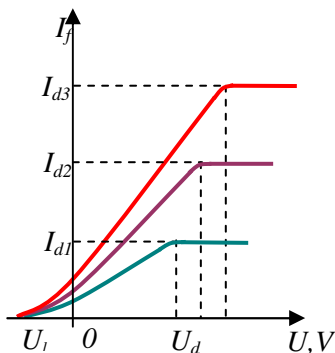
2. Işığın təsiri altında maddədən (katoddan) yalnız mənfi yüklər qopur;

3. Işığın təsiri altında yaranmış fotocərəyan şiddəti maddə (katod) üzərinə düşən işığın intensivliyi ilə düz mütənasibdir.

Yarımkeçiricilərin və ya dielektriklərin daxilində elektronların işığın təsiri altında bağlı haldan sərbəst hala keçməsinə **daxili fotoeffekt** deyilir. Bunun nəticəsində cismin daxilində olan sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyası artır ki, bu da fotokeçiriciliyin və ya e.h.q.-nin yaranmasına gətirir. Daxili fotoeffekt əsasında hazırlanmış fotoelementlər ventillə fotoelementləri adlanır.

İki müxtəlif yarımkeçiricinin və ya yarımkeçirici və metalın toxunma sərhədini işıqlandırdıqda e.h.q.-nin yaranmasına **ventil fotoeffekti** deyilir. Ventil fotoelementinə selem fotoelementini misal göstərmək olar.

Fotoeffekt zamanı yaranan cərəyana **fotocərəyan** deyilir. Fotocərəyanın elektrodlar arasına tətbiq olunan gərginlikdən asılılıq əyrisi şəkildəki kimidir (şəkil 30. 6). Q qalvonometrinin göstərişinin V voltmetrinin göstərişindən asılılığı **cihazın volt-ampər xarakteristikası** adlanır. Düşən işığın tezliyini dəyişmədən intensivliyin müxtəlif qiymətlərində



Şəkil 30.6

xarakteristikaları şəkil 30.6-da təsvir olunmuşdur.

Gərginliyin artması ilə fotocərəyan şiddəti əvvəlcə artır, yəni daha çox elektron anoda çatır. Gərginliyin sonrakı artımı zamanı isə fotocərəyan şiddəti dəyişmir. Fotocərəyanın bu qiyməti **doyma cərəyanı** adlanır. Bu doyma cərəyanının alınması, işığın vahid zamanda katoddan vurub çıxardığı elektronların hamısının anoda çatması ilə əlaqədardır.

Doyma cərəyanı

$$I_{doy} = en \quad (30.22)$$

ifadəsinə əsasən təyin edilir. Burada, e – elektronun yükü, n – katoddan bir saniyədə buraxılan elektronların sayıdır. Şəkil 30.6 –dan görüldüyü kimi doyma cərəyanının qiyməti yalnız düşən işıq selindən asılıdır. ***İşıq seli artdıqca doyma cərəyanının şiddəti artır. Bu fotoeffektin I qanunu adlanır.***

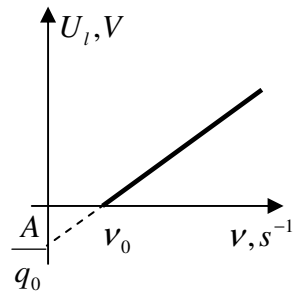
Gərginliyin sıfır qiymətində, fotocərəyanın müəyyən qiymətə malik olması katoddan çıxan elektronların müəyyən kinetik enerjiyə malik olması ilə izah edilir. Fotocərəyanın sıfır olması üçün elektrodlara əks istiqamətdə gərginlik, yəni ləngidici potensial (U_l) qoşmaq lazımdır. Bu zaman hətta maksimum sürətə malik olan heç bir elektron anoda çatmır.

Fotoelektronların anoda çata bilməməsi üçün onların kinetik enerjisi ləngidici potensialın gördüyü işə bərabər olmalıdır, yəni

$$\frac{m_0 v_{max}^2}{2} = eU_l \quad (30.23)$$

Burada, m_0 - elektronun kütləsi, e - elektronun yükü, v_{max} - elektronun maksimal sürəti, U_l - ləngidici potensialın qiymətidir.

Ləngidici gərginliyin qiymətinə görə, qopan elektronların sürətlərinin maksimal qiymətini təyin etmək olar. Təcrübələr göstərir ki, fotoelektronların maksimal sürəti və ya ləngidici potensialın qiyməti, düşən işığın intensivliyindən asılı olmayıb, yalnız onun tezliyindən (və ya dalğa uzun-luğundan) asılıdır. Tezliyin artması U_L və ya v_{max} -un artması ilə müşayiət olunur. ***Qopan elektronların maksimal kinetik enerjisi, düşən işığın tezliyi ilə düz mütənasibdir*** (şəkil 30.7). ***Bu fotoeffektin II qanunu adlanır.***



Şəkil 30.7

Qeyd edək ki, fotoeffektin bu qanunu işığın dalğa nəzəriyyəsi əsasında izah oluna bilmir və hətta onunla ziddiyyət təşkil edir.

Xarici fotoeffektin üç qanunu müəyyən edilmişdir:

1. Düşən işığın qeyd olunmuş tezliyində katoddan vahid zamanda qopan fotoelektronların sayı düşən işığın intensivliyinə mütənasibdir.

2. Fotoelektronların başlanğıc maksimum sürəti düşən işığın intensivliyindən asılı olmayıb, yalnız onun tezliyi ilə təyin olunur, daha doğrusu, tezliyin artması ilə xətti qanunla artır.

3. Hər bir maddə üçün fotoeffektin «qırmızı sərhədi» mövcuddur, yəni işığın elə minimum tezliyi (maddənin kimyəvi təbiətindən və səthinin vəziyyətindən asılı olaraq) var ki, bu tezlikdə istənilən intensivlikli işıq fotoeffekt yaratmır.

1905-ci ildə A.Eynşteyn sübut etdi ki, fotoeffekt hadisəsi və qanunauyğunluqları onun təklif etdiyi fotoeffektin kvant nəzəriyyəsinə əsasən izah oluna bilər. Eynşteynə görə müəyyən tezlikli işıq enerjisi $\epsilon = h\nu$ olan ayrı-ayrı porsiyalarla Plankın fərz etdiyi kimi nəinki şüalanır, eləcə də həmin porsiyalarla fəzada yayılır və maddə tərəfindən udulur. Beləliklə, işığın yayılmasına sürəti işığın vakuumda yayılma sürətinə bərabər olan diskret işıq kvantlarının fəzada yayılması kimi baxmaq olar. Bu kvantlara **foton** deyilir.

Eynşteynə görə hər bir kvant yalnız bir elektron tərəfindən udulur. Ona görə də qopan fotoelektronların sayı maddə üzərinə düşən işığın intensivliyinə mütənasibdir. Fotoeffektin ətalətsiz olması isə onunla izah olunur ki, enerjinin ötürülməsi fotonun elektronla toqquşması zamanı ani olaraq baş verir.

Maddə üzərinə düşən işığın enerjisi elektronun metaldan çıxış işinə və çıxan elektronlara müəyyən kinetik enerji verilməsinə sərf olunur. Enerjinin saxlanma qanununa görə

$$h\nu = A + \frac{mv_0^2}{2} \quad (30.24)$$

olar. Burada, A - elektronun metaldan çıxış işı, $\frac{mv_0^2}{2}$ - isə qopan elektronun kinetik enerjisidir. Dielektrik və yarımkəçiricilərdə isə fotoeffekt üçün

$$h\nu = A + A_1 + \frac{mv_0^2}{2} \quad (30.25)$$

yazmaq olar. Burada A_1 – bağlı elektronu sərbəst hala keçirmək üçün

lazım olan enerjidir. 30.24 və 30.25 ifadələrinə fotoeffekt üçün *Eynşteyn düsturları* deyilir.

Eynşteyn düsturu fotoeffektin ikinci və üçüncü qanunlarını da izah edir. Bu düsturdan alınır ki, fotoelektronların maksimum kinetik enerjisi düşən işığın tezliyinin artması ilə xətti qanunla artır, lakin düşən işığın intensivliyindən asılı deyil, çünki nə elektronun metaldan çıxış işi, nə də düşən işığın tezliyi işığın intensivliyindən asılı deyil (fotoeffektin ikinci qanunu). İşığın tezliyi azaldıqca, fotoelektronların kinetik enerjisi azalır (verilmiş metallar üçün elektronun metaldan çıxış işi sabitdir). Hər bir maddədə fotoeffekt yalnız o zaman müşahidə olunur ki, işığın ν tezliyi $\nu_{\min}$ minimum qiymətindən böyük olsun. Belə ki, elektrona kinetik enerji vermədən onu metaldan qoparmaq üçün A çıxış işi görmək lazımdır. Beləliklə, kvantın enerjisi bu işdən böyük olmalıdır:

$$h\nu > A$$

$\nu_{\min}$ - limit tezliyi *fotoeffektin qırmızı sərhədi* adlanır və $\nu_{\min} = \frac{A}{h}$ kimi

təyin olunur. A – çıxış işi maddənin növündən asılıdır. Ona görə də fotoeffektin qırmızı sərhədi müxtəlif maddələr üçün müxtəlifdir.

Tezliyin müəyyən bir minimum qiymətində fotoelektronların kinetik enerjisi sıfır olur və fotoeffekt dayanır (fotoeffektin üçüncü qanunu). $\nu = \nu_0$ olduqda, $\frac{m\nu_{\max}^2}{2} = 0$ olur. Eynşteyn düsturuna görə $h\nu_0 =$

A , $\nu_0 = \frac{A}{h}$ tezliyi isə verilmiş metal üçün fotoeffektin «qırmızı sərhədi»dir.

Müasir dövrdə lazerlərin tətbiqi ilə əlaqədar olaraq çox yüksək işıq intensivliyini kiçik səthə toplamaq mümkün olur. Belə böyük intensivliklərdə qeyri-xətti optik hadisə - *çoxfotonlu fotoeffekt* müşahidə olunur. Çoxfotonlu fotoeffekt zamanı elektron sərbəstləşmək üçün bir yox, bir neçə fotonun udulmasına məruz qalır. Bu halda Eynşteyn tənliyi

$$Nh\nu = A + \frac{m_0\nu^2}{2} \quad (30.26)$$

şəklinə düşür. Burada, N - sərbəstləşmək üçün bir elektron tərəfindən udulan fotonların sayıdır. Çoxfotonlu prosesdə fotoeffektin qırmızı sərhəddinə uyğun gələn λ_q dalğa uzunluğu bir fotonlu fotoeffektdə λ_0 -a

nəzərən N dəfə böyüyərək, $\lambda_q = N\lambda_0$ qiymətinə malik olur, fotoeffektin qırmızı sərhəddi uzun dalğalara doğru sürüşür.

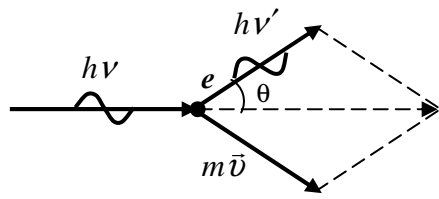
Yarımkeçiricilərdə müşahidə olunan fotoeffekt xüsusi **fotoelementlərin** yaradılmasına təkan verdi. Ən geniş yayılmış fotoelementlər qapayıcı layı olan fotoelementlərdir. Fotoelementlərin spektral həssaslığı həssas səthin materialının seçilməsindən çox güclü asılıdır. Yaxşı fotoelementlər kimi selen qapayıcı layına malik olan fotoelementlər qəbul edilmişdir ki, onlarda həssaslığın maksimumu insan gözünün maksimum həssaslığı ilə ($5500\text{\AA}$) üst-üstə düşür. Bunlardan başqa, həssaslığı spektrin ultrabənövşəyi və infraqırmızı oblastlarına düşən fotoelementlər də vardır.

Fotoelementlər vasitəsilə işıq enerjisi birbaşa elektrik enerjisinə çevrilir. Fotoelementlərdən səsli kinolarda, televiziya verilişlərində, avtomat və telemetrik qurğularda, fotoekspanometrlərdə, nəqliyyatda, hərbi texnikada və s. müxtəlif sahələrdə geniş tətbiq olunur.

Fotoelementlər kimi fotomüqavimətlər də fotometrik kəmiyyətləri ölçmək üçün işlədilir. Fotomüqavimətlər də fotoelementlərin tətbiq olunduğu bütün sahələrdə (fotoelementlərdən batareya kimi istifadə müstəsna olmaqla) tətbiq olunur.

§30.10. Kompton effekti

İşığın hissəcik (korpuskulyar) təbiətinə malik olmasını göstərən hadisələrdən biri də **Kompton effekti** adlanan hadisədir. Klassik fizika qanunlarına görə elektromaqnit təbiətində olan rentgen şüaları da rast gəldiyi cisimdən səpilərək dalğa uzunluğunu dəyişdirməlidir. Başqa sözlə, səpilən şüaların rəqs tezliyi ilkin dalğaların rəqs tezliyinə bərabər olmalıdır. Kompton 1923-cü ildə rentgen şüalarının müxtəlif maddələrdən səpələnməsini öyrənərkən müşahidə etmişdir ki, səpələnən şüalar içərisində uzunluğu λ olan ilk rentgen şüasından başqa yeni λ' uzunluqlu şüalar əmələ gəlir. Özü də $\lambda' > \lambda$ olur və $\lambda' - \lambda = \Delta\lambda$ fərqi nə ilk rentgen dalğasının uzunluğundan, nə də səpici maddənin növündən asılı olmayıb, yalnız ilk və yeni dalğaların istiqamətləri arasındakı θ bucağından asılıdır, yəni



Şəkil 30.8

$$\Delta\lambda = \lambda_0(1 - \cos\theta) = 2\lambda_0 \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (30.27)$$

olur. Burada, $\lambda_0 = 2.43 \cdot 10^{-12} \text{ m}$ –

Kompton dalğasının uzunluğudur.

Kompton effekti dedikdə, qısalğalı elektromagnit şüalanmasının maddənin sərbəst elektronlarından səpilməsi nəzərdə tutulur ki, bu zaman dalğa uzunluğu artır. Rentgen şüalarının fotonlarının maddənin sərbəst elektronları ilə toqquşması zamanı foton özünün enerjisinin və impulsunun müəyyən hissəsini enerjinin və impulsun saxlanma qanunlarına görə elektrona verir.

Fərz edək ki, $p_\nu = \frac{h\nu}{c}$ impulsuna və $\varepsilon_\nu = h\nu$ enerjisinə malik olan

foton sükunətdə olan sərbəst elektronla toqquşur (elektronun sükunət enerjisi $W_0 = m_0 c^2$ -dir). Foton elektronla toqquşan zaman öz enerjisinin və impulsunun bir hissəsini elektrona verir və hərəkət istiqamətini dəyişir. Fotonun enerjisinin azalması səpilən şüalanmanın dalğa uzunluğunun artması deməkdir.

Səpilən fotonun impulsu $p_\nu = \frac{h\nu'}{c}$, enerjisi isə $\varepsilon_\nu = h\nu'$ olsun.

Əvvəl sükunətdə olan elektron müəyyən enerji ($W = mc^2$) və impuls ($p_e = m\nu$) alaraq, hərəkətə başlayır. Hər bir belə toqquşma zamanı enerjinin və impulsun saxlanma qanunları ödənilir.

Enerjinin saxlanma qanununa görə

$$W_0 + \varepsilon_\nu = W + \varepsilon_\nu',$$

impulsun saxlanma qanununa görə isə

$$p_\nu = p_e + p_\nu'$$

olar.

$$m_0 c^2 + h\nu = mc^2 + h\nu'$$

$$(m\nu)^2 = \left(\frac{h\nu}{c}\right)^2 + \left(\frac{h\nu'}{c}\right)^2 - 2\frac{h^2}{c^2}\nu\nu'\cos\theta$$

$$\nu = \frac{c}{\lambda}; \nu' = \frac{c}{\lambda'}; \Delta\lambda = \lambda' - \lambda$$

əvəzləmələrindən istifadə etsək, ilkin və səpilən rentgen şüalarının dalğa uzunluqları arasındakı $\Delta\lambda$ fərqlərini tapa bilərik:

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \theta) = \frac{2h}{m_0 c} \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (30.28)$$

Bu ifadədə h , m_0 və c -nin qiymətlərini yerinə qoysaq, elektronun **Kompton dalğa uzunluğunu** təyin etmək olar.

$$\lambda_c = \frac{h}{m_0 c} = 2.426 \text{ nm}$$

Bu isə təcrübədən alınan qiymətlə üst-üstə düşür. $\Delta\lambda$ fərqlərinin yalnız θ bucağının qiymətindən asılılığı eyni zamanda göstərir ki, $\Delta\lambda$ fərqi tezliyi böyük olan şüalar üçün hiss olunacaq qədər olur. Spektrin görünən oblasına düşən uzun dalğalar üçün $\Delta\lambda$ fərqi o qədər kiçikdir ki, onu aşkar etmək olmur. Bütün bunlar sərbəst elektronlarda səpilmə prosesində rentgen şüalarının kvant təbiətliyini və fotonun zərbə zamanı özünü zərrəcik kimi apardığını bir daha təsdiq edir.

Qeyd etmək lazımdır ki, fotoeffekt və Kompton effektləri arasında böyük fərq vardır.

Əgər fotoeffekt zamanı fotonlar rabitəli elektronlarla qarşılıqlı təsirdə olursa, kompton effektində bu təsir elektronlarla kvantlar arasında baş verir.

§30.11. Lüminessensiya

Cisimlərdə istilik şüalanmasından başqa, verilmiş temperaturda müxtəlif xarici təsirlər nəticəsində yaranan şüalanma növü – **lüminessensiya** da mövcuddur. Lüminessensiya hadisəsində molekulların istilik hərəkəti enerjisinin elektromaqnit şüalanması enerjisinə çevrilməsi baş vermir. Bu, müxtəlif proseslər nəticəsində mənbələrə enerjinin verilməsi ilə işığın şüalanmasından ibarətdir. Lüminessensiyanın aşağıdakı növləri vardır

1. **Kimyəvi lüminessensiya** – kimyəvi lüminessensiya zamanı şüalanmaya səbəb maddə daxilində baş verən kimyəvi reaksiyalardır. Havada tədricən oksidləşmə nəticəsində şüalanan fosfor və çürüyən ağac kimyəvi lüminessent işıqlanma mənbəyidir.

2. **Katodolüminessensiya** – maddənin elektronlarla və ya digər yüklü zərrəciklərlə bombardlanması zamanı cisimlərin şüalanmasına deyilir.

3. **Elektrolüminessensiya** maddədən elektrik cərəyanı keçdikdə və ya elektrik sahəsi təsir göstərdikdə yaranır.

4. **Fotolüminessensiya** cisimlərin görünən, ultrabənövşəyi işıqla, rentgen və ya qamma şüalarla şüalanması zamanı müşahidə olunur. Maddə işığın təsirinə məruz qaldıqda da lüminessent şüalana bilər.

Bütün lüminessensiya hadisələrinin səbəbi odur ki, “lüminessensiya mərkəzləri” – lüminessensiya işıqlanmasının mənbələri olan maddənin atomları, molekulaları və ya ionları kənar mənbələr tərəfindən verilən enerji hesabına həyəcanlanmış hala keçir. Həyəcanlanmış “lüminessensiya mərkəzləri”nin normal və ya daha az həyəcanlanmış hala keçidi işığın şüalanması ilə müşayiət olunur ki, bu da maddənin özünün lüminessensiya işıqlamasıdır. Saydığımız işıqlanma növlərinin hamısı ümumi bir prinsip əsasında baş verir: müxtəlif növ (kimyəvi, elektrik, işıq, mexaniki) enerjilər işıq enerjisinə çevrilir.

1852-ci ildə C.Stoks müəyyən etmişdir ki, **lüminüssensiya zamanı şüalanan dalğın uzunluğu lüminessensiyanı (fotolüminessensiyanı) yaradan məcburedici işıq dalğası uzunluğundan böyük olur. Bu lüminessensiyanın I qanununu (bu qanun Stoks qanunu da adlandırırlar) adlanır.** Lüminessensiyanın udma və buraxma spektrləri müəyyən enə malik olduqlarından onlar bir-birlərini örtürlər. Stoksun I qanununu aşağıdakı kimi ifadə etmək daha məqsəduyğun olardı. **Udulma zolağının maksimumu, lüminessensiya zolağının maksimumuna nəzərən qısa dalğa tərəfə sürüşmüş olur.**

Xarici təsirlər vasitəsilə lüminessensiya şüalanmasının zəifləndirilməsi hadisəsi **lüminessensiyanın söndürülməsi** adlanır. Lüminessensiyanın söndürülməsi müxtəlif səbəblərdən ola bilər.

Lüminessensiya edən sistemlərin temperaturu çox böyük olduqda lüminessensiya çox zəif olur.

Temperaturun kiçik qiymətlərində lüminessensiya temperaturun artması ilə azalır. Bu növ zəifləmə **temperatur söndürmə** adlanır.

Lüminessensiya üçün xarakterik olan kəmiyyətlərdən biri işıqlanmanın müəyyən davam etmə müddətidir. Lüminessensiyanı şərtləndirən xarici təsir aradan qaldırıldıqdan bir qədər sonra molekulun işıqlanması dayanır. Lüminessensiyanın başlanğıc intensivliyinin $e \approx 2,72$ dəfə azalması üçün tələb olunan zaman (τ) lüminessensiyanın davam

etmə müddəti qəbul edilmişdir. Bu onunla bağlıdır ki, lüminessensiya intensivliyi eksponensial qanun üzrə azalır. Davamətmə müddətinə görə lüminessensiya şərti olaraq iki yerə ayrılır: 1) **flüoroessensiya** ($\tau=10^{-9}-10^{-3}$ san); 2) **fosforoessensiya** (ışqlanmanın davamətmə müddəti bir neçə saniyə və hətta saat ola bilər).

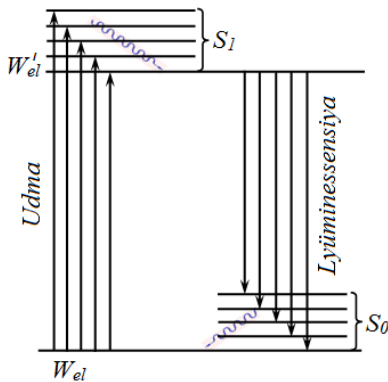
Lüminessensiyanın həyəcanlandırma üsulundan asılı olmayaraq, maddə molekulu xaricdən enerji kvantı olaraq həyəcanlanmış hala keçir və müəyyən müddətdən sonra “ışqlanır” – verilmiş maddə üçün xarakterik olan müəyyən tezlikli fotonlar buraxır. Molekulun xaricdən aldığı enerji məxsusi ışqlanmasıya çevrilir və nəticədə görünən və ultra bənövşəyi (UB) oblastda müşahidə olunan lüminessensiyanın molekulyar spektri yaranır. Lüminessensiya spektri elektron spektri olub, elektron keçidləri ilə şərtlənmişdir. Lakin lüminessensiya spektri buraxma spektridir.

Xarici işıq təsiri kəsildikdən sonra qısa müddət davam edən lüminessensiya **fotolüminessensiya** adlanır.

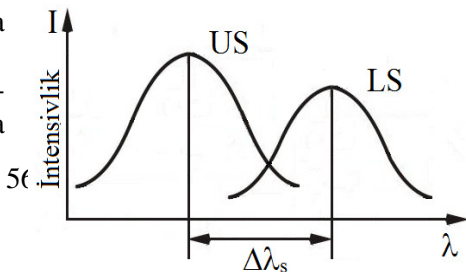
Fotolüminessensiya mexanizmini nəzərdən keçirək. $h\nu$ enerjili fotonu udan molekul elektron – həyəcanlanmış halın (S_1) rəqs səviyyələrindən birinə keçir (şəkil 30.9). Toqquşmalar zamanı rəqs enerjisini digərlərinə verən molekul şüalanmasız olaraq S_1 halının aşağı W'_{el} səviyyəsinə keçir.

Molekul W'_{el} səviyyədən əsas halın (S_0) ixtiyarı rəqsi-fırlanma səviyyəsinə keçdikdə **flüoroessensiya kvantı** buraxır. Bu hadisə W'_{el} səviyyədən aşağı səviyyələrə keçidlərdə baş verdiyindən, flüoroessensiya spektrinin xarakteri həyəcanlandırıcı işığın tezliyindən (ν) asılı olmayıb molekulanın rəqsi-fırlanma səviyyələrinin strukturu ilə müəyyən olunur. Əgər W'_{el} səviyyəsi metastabil olsa, onda S_0 halına keçid üçün daha böyük zaman (τ) tələb olunur və fosforoessensiya müşahidə edilir.

Lüminessensiya şüalanmasının tezliyi ν_l və dalğa



Şəkil 30.9



Şəkil 30.10

uzunluğu *Stoks qaydası* ilə hədudlanır: lyüminessensiya işığının dalğa uzunluğu λ_l , bir qayda olaraq, onu həyəcanlandıran işığın dalğa uzunluğundan λ böyük olur (belə ki, $h\nu_l \leq h\nu \Rightarrow \nu_l < \nu \Rightarrow \lambda_l \geq \lambda$). Lüminessensiya spektri (LS) və onun maksimumu udma spektrinə (US) nisbətən daha böyük dalğa uzunluğu oblastına sürüşmüş olur (şəkil 30.10). Bu spektrlərdə intensivliklərin maksimumlarına uyğun dalğa uzunluqlar fərqi $\Delta\lambda$, *Stoks sürüşməsi* adlanır.

Bəzi hallarda lyüminessensiya şüalanma tezliyi həyəcanlandırıcı şüalanma tezliyindən böyük olur ($\nu_l > \nu$). Bu halda o, *antistoks şüalanması* adlanır. Bu isə onunla izah oluna bilər ki, foton artıq həyəcanlanmış molekula düşür və o, $h\nu_l$ fotonunu şüalandırdıqda əlavə olaraq həyəcanlanma enerjisini vermiş olur.

Lüminessensiyanı hər maddədə həyəcanlandırmaq olmur. Qeyri-üzvi maddələrdən uran və nadir torpaq elementləri birləşmələri, volframatlar, üzvi birləşmələrdən isə daha çoxu (məsələn, xinin, morfin və s.) lüminofor kimi istifadə oluna bilər. Canlı orqanizmin bir çox toxumaları - göz bülluru, dırnaqlar, dişlər və s. lüminessensiya edir. *Lüminessensiyanın enerji çıxışı* (B_l)- lüminessensiya şüalanma enerjisinin (W_l) həmin müddət ərzində maddə tərəfindən udulmuş enerjiyə (W_{ud}) olan nisbəti ilə xarakterizə olunur:

$$B_l = \frac{W_l}{W_{ud}}.$$

Lüminessensiyanın kvant çıxışı (B_{kv}) isə – lyüminessensiya kvantlarının (N_l) udulmuş kvantların (N_u) sayına nisbəti ilə xarakterizə olunur:

$$B_{kv} = \frac{N_l}{N_u}.$$

Bu iki kəmiyyət arasında aşağıdakı kimi əlaqə yaratmaq olar:

$$B_l = \frac{N_l h\nu_l}{N_u h\nu_u} = \frac{\nu_l}{\nu_u} \cdot B_{kv}.$$

B_l kəmiyyətinin qiyməti 0,7-0,8 -ə bərabər olur.

Müəyyən enerji ayrılması ilə gedən və bəzi kimyəvi reaksiyaları müşayiət edən lyüminessensiya *xemilüminessensiya* adlanır. Təbiətdə müşahidə olunan bir sıra mikroorqanizm və həşəratların işıqlanması xemilyüminessensiyaya aiddir və bu reaksiyanın enerji çıxışı böyükdür.

Fotolüminessensiya qaz və mayələrdə də müşahidə olunur. Foto-

lüminessensiyanın (flüoressensiyanın) ən sadə növü rezonans fotolüminessensiyasıdır. Bu növ lüminessensiya 1904-cü ildə natrium buxarının optik xassələrini tədqiq edərkən R.Vud tərəfindən müəyyən olunmuşdur. Rezonans fotolüminessensiyasıda atom $h\nu$ enerjili işıq kvantını udaraq həyəcanlanmış hala keçir. Sonra isə atom düşən işıq kvantının enerjisinə bərabər enerjili işıq kvantı şüalandıraraq əsas hala keçir. Rezonans flüoressensiya zahirən işığın səpilməsinə bənzəyir. Lakin bu hadisələr mahiyyət etibarı ilə bir-birindən fərqlənirlər. Rezonans flüoressensiya zamanı işığın səpilməsindən fərqli olaraq, düşən işıq kvantı udulur və atom müəyyən həyəcanlanmış hala keçir. Birinci aktdan (udulmadan) sonlu kiçik zaman müddəti keçdikdən sonra ikinci akt (şüalanma) baş verir. Işığın səpilməsi isə, iki aktda deyil, bir aktla, yəni ani olaraq baş verir.

Hələ 1920-ci ildə aparılan tədqiqatlar göstərmişdir ki, lüminessensiya şüalanması müəyyən polyarlaşmaya malikdir. Lüminessensiya polyarlaşmasının nəzəriyyəsi S.İ.Vavilov tərəfindən verilmişdir. Səbəb həyəcanlaşdırıcı işığın qaz və ya mayədə xaotik yerləşən molekullar tərəfindən müxtəlif cür udulmasıdır. Qızdırılma və kənar qatışıqlar polyarlaşmanı zəiflədir.

Lüminessensiyanın elm və texnikada geniş tətbiqləri vardır. Gündüz işıq saçan lüminessent lampaların tətbiqi hamıya məlumdur. Bu növ lampaların işləmə prinsipi S.İ.Vavilov tərəfindən verilmişdir.

V HİSSƏ

ATOM VƏ NÜVƏ FİZİKASI

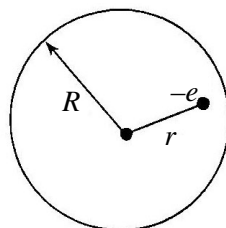
XXXI Fəsil

Atomun quruluşu

§31.1. Atomun Tomson və Rezerford modelləri

XIX əsrin axırlarına qədər atom bölünməz hesab olunurdu. Lakin elektroliz hadisəsi, qazlarda elektrik cərəyanı, fotoeffekt, təbii radioaktivlik hadisələrinin eləcə də katod şüalarının (elektronlar selinin) kəşfi atomun özünün də daha elementar zərrəciklərdən ibarət mürəkkəb sistem olduğunu deməyə əsas verdi. Bu kəşflər göstərdi ki, atom mənfi və müsbət elektrik yüklərinə malik zərrəciklərdən ibarətdir. Elektron 1896-cı ildə C.Tomson tərəfindən kəşf edildikdən sonra məlum oldu ki, atomun mənfi yüklü zərrəcikləri elektronlardır. Həmin dövrdə fizikləri atomun quruluşu çox maraqlandırırırdı. Alimlər atomun müxtəlif quruluş modelini təklif etdilər. Ancaq müəyyən çatışmazlıqlara görə onlardan imtina edildi.

Bir-biri ilə qarşılıqlı təsirdə olmayan atomların şüalanması zamanı buraxılan ayrı-ayrı spektral xətlərin, atom spektrində dalğa uzunluğuna görə nizamlı düzülüşü, atomun daxili quruluşunun dərk olunması üçün əsas oldu. Bununla əlaqədar olaraq atom modeli haqqında müxtəlif ideyalar formalaşmağa başladı.



Şəkil 31.1

Klassik təsəvvürlərə əsasən atom o vaxt

monoxromatik dalğa buraxa bilər ki, elektron şüalanan atomda harmonik rəqsi hərəkətdə olsun. Bu səbəbdən də elektron tarazlıq vəziyyəti ətrafında $F = -kr$ çəkildə ifadə olunan kvazielastik qüvvə hesabına saxlanılır (burada, r - elektronun tarazlıq vəziyyətindən olan yerdəyişməsidir). Atomun ilk modellərindən biri 1903 – cü ildə C. Tomson tərəfindən verilmişdir. Onun təklif etdiyi atom modelinə əsasən atom, daxilində elektron olan, müsbət elektrik yüklərinin bərabər paylandığı R radiuslu kürədən ibarətdir (şəkil 31.1). Kürənin müsbət və mənfi yüklərinin cəmi bərabər olduğundan, atom bütövlükdə neytral olur. Məlumdur ki, bərabər yüklənmiş kürə daxilində sahə intensivliyi E aşağıdakı ifadə ilə təyin edilir:

$$\vec{E}(\vec{r}) = \frac{e}{R^3} \vec{r}, \quad (0 \leq \vec{r} \leq R) \quad (31.1)$$

Burada, e – kürənin yükü, R – kürənin radiusudur. Buna görə də, tarazlıq vəziyyətindən r məsafədə olan elektrona (kürənin mərkəzindən)

$$\vec{F} = (-e)\vec{E} = -\frac{e^2}{R^3} \vec{r} = -k\vec{r} \quad (31.2)$$

qüvvəsi təsir edir. Tarazlıq vəziyyətindən çıxarılmış elektron bu halda

$$\omega = \sqrt{\frac{k}{m}} = \sqrt{\frac{e^2}{mR^3}} \quad (31.3)$$

tezlikli rəqş edir. Burada, e – elektronnun yükü, m – elektronun kütləsi, R – isə atomun radiusudur. Bu mütənasiblikdən atomun ölçülərinin qiymətləndirilməsi üçün istifadə etmək olar. (31.3) mütənasibliyinə əsasən,

$$R = \left(\frac{e^2}{m\omega^2} \right)^{1/3} \quad (31.4)$$

alırıq. Axırncı ifadədə e , m və ω -nin qiymətlərini (spektrin görünən oblastına uyğun olan dalğa uzunluğuna ($\lambda = 600 \text{ Å}$) $\omega = 3 \cdot 10^{15} \text{ san}^{-1}$ uyğun gəldiyini) nəzərə alaraq, kürənin R radiusu üçün alırıq:

$$R = \left(\frac{4 \cdot 8^2 \cdot 10^{-20}}{0.91 \cdot 10^{-27} \cdot 3^2 \cdot 10^{30}} \right) \approx 3 \cdot 10^{-8} \text{ sm.}$$

Atomun ölçüsü üçün alınmış bu qiymətinin onun qazokinetik ölçüləri ilə olduqca uyğun gəlməsi, **Tomson modelinin** təsdiqi kimi baxıla bilərdi. Lakin sonralar bu modelin yararsız olduğu aydınlaşdırıldı.

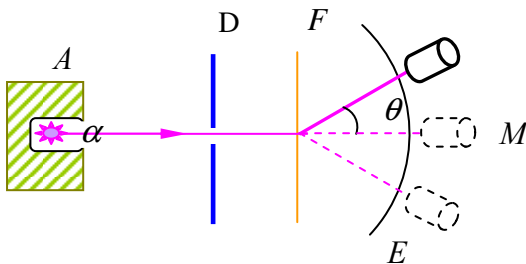
1911-ci ildə **E.Rezerfordun** apardığı təcrübələr **Tomson modelinin** tamamilə həqiqətə uyğun olmadığını nümayiş etdirdi. Tomson modeli atomun quruluşunun öyrənilməsində bir mərhələ kimi yalnız tarixi əhəmiyyətə malikdir.

Atom daxilində müsbət və mənfi yüklərin paylanmasını aydınlaşdırmaq üçün Rezerford öz əməkdaşları (Heyger və Mers) ilə α - zərrəciklərin müxtəlif maddələrdən səpilməsini tədqiq etmişdir.

α -zərrəciklər radioaktiv maddələr tərəfindən buraxılan, müsbət yükü elementar yükün iki mislinə ($q_\alpha = 2q_0$) bərabər, kütləsi (m_α) elektronun kütləsindən ~ 7500 dəfə böyük, sürəti isə 10^7 m/san tərtibində olan zərrəciklərdir. α - zərrəciklərin səpilməsinin tədqiqi sxemi şəkil 31.1-də göstərilmiş qurğuda həyata keçirilmişdir.

Radioaktiv A preparatından çıxan α şüalar D diafraqmasından keçərək ağır elementdən (məsələn, qızıldan) hazırlanmış nazik F nazik qızıl təbəqəsinin üzərinə düşür və M mikroskopu vasitəsilə müşahidə (qeyd) edilir.

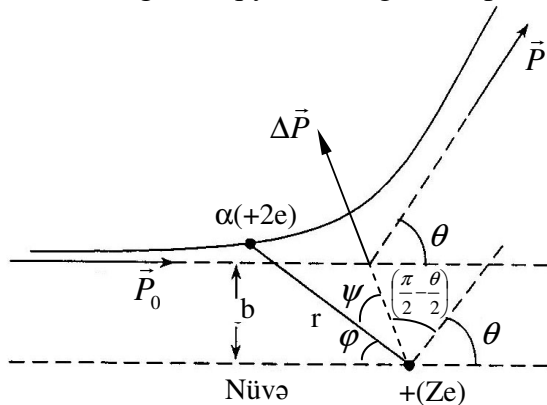
Rezerford təcrübələrinin nəticələri çox gözlənilməz oldu. Belə ki, α - zərrəcikləri lövhədən keçərkən əvvəlki hərəkət istiqamətlərindən müxtəlif θ bucaqları qədər meyl edirlər. Səpilən α -



Şəkil 31.1

zərrəciklərinin sink kükürdlə örtülmüş E ekranı ilə toqquşaraq yaratdıqları işıq işartıları M mikroskopu vasitəsilə müşahidə edilmişdir. Mikroskop və ekran səpici lövhənin mərkəzindən keçən ox ətrafında fırlana bildiyindən, mikroskopu istənilən θ bucağı altında quraşdırmaq olur. α - zərrəciklərinin hava molekulları ilə toqquşmaları hesabına səpilməsinin qarşısını almaq məqsədilə, cihaz bütövlükdə havası çıxarılmış örtük içərisində yerləşdirilmişdir.

Təcrübədən məlum oldu ki, α hissəciklərinin müəyyən bir hissəsi böyük bucaq altında ($\sim 180^\circ$) səpilir. Rezerford təcrübənin nəticələrini araşdıraraq belə bir qənaətə gəldi: α - zərrəciklərinin əvvəlki istiqamətlərindən bu qədər güclü meyl etməsi, yalnız onunla əlaqədar ola bilər ki, atomun bütün kütləsi, eləcə də bütün müsbət yükü çox kiçik həcmdə cəmlənmiş olsun. Təbii ki, belə səpilmə müsbət yüklər tərəfindən yaradılan həddən artıq güclü elektrik sahəsi olduqda mümkündür. Bu nəticəyə əsaslanaraq, Rezerford 1911 – ci ildə *atomun nüvə modelini* təklif etdi. Rezerforda görə atom, mərkəzində ölçüsü 10^{-12} sm - dən çox olmayan, müsbət yüklü ($+Ze$) ağır nüvə, nüvənin ətrafında isə atom tərəfindən tutulmuş bütün həcm üzrə paylanan elektronlar ($-Ze$) yerləşmiş yüklər sistemindən ibarətdir. Demək olar ki, atomun bütün kütləsi nüvədə cəmlənmişdir. Belə təsəvvürlərə əsaslanaraq, Rezerford α - zərrəciklərinin səpilməsi nəzəriyyəsini kəmiyyətə işləmiş və θ bucağının qiymətinə görə səpilməmiş hissəciklərin paylanması üçün düstur çıxarmışdır. Rezerford düsturun çıxarılması zamanı belə zənn edirdi ki, α - zərrəciklərinin meyl etməsi onlara atom nüvəsi tərəfindən qarşılıqlı təsirin olması ilə əlaqədardır



(şəkil 31.2). Elektro-nun kütləsi α - zərrəciklərinin kütləsindən dörd dəfə kiçik olduğundan, elektronlarla qarşılıqlı təsir hesabına nəzərəcarpacaq dərəcədə meylətmə ola bilməz. α - zərrəcik nüvənin yaxınlığından keçərkən, ona Kulon dəfətmə qüvvəsi təsir edir.

$$F = \frac{2Ze^2}{r^2} \quad (31.5)$$

Bu halda hissəciyin trayektoriyası hiperbola formasında olur. Hiperbolanın asimptotları arasındakı bucağı θ hərfilə işarə edək (şəkil 31.2.). θ bucağı α - zərrəciyin ilkin istiqamətindən meyl etməsini xarakterizə edir. Nüvədən α - zərrəciyinin uçuşunun ilkin istiqamətənə qədər olan b məsafəsinə *hədəf məsafəsi* deyilir.

α - zərrəcik nüvədən nə qədər yaxın uçursa, başqa sözlə b - hədəf məsafəsi kiçildikcə, θ - səpilmə bucağı da böyüyür. b - hədəf məsafəsi ilə θ - səpilmə bucağı arasındakı əlaqəni çıxardağ.

Enerjinin saxlanma qanunundan nəticə olaraq çıxır ki, səpilməmiş zərrəciyin (nüvədən uzaqda) $\vec{p}$ impulsunun ədədi qiyməti, zərrəciyin səpilməyə qədərki $\vec{p}_0$ impulsunun ədədi qiyməti ilə eyni olacaq: $|\vec{p}| = |\vec{p}_0|$. Ona görə də, səpilmə nəticəsində yaranan, hissəciyin impuls vektorunun dəyişməsinin modulunu aşağıdakı şəkildə yazmaq olar:

$$|\Delta p| = 2p_0 \sin \frac{\theta}{2} = 2m_\alpha \cdot v \sin \frac{\theta}{2} \quad (31.6)$$

Burada, m_α - α -hissəciyin kütləsi, v isə onun başlanğıc sürətidir. Eyni zamanda Nyutonun ikinci qanununa əsasən

$$\Delta \vec{P} = \int \vec{F} dt.$$

yazmaq olar. Bu bərabərlikdə adları çəkilən vektorları $\Delta \vec{p}$ istiqamətində proyeksiyalasaq, alarıq:

$$|\Delta \vec{p}| = \int \vec{F}_{\Delta p} dt \quad (31.7)$$

Şəkil 31.2 – dən göründüyü kimi, $\Delta \vec{p}$ vektoru istiqamətində $\vec{F}$ qüvvəsinin proyeksiyası $F \cos \psi$ olar. ψ bucağını φ -polyar və ϑ

-meylətmə bucaqları ilə ifadə etmək olar:

$$\psi = \frac{\pi}{2} - \frac{\vartheta}{2} - \varphi$$

Ona görə də,

$$\vec{F}_{\Delta p} = F \cos \psi = F \sin\left(\varphi + \frac{\theta}{2}\right) = \frac{2Ze^2}{r^2} \sin\left(\varphi + \frac{\theta}{2}\right)$$

Olar. Bu ifadəni (31.6)-da nəzərə alsaq və eyni zamanda $dt = \frac{\Delta\varphi}{\varphi}$

əvəzləməsi aparsaq,

$$|\Delta\vec{p}| = 2Ze^2 \int_0^{\pi-\theta} \frac{\sin(\varphi+\theta/2)}{r^2 \varphi} \quad (31.8)$$

alarıq. $r^2\varphi = M/m_\alpha$, burada M - səpici nüvəyə nəzərən α - zərrəciyin impuls momentinin moduludur. α - zərrəciyə təsir edən qüvvə mərkəzi qüvvədir. Ona görə də, M impuls momenti həmişə sabit qalır və özünün ilkin $M_0 = m_\alpha v b$ qiymətinə bərabər olur.

Buradan isə $r^2\varphi = v b$ əvəzləməsi etməklə, (31.8) integralı asanlıqla hesablanır:

$$|\Delta\vec{p}| = \frac{2Ze^2}{v b} \int_0^{\pi-\theta} \sin\left(\varphi + \frac{\theta}{2}\right) d\varphi = \frac{2Ze^2}{v b} 2 \cos \frac{\theta}{2} \quad (31.9)$$

(31.6) və (31.9) ifadələrinin müqayisəsindən

$$2m_\alpha \cdot v \sin \frac{\theta}{2} = \frac{2Ze^2}{v b} 2 \cos \frac{\theta}{2} \quad (31.10)$$

sonuncu ifadədən isə alarıq:

$$\operatorname{ctg} \frac{\theta}{2} = \frac{m_\alpha v^2}{2Ze^2} \cdot b \quad (31.11)$$

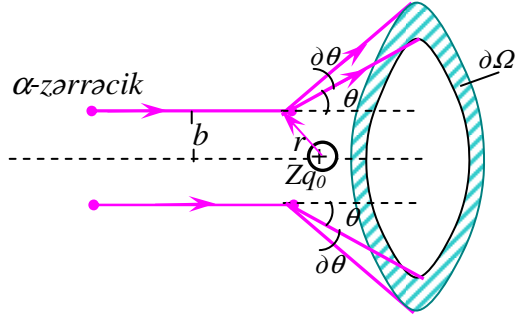
alarıq. Göründüyü kimi, θ -bucağının qiyməti nüvənin Z yükündən və α -zərrəciyin hərəkət xətti ilə nüvə arasında ən kiçik məsafə olan *hədəf məsafəsindən* (b) asılıdır.

Rezerford nəzəri olaraq göstərdi ki, θ bucağı altında səpilən zərrəciklərin düşən zərrəciklərdəki payı

$$\frac{dN_\theta}{N} = na \cdot \left(\frac{Zq_0^2}{4\pi\epsilon_0 m_\alpha v_\alpha^2} \right)^2 \frac{d\Omega}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \quad (31.12)$$

ifadəsi ilə təyin olunur. Burada, Z -səpən nüvənin yükü, a -vərəqin qalınlığı, n -vərəqin vahid həcmindəki atomların sayı, m_α və v_α isə α -zərrəciyin kütləsi və sürətidir. Cisim bucağı adlanan $d\Omega$, $d\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta$ kimi təyin olunur və θ , $\theta + d\theta$ səpilmə bucaqları arasında şəkil 31.3-də ştrixlənmiş sahə kimi təsvir edilə bilər. (31.12) ifadəsi **Rezerford dusturu** adlanır. Təcrübələr θ bucağı

altında səpilmə zərrəciklərin sayının səpilmə bucağının sinusunun dördüncü dərəcəsi ilə tərs mütənasib olduğunu tam təsdiq edir. Düşən α -zərrəciklərin nüvələrlə görüşmə ehtimalı vərəqin a qalınlığı



Şəkil 31.3

və atomların n konsentrasiyası artdıqca daha böyük olur, α -zərrəciyin kinetik enerjisinin artması isə onun ətalətliyi hesabına səpilmə ehtimalını azaldır. Əgər $b = 0$ olarsa, α -zərrəcik nüvənin düz üstünə uçar və onun nüvəyə ən çox yaxınlaşma məsafəsi ($r_{\min}$) α -zərrəciyin kinetik enerjisinin nüvə ilə α -zərrəcik arasında Kulon itələmə enerjisi ilə tarazlaşmasına uyğun gəlir. Onda $r_{\min}$ nüvənin ölçüsü tərtibində olar.

$$\frac{m_\alpha v_\alpha^2}{2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2Zq_0^2}{r_{\min}} \Rightarrow r_{\min} = \frac{Zq_0^2}{\pi\epsilon_0 m_\alpha v_\alpha^2} \quad (31.13)$$

Gümüş atomu üçün $Z = 47$, α zərrəciyin sürətinin adətən $v_\alpha \approx 10^7 \text{ m/san}$ olduğunu nəzərə alınırsa, (31.13) ifadəsindən

$r_{min} \cong 6 \cdot 10^{-14} m$ alırıq. Bu qiymət nüvənin təxmini ölçüsünü təyin edir və Rezerfordun irəli sürdüyü modellə tam uyğunluq təşkil edir.

Beləliklə, α - hissəciklərin səpilməsi üzrə təcrübələrin nəticələri, Rezerford tərəfindən təklif edilmiş atomun nüvə modelinin xeyrinə bir dəlildir. Bununla belə, atomun nüvə modeli klassik mexanika və elektrodinamika qanunları ilə ziddiyyət təşkil edir. Belə ki, hərəkətdə olmayan yüklər sistemi dayanıqlı halda ola bilməzlər. Ona görə də, Rezerford atomun statistik modeldən imtina etmək məcburiyyətində qalaraq fərz etdi ki, elektronlar nüvə ətrafında fırlanmalıdırlar. Lakin, bu halda da elektron təcillə hərəkət edərək və nəticədə klassik elektrodinamika qanunlarına əsasən o, fasiləsiz olaraq elektromaqnit dalğası buraxmalıdır. Şüalanma prosesi enerji itgisi ilə getdiyindən, elektron nəticədə nüvənin üzərinə düşməlidir.

Bu zaman dövrətmə tezliyi və nəticədə şüalanma tezliyi kəsilməz dəyişməli və atomun şüalanma spektri də kəsilməz olmalıdır. Bu isə həqiqətə uyğun deyildir: atom dayanıqlıdır, onun şüalanması isə xətti spektr verir.

Rezerfordun atom nüvə modeli xarici formasına görə günəş sistemini daha çox xatırladır: sistemin daxilində günəş – nüvə, onun ətrafında isə orbitlər üzrə planetlər – elektronlar hərəkət edirlər. Buna görə də bu modeli adətən, *planetar model* adlandırırlar.

§31.2. Hidrogen atomunun spektri

Bir – birilə qarşılıqlı təsirdə olmayan atomların şüalanması ayrı – ayrı spektral xətlərdən ibarət olub seriyalar əmələ gətirir. ***Spektral seriya dedikdə spektrdə vəziyyəti müəyyən qanunauyğunluqla bağlı xətlərin məcmusu başa düşülür.*** Atom spektrlərinin xarakterinin öyrənilməsi atomların quruluşunun dərk olunmasında açar rolunu oynadı. İlk növbədə müəyyən olundu ki, atomların spektrlərində xətlər nizamsız yerləşməyib, birləşərək qrup yaxud xətlər seriyası yaradırlar. Bu xətlər seriyası sadə

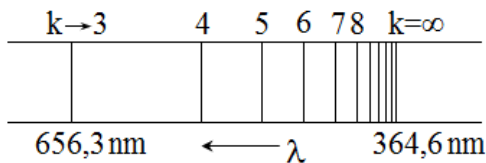
hidrogen – atomu spektrində daha aydın müşahidə olunur .

Atom modelinin inkişafında hidrogen atomunun xətti spektrinin tədqiqi xüsusi rol oynayır. Ona görə də əvvəlcə hidrogen atomunun xətti spektrini nəzərdən keçirmək lazımdır.

1885-ci ildə İ.Y.Balmer hidrogen atomlarının spektrinin görünən və ona yaxın ultrabənövşəyi oblastını tədqiq edərkən bu oblastdakı rənglərin tezliklərinin eyni bir qanunla dəyişdiyini aşkar etmişdir. Spektr seriyalarının tabe olduqları qanunauyğunluqları ümumiləşdirərək Balmer uyğun xətlərin tezliyi üçün aşağıdakı düstur vermişdir:

$$\nu = \frac{c}{\lambda} = cR \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{k^2} \right) \quad (31.14)$$

Burada, ν –seriyadakı rənglərin i tezliyi, R isə – bütün seriyalar üçün sabit kəmiyyət olub **Ridberq sabiti** adlanır. Onun ədədi qiyməti $R = 1,097 \cdot 10^7 m^{-1}$ -dir. $k=3, 4, 5, \dots$ qiymətlərini alır və k -nın hər bir qiymətinə spektrdə bir xətt uyğun gəlir. $k=3$ olduqda uyğun xətt spektrdə baş xətt adlanır. $k=\infty$ olduqda seriyanın sərhədi olan xətt alınır (şəkil 31.4).



Şəkil 31.4

Atomar hidrogenin spektrinin digər oblastlarda xətlər seriyası ümumi şəkildə

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2} \right) \quad (31.15)$$

düsturu ilə ifadə olunur. (31.15) ifadəsi **Balmer-Ridberq düsturu** adlanır. n - tam ədəd olub hər bir seriya üçün sabitdir; $k=n+1$ olan tam ədədlərdir.

$n=1$ (Layman seriyası) – ultrabənövşəyi oblasta (UB); $n=3$ və $n=4$ (Paşen və Breket seriyaları) – infraqırmızı (İQ) oblasta uyğun gəlir.

Atomar hidrogenin şüalanma kvantlarının enerjisi isə

$$\varepsilon = h\nu = hcR \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2} \right) \quad (31.16)$$

şəklində ifadə olunur.

Nəticə etibarı ilə, atomun spektrində müşahidə olunan diskretlik atomların özlərinin quruluşunda diskretliyə bir işarədir.

Cədvəldə ayrı-ayrı seriyalar üçün n_1 və n_2 -nin qiymətləri verilmişdir.

Layman seriyası	$n_1=1$	$n_2=2,3,4....$
Balmer seriyası	$n_1=2$	$n_2=3,4,5....$
Paşen seriyası	$n_1=3$	$n_2=4,5,6....$
Breket seriyası	$n_1=4$	$n_2=5,6,7....$
Pfund seriyası	$n_1=5$	$n_2=6,7,8....$

R –in universal sabit olduğunu və $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$ əvəzləməsini nəzərə almaqla, (31.15) düsturunu n_1 və n_2 -dən asılı olan iki funksiyanın fərqi şəklində yazmaq olar.

$$\omega = T(n_1) - T(n_2) \quad (31.17)$$

Burada, n_1 və n_2 tam ədədlər olduğundan, ω -nın qiymətləri diskret dəyişəcəkdir. $T(n)$ **spektral term** adlanır.

Bir daha qeyd etmək lazımdır ki, Rezerfordun modelinə görə atom kürə formasındadır. Bu kürənin mərkəzində müsbət yüklü nüvə yerləşir, nüvənin ətrafında isə mərkəzləri nüvədə olan müxtəlif radiuslu orbitlərdə elektronlar fırlanır. Hər bir elektron üçün bu fırlanmanı təmin edən şərt nüvə tərəfindən onun cəzb etdiyi Kulon qüvvəsinə bərabər olmasından ibarətdir.

$$\frac{mv}{r} = \frac{Ze}{4\pi\epsilon r}$$

Burada, r –elektronun nüvədən olan məsafəsi, e –elementar yük, m –elektronun kütləsi, v – onun orbital sürəti, Z –nüvənin müsbət yükünün sayı, Ze –isə nüvənin yüküdür. Lakin tezliklə Rezerford modeli müəyyən çətinliklərlə qarşılaşdı. Fırlanma hərəkəti təcilli

hərəkət olduğundan klassik fizika qanununa görə atomdakı elektronlar fasiləsiz sürətdə elektromaqnit dalğaları şüalandıraraq nüvəyə yaxınlaşmalı və buna görə də az vaxtda maddələrin atomları neytral nüvələrə çevrilməlidir. Halbuki praktikada belə hal müşahidə olunmur

§31.3. Bor postulatları

Əvvəlki paraqrafda göstərildiyi kimi, hidrogen atomunun diskret xətti spektrləri və bu spektrlər arasındakı qanunauyğunluqlar Rezerfordun atom modelinin klassik izahı ilə ziddiyyət təşkil edir. Atomun qeyri-klassik nəzəriyyəsinin qurulması haqqında ilk uğurlu cəhd dəyi Danimarka alimi *Nils Bor* tərəfindən edildi (1913) və müasir fizikanın inkişafında əsas mərhələni təşkil etdi. Bunu *atomun yarımkvant nəzəriyyəsi* də adlandırırlar. Borun yarımkvant nəzəriyyəsində klassik mexanika qanunları əsasında elektronun atomda hərəkət tərzinin təsvirindən imtina edilməmiş və belə təsvir saxlanılmışdır. Lakin, Bor qarşısına qoyduğu məqsədlərə çatmaq üçün, klassik təsvir formasına elektronların atomda mümkün olan vəziyyətlərinə qoyulan bəzi məhdudiyyətlərin əlavə edilməsi məcburiyyətinin zəruri olduğunu başa düşdü. Bu məhdudiyyətlər - fiziki mənası nəzəriyyə çərçivəsində izah edilə bilməyən, eləcə də elektronun atomda hərəkətinin klassik təsvir nəzəriyyəsinə zidd olan, *postulatlar* formasında ifadə edilmişdir. Buna baxmayaraq, belə prinsipal və qeyri-ardıcıl yol bəzi məsələlərdə düzgün nəticələrə, o cümlədən hidrogen atomunun spektral qanunauyğunluqlarının izahına gətirib çıxardı. Bunun səbəbi ondan ibarətdir ki, əksər hallarda “köhnə” kvant nəzəriyyəsi adlandırılan Bor nəzəriyyəsində atom sisteminin bəzi xassəsi düzgün göstərilmişdir.

Bor nəzəriyyəsi yalnız hidrogen atomuna tətbiq olunmayıb həm də, *Ze* yüklü nüvədən və nüvə ətrafında fırlanan bir elektrondan ibarət olan hidrogenəbənzər sistemlərə də tətbiq oluna bilər. Belə sistemi *izoelektron hidrogen sistemi* adlandırırlar. Belə

sistemlərin parametrləri He^+, Li^{++} və s. ionlardır.

Birinci postulat. Atomdakı elektronlar həmişə elə orbitlərdə fırlanır ki, bu zaman onlar nə elektromaqnit dalğaları şüalandırır, nə də udur. Belə orbit **qərarlaşmış və ya stasionar orbit** adlanır.

Elektronlar stasionar orbitlər üzrə hərəkət edən zaman onların təcilə malik olmalarına baxmayaraq, elektromaqnit dalğası udmur və şüalandırmırlar.

İkinci postulat. Qərarlaşmış orbitlər üzrə hərəkət edən elektronun implus momenti $\frac{h}{2\pi}$ -nin tam misillərinə bərabər olur, yəni

$$m v_n r_n = n \cdot \frac{h}{2\pi} \quad (31.18)$$

Burada, m —elektronların kütləsi, v_n — onun n -ci orbitdəki sürəti, h —Plank sabiti, r_n —isə n -ci dairəvi orbitin radiusudur. $h=6.62 \cdot 10^{-34}$ coul·saniyə. Bu postulat **Bor orbitinin kvantlanması qaydası** adlanır. Əgər $n=1$ olarsa, $m v r = \frac{h}{2\pi}$ olar. Deməli $\frac{h}{2\pi}$ elektronun orbit üzərindəki ən kiçik implus momentidir.

Üçüncü postulat. Atomun hər hansı bir stasionar vəziyyətdən digərinə keçidi zamanı elektron işıq kvanti udur və ya şüalandırır.

$$E_k - E_n = h\nu \quad (31.19)$$

Burada, E_k və E_n uyğun olaraq elektronun atomda k -cı və n -ci orbitlərinin enerjisidir.

Bu postulat **Borun tezlik qaydası** adlanır.

$E_k < E_n$ olduqda, foton şüalanması, $E_k > E_n$ olduqda isə fotonun udulması baş verir.

Bor postulatlarının mahiyyətini analiz edərkən, birinci və ikinci postulatın atomun nüvə modelinin, eləcə də hidrogen atomunda spektral qanunauyğunluqların və şüalanmanın kvant təbiətli olmasının klassik nöqtəyi nəzərdən izahının qeyri – mümkünlüyü aydın şəkildə özünü biruzə verir. Göründüyü kimi, (31.15), (31.17) və (31.19) düsturlarının müqayisəsi, atomun bəzi

stasionar vəziyyətlərindəki enerjisi haqqında nəticə çıxarmağa imkan verir:

$$E_n = -Rh/n^2, \quad (n=1,2,\dots) \quad (31.20)$$

Spektral termlər atom enerjiləri ilə aşağıdakı düsturla əlaqədardır:

$$T(n) = |E_n|/h = R/n^2 \quad (31.21)$$

Beləliklə, (31.15) və (31.20) düsturlardakı n - tam ədədi atomun enerjisinin kvantlanmış qiymətini təyin edir (hidrogen atomunun enerji səviyyələrini) və **baş kvant ədədi** adlanır.

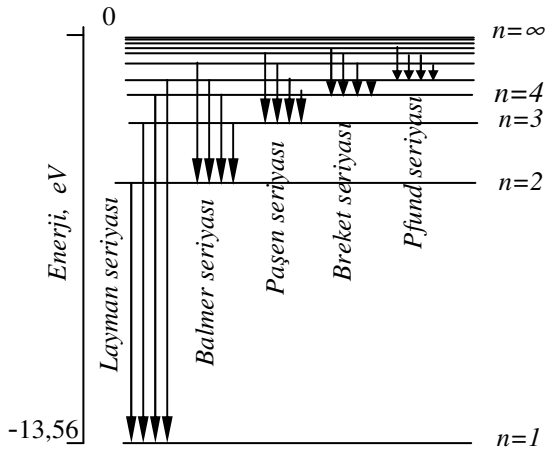
(31.20) düsturundan nəticə olaraq çıxır ki, hidrogen atomunun enerji səviyyələri n - baş kvant ədədindən asılı olaraq enerji səviyyələrinin

ardıcılığını yaradırlar.

$n=1$ -ə uyğun olan enerji səviyyəsinə **əsas yaxud normal (həyəcanlanmayan)**

səviyyə deyilir. $n > 1$ olan bütün səviyyələrə **həyəcanlanmış səviyyələr** deyilir.

n - nin artması zamanı enerji səviyyələri ($n = \infty$ -a uyğun olan halda) sərhəddə yaxınlaşırlar və bu zaman $nE_\infty = 0$ olur.



Şəkil 31.5

Qeyd edək ki, (31.20) düsturunda mənfi işarəsi atomda elektronun nüvə ilə cəzbolunma qüvvəsi ilə əlaqədar olduğunu göstərir. Ona görə də (31.21) düsturunda E_n -in mütləq qiyməti **elektronun atomda rabitə enerjisi** hesab edilir. Onda, $E_\infty = 0$ atomun **ionlaşmasına** uyğun gəlir. Verilmiş səviyyədən ionlaşma enerjisi elektronun atomda bu səviyyədəki rabitə enerjisinə bərabərdir. $E_{ion.}$ ionlaşma enerjisi ϕ potensialı ilə əlaqədardır:

$$E_{ion.} = -e\varphi \quad (31.22)$$

(31.22) ifadəsini (31.20)- də nəzərə alsaq,

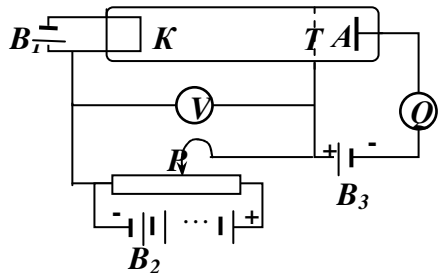
$$\varphi = Wn / e = Rh / (en)^2 \quad (31.23)$$

yaza bilərik.

Şəkil 31.5 – də hidrogen atomunun enerji səviyyələrinin sxemi verilmişdir. Oxlarla spektral xətlərin müxtəlif seriyalarının keçidləri göstərilmişdir.

§31.4. Frank və Hers təcrübəsi

Atomların stasionar vəziyyətlərinin və tezliklər qaydasının mövcudluğu haqqında Bor postulatları D.Frank və H.Hersin apardıqları təcrübədə təsdiq edildi (1913). Təcrübələrdə elektronların qaz atomları ilə toqquşması saxlayıcı potensial metodu ilə öyrənilmişdir. Frank və Hersin təcrübə apardıqları qurğunun sxemi şəkil 31.6 – da verilmişdir. Burada ~1mm civə süt. təzyiqi altında civə buxarı doldurulmuş üç elektrod yerləşdirilmişdir: katod (K), tor (T) və anod (A). Katoddan termoelektron emissiyası nəticəsində qopan elektronlar katod və tor arasında yaradılan U potensiallar fərqi hesabına sürətləndirilir. Bu potensiallar fərqi P potensiometri vasitəsilə istənilən formada tənzimləyə bilər. Tor və anod arasında elektronların anoda hərəkətinin qarşısını alan zəif tormozlayıcı (ləngidici) elektrik sahəsi (potensiallar fərqi 0,5V-ə aşmayan) yaradılır. Şəkil 31.6 – da katod və tor arasında



Şəkil 31.6

gərginliyin

müxtəlif qiymətləri zamanı elektronun elektrodlar arasındakı $E_p = -e\varphi$ potensial enerjisinin dəyişməsi göstərilmişdir (φ -

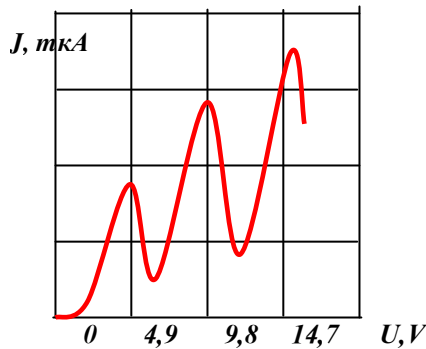
sahənin uyğun nöqtəsindəki potensialdır).

Anod dövrəsində G qalvonometri ilə ölçülən J - cərəyan şiddətinin U - gərginliyindən asılılığı təyin edilmiş və alınmış nəticə şəkil 31.7 – də təsvir edilmişdir. Şəkldən göründüyü kimi, cərəyan şiddəti (J) gərginliyinin (U) artması ilə monoton artaraq, $U = 4,9$ V olduqda maksimum qiymət alır. Gərginliyin sonrakı artımına baxmayaraq, cərəyan şiddəti birdən – birə azalaraq minimuma çatır və yenidən artmağa başlayır. Beləliklə, U - nun 4,9; 9,8; 14,7 və s. qiymətlərində anod cərəyanının maksimumları təkrarlanır. Anod cərəyanının gərginlikdən asılılığı əyrisinin bu formalı gedişi, enerji səviyyələrinin diskret xarakterli olduğunu, eləcə də atomların enerjini yalnız müəyyən porsiyalarla qəbul etdiyini göstərir:

$$\Delta E_1 = E_2 - E_1; \quad \Delta E_2 = 2(E_2 - E_1) \text{ və s.} \quad (31.24)$$

Burada, $E_1, E_2, E_3, \dots$ və s. uyğun stasionar səviyyələrin enerjisidir.

Katod və tor arasında hərəkət edən elektronların qarşılaşdığı civə atomları ilə toqquşması elastiki yaxud qeyri – elastiki ola bilər. Elektronun enerjisi ΔE_1 - dən kiçik olduqda, elektron və civə atomu arasındakı toqquşma elastiki xarakterli olur, bununla belə, elektronun kütləsi civə atomunun kütləsindən bir neçə dəfə kiçik olduğundan elektronun enerjisi toqquşma zamanı praktiki olaraq dəyişmir. Elektronların bir hissəsi tordan keçə bilmir, qalanları isə tordan keçərək anoda çatırlar və G qalvonometr dövrəsində cərəyan yaradırlar. Tora çatan elektronların sürəti çox olduqca (U çox olduqca), tordan keçən elektronların da sayı çox olacaq və buna uyğun olaraq J - cərəyan şiddəti də artacaqdır.



Şəkil 31.7

Elektronun katod – tor arasında topladığı enerji ΔE_1 -ə bərabər və ya ondan çox olduqda, toqquşma qeyri – elastiki xarakterli olur – elektronlar atomlarla toqquşan zaman onlara ΔE_1 enerjisini verir və sonra kiçik sürətlə öz hərəkətlərini davam etdirir. Buna görə də anoda çatan elektronların sayı azalır.

ΔE_1 enerjili elektronlarla toqquşan atomlar həyəcanlanmış səviyyələrə keçirlər və $\omega = \Delta E_1 / \hbar$ tezlikli işıq kvantı (foton) şüalandıraraq, həddən artıq qısa müddətdə ($\sim 10^{-8} \text{ san}$) əvvəlki əsas səviyyəyə qayıdirlar.

Gərginlik 9,8 V – dan çox olduqda, elektron katod – anod yolunda civə atomları ilə ikiqat qeyri – elastiki toqquşmaya məruz qalır və bu zaman enerji itirilməsi nəticəsində yenidən J cərəyan şiddəti azalmağa başlayır. Daha böyük gərginliklərdə elektronların atomlarla toqquşması zamanı üçqat qeyri – elastiki toqquşmaya məruz qalması nəticəsində, $U = 14,7V$ - da maksimumun yaranmasına səbəb olur və s.

Civə buxarının kifayət qədər seyrəkləşdirilməsi və sürətləndirici gərginliyin uyğun qiyməti zamanı elektronlar atomlarla toqquşmaya qədərki zamanda atomu E_3 enerjili vəziyyətə keçirmək üçün kifayət edən sürətə malik ola bilər. Bu halda $i = f(U)$ əyrisində, atomun ikinci həyəcanlanma potensialına tam bölünən (civə üçün bu potensial 6,7v – dur) gərginliklərdə, yaxud birinci və ikinci həyəcanlanmanın cəminə bərabər olan gərginliklərdə maksimumlar müşahidə olunur.

Əgər civə buxarı kifayət qədər kiçik sıxlığa malik olarsa, elektronlar iki toqquşma arasında daha çox enerji yığaraq atomları

E_3 ($E_3 - E_1 = 6,1 \text{ eV}$) səviyyəsinə keçirərlər və $E_1 \rightarrow E_3$

keçidlərinin müşahidəsi də mümkün olar.

Həyəcanlanmış atomlar 10^{-8} *san* müddətində öz əsas hallarına qayıdaraq $\nu = \frac{\Delta E}{h}$ tezliyinə malik fotonlar şüalandırmalıdır.

Optik spektrin ultrabənövşəyi oblastına uyğun gələn bu şüalar Frank və Hers tərəfindən müşahidə olunmuşdur. Beləliklə, ***Frank və Hers təcrübələri atomların diskret və stasionar enerji səviyyələrinə malik olmasını sübut edir.***

Atom fizikasının inkişafında Bor nəzəriyyəsinin böyük rolu olduğuna baxmayaraq, onun çatışmayan cəhətləri əvvəlcədən görünürdü. Onlardan ən əsası nəzəriyyənin daxili ziddiyətli olması idi. Klassik fizikanın kvant postulatları ilə mexaniki sintezinə əsaslanan Bor nəzəriyyəsi bir sıra problemlərdə ciddi çətinliklərə məruz qaldı. Bu çətinliklərdən biri də spektral xətlərin intensivlikləri haqqındakı məsələ idi. Daha doğrusu, Bor nəzəriyyəsi hətta ən sadə hidrogenəbənzər atomlar halında belə spektral xətlərin yalnız tezliklərini hesablamağa imkan verdi, onların intensivliklərini isə hesablaya bilmədi. Bor nəzəriyyəsidəki daha ciddi çatışmamazlığı, onun köməyi ilə hidrogen və hidrogenəbənzər atomlardan başqa, hətta iki elektrona malik olan helium atomunun nəzəriyyəsinin yaradılmasının tamamilə qeyri – mümkünlüyü oldu. Tədricən məlum oldu ki, real hadisənin birini izah edən və bir sıra hadisələri isə izah edə bilməyən Bor nəzəriyyəsi, atom və nüvə hadisələrinin ardıcıl nəzəriyyəsinin yaradılması yolunda yalnız ilkin mərhələ rolunu

oynayır. Hadisələrin sonrakı inkişaf mərhələsinin məntiqi nəticəsi olaraq kvant (dalğa) mexanikası yarandı, həm də onun atom proseslərinə tətbiqi atom və nüvə fizikasının çoxsaylı, eləcə də müxtəlif spektrli hadisələrini izah etməklə yanaşı, Bor postulatlarının da fiziki mahiyyətini izah etdi.

§31.5. Hidrogen və hidrogenəbənzər atomların Bor nəzəriyyəsi

Məlum olduğu kimi, Bor orbitlərinin kvantlanma qaydasına görə qərarlaşmış dairəvi orbitdə hərəkət edən elektron üçün M impuls momenti aşağıdakı şərtlə ifadə olunur,

$$M = n\hbar \quad (31.25)$$

Deməli, elektron klassik mexanika nöqtəyi nəzərdən mümkün olan bütün orbitlərindən yalnız, (31.25) şərtinə əsasən impuls momenti tam sayda $\hbar$ -elementar impuls momentinə bərabər olan qərarlaşmış orbitlərdə hərəkət edir.

$$m_e v_n r_n = n\hbar, \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (31.26)$$

İndi isə atomda Ze yüklü nüvə sahəsində hərəkət edən elektrona baxaq. $Z=1$ olduqda, belə sistem hidrogen atomuna, Z -in digər qitmətlərində isə hidrogenəbənzər iona, yəni elektron örtüyündə yalnız bir elektron olan atoma (iona) uyğun gəlir. Qeyd etmək lazımdır ki, nüvədəki zərrəciklərin sayından asılı olmayaraq, yalnız bir elektronu olan istənilən atom (və ya müsbət ion) hidrogenəbənzər atom adlanır. Belə atomlara misal olaraq, birqat ionlaşmış $He^+ (Z=2)$, ikiqat ionlaşmış $Li^{++} (Z=3)$ və s. atomları göstərmək olar.

Nyutonun II qanununa görə dairəvi orbitlərdə hərəkət edən elektronla proton arasında mövcud Kulon cazibə qüvvəsi elektrona orbit boyunca təsir edən mərkəzəqaçma qüvvəsi ilə tarazlaşır:

$$\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r_n^2} = \frac{m_e v_n^2}{r_n} \quad (31.27)$$

(31.26) - dan v_n - ni tapıb (31.27) – də nəzərə almaqla n - ci orbitin radiusu üçün

$$r_n = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{m_e Ze^2} \cdot n^2, \quad (n=1,2,3,\dots) \quad (31.28)$$

ifadəsini alırıq. Hidrogen atomu üçün $Z=1$ olduğundan, onun birinci orbitinin radiusu üçün aşağıdakı ifadə alınır:

$$r_1 = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{m_e e^2} = 5.3 \cdot 10^{-9} m \quad (31.29)$$

Bu radius - birinci Bor radiusu adlanır.

Qeyd edək ki, Bor radiusu atomun qazokinetik ölçüləri ilə uyğunluq təşkil edir.

(31.29) ifadəsindən göründüyü kimi, elektronun n - ci orbitinin radiusu onun nömrəsinin kvadratı ilə mütənasib olaraq artır.

İndi isə elektronun orbitlər üzrə enerjisini tapaq. Məlumdur ki, atomun tam enerjisi (daxili enerjisi) elektronun kinetik enerjisi ilə (nüvə hərəkətsiz olduqda), elektronun nüvə ilə qarşılıqlı təsir enerjisinin cəminə bərabər olacaqdır:

$$E_n = E_k + E_p = \frac{m v_n^2}{2} - \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r_n} \quad (31.30)$$

(31.27) və (31.29) düsturlarını (31.30) –da nəzərə alsaq, n -ci orbitdə fırlanan elektronun tam enerjisi üçün aşağıdakı düsturu alırıq:

$$E_n = -\frac{m_e e^4 Z^2}{(4\pi\epsilon_0)^2 2\hbar^2} \cdot \frac{1}{n^2}, \quad (n=1,2,3,\dots) \quad (31.31)$$

(31.31) düsturu ilə hesablanmış enerji səviyyələrin sxemi şəkil 31.5 – də verilmişdir.

Hidrogen atomun üçün ($z = 1$) $n = l$ olduqda,

$$E_1 = -\frac{m_e e^4}{(4\pi\epsilon_0)^2 2\hbar^2} \cong -13,56 \text{ eV} \quad (31.32)$$

alınar. **Bu- birinci Bor orbitinin enerjisidir.**

Qeyd edək ki, tam enerjinin (31.31) və ya (31.32) ifadəsindəki mənfi işarəsi elektron-nüvə sisteminin bağlı sistem olduğunu göstərir. Elektronu nüvənin sahəsindən çıxarmaq (atomu ionlaşdırmaq) üçün ona (31.31) ifadəsi ilə təyin olunan qədər enerji vermək lazımdır. **Bu enerji ionlaşma enerjisi adlanır.** Göründüyü kimi, $n=1$ olduqda, atomun enerjisi mütləq qiymətcə ən böyük olur. **Bu enerjiyə uyğun səviyyə əsas səviyyə, $n= 2,3,4... səviyyələri isə həyəcənlanmış səviyyələr adlanır.$** Hidrogen atomunun əsas səviyyəsinin enerjisi (31.32) düsturuna görə -13.6 eV -dur.

Borun ikinci postulatına əsasən (31.32) düsturundan enerji səviyyələri arasında keçid zamanı udulan və ya şüalanan kvantın enerjisini tapmaq olar:

$$\hbar\omega = E_n - E_m = -\frac{m_e e^4 Z^2}{(4\pi\epsilon_0)^2 2\hbar^2} \cdot \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2}\right) \quad (31.33)$$

Bu arxılan və ya udulan işığın tezliyi uyğun olaraq,

$$\omega = \frac{m_e e^4 Z^2}{2\hbar^3} \cdot \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2}\right) \quad (31.34)$$

olar. Göründüyü kimi nəticədə biz Balmerin ümumiləşmiş düsturunu, həm də Ridberq sabiti üçün

$$R = \frac{m_e e^4 Z^2}{2\hbar^3} \quad (31.35)$$

qiymətini aldıq.

Ridberq sabitinin (31.35) ifadəsində m_e , e və $\hbar$ nəzərə alınmaqla hesablanmış qiyməti təcrübədən alınan qiymətlə tam uyğun gəlir.

Aydınır ki, şüalanan və ya udulan kvantın tezliyini spektral termlərlə də ifadə etmək olar

$$\omega = T(m) - T(n) \quad (31.36)$$

Bu düstur Rits prinsipini ifadə edir. Bu prinsipə görə

ixtiyari atomun şüalanma tezliyini iki spektral termin fərqi kimi tapmaq olar və onların müxfəlif kombinasiyaları atomun bütün tezliklərini verəcəkdir.

Doğrudan da hidrogen atomunun spektrində müşahidə olunan spektral seriyalar (31.34) düsturundan aşağıdakı kimi alınır:

– Layman seriyası bütün səviyyələrdən birinci (əsas) səviyyəyə keçid zamanı alınır və onun tezlikləri üçün

$$\omega = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad n > 1$$

– Balmer seriyası bütün səviyyələrdən 2-ci səviyyəyə keçid zamanı yaranan

$$\omega = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad n > 2$$

– Paşen seriyası

$$\omega = R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad n > 3$$

– Breket seriyası

$$\omega = R \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad n > 4$$

– Pfund seriyası

$$\omega = R \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad n > 5$$

Hər bir seriyanın sərhədi sonrakı seriyanın başlanğıcına uyğun gəlir. Spektral seriyaların bu qaydada tapılması təcrübələrdə yüksək dəqiqliklə təsdiq edilmişdir. Bu işə enerji səviyyələrinin kvantlanması real olduğunu göstərir. Termiləri ifadə edən və tam ədəd olan n - ***baş kvant ədədi*** adlanır.

(31.31) düsturu göstərir ki, hidrogenə bənzər atomlarda elektronun enerji səviyyələri baş kvant ədədindən asılıdır.

Bir daha qeyd edək ki, Borun yarımkvant nəzəriyyəsi atom nəzəriyyəsinin inkişafında böyük addım oldu. Bütün bunlara baxmayaraq bu nəzəriyyə nə ardıcıl klassik, nə də ardıcıl kvant

nəzəriyyəsi olmayıb, bunlar arasında keçid rolunu oynayır.

XXXII Fəsil

Kvant mexanikasının elementləri

§32.1. Zərrəciklərin dalğa xassələri

Bor nəzəriyyəsinin çatışmazlıqları kvant nəzəriyyəsinə, eləcə də mikrozərrəciklərin (elektron, proton və s.) təbiəti haqqındakı təsəvvürlərə yenidən baxılması zərurətini meydana çıxardı. Fizikanın növbəti inkişaf mərhələsində müəyyən kordinatlarla və sürətlərlə xarakterizə olunan elektronun xırda (elementar) mexaniki zərrəcik formasındakı təsəvvürünün nə dərəcədə əsaslı olması haqqında məsələ yarandı. Işığın təbiəti haqqındakı təsəvvürlərin dərinləşməsi (yaxud inkişafı) nəticəsində aydınlaşdırıldı ki, optik hadisələrdə özünəməxsus dualizm – iki xassəlilik müşahidə olunur. Işığın dalğa təbiətli olduğunu təsdiq edən (interferensiya, difraksiya), xassələri ilə yanaşı, onun bilavasitə korpuskulyar (fotoeffekt, Kompton hadisəsi) təbiətini büruzə çıxaran başqa xassələri də vardır.

1924 – cü ildə fransız fiziki Lui de – Broyl işığın “dalğa-zərrəcik” dualizminin yalnız optik hadisələrə aid olmayıb, onun universal məna daşıdığı haqqında cəsarətli hipotez irəli sürdü. Onun fikrinə uzun illər optikada dalğa nəzəriyyəsində korpuskulyar təsvir formasına, korpuskulyar nəzəriyyədə isə dalğa təsvir formasına həddən artıq etinasızlıq göstərilmişdir. Bizə məlumdur ki, interferensiya və difraksiya hadisələrini izah etmək üçün işığın dalğa xassəsindən istifadə edirik. Həndəsi optika isə dalğa optikasının xüsusi (limit) halı, daha doğrusu çox qısa dalğa uzunluqları üçün doğru olan halıdır. Biz gördük ki, klassik mexanikanın da tətbiq imkanları məhduddur. Belə ki, o, atom sistemlərində diskret enerji səviyyələrinin olmasını izah edə bilmir. De-Broyl, mexanika ilə optika arasındakı oxşarlıq prinsipini daha da genişləndirərək, dalğa optikasına qarşı atomun daxilindəki proseslərə tətbiq oluna bilən və klassik mexanikaya nisbətən daha ümumi olan dalğa mexanikasını qoymaq lazım olduğu fikrini irəli

sürdü. Korpuskulyar təsvirdə zərrəcik enerji (E) və impulsu (p) xarakterizə olunduğu halda, dalğa təsvirində zərrəcik tezlik (ν) və dalğa uzunluğu (λ) ilə xarakterizə olunur. Bu iki təsvir forması eyni bir obyektin müxtəlif aspektləri olduğundan, sözsüz ki, onları xarakterizə edən kəmiyyətlər arasında əlaqə olmalıdır.

Bildiyimiz kimi foton $E = \hbar\omega$ enerjiyə və $p = 2\pi\hbar / \lambda$ impulsu malikdir. De – Broyl ideyasına görə, elektronun, yaxud istənilən başqa zərrəciyin hərəkəti, dalğa uzunluğu

$$\lambda = \frac{2\pi\hbar}{mv} = \frac{h}{p} \quad (32.1)$$

tezliyi isə

$$\omega = \frac{E}{\hbar} \quad (32.2)$$

düsturları ilə ifadə olunan dalğa prosesi ilə əlaqədardır. (32.1) düsturuna de – Broyl düsturu deyilir və müasir fizikanın əsasında duran əsas mütənəsibliklərdən biridir.

Əgər zərrəcik E_k kinetik enerjiyə malik olarsa, onda $p = \sqrt{2mE_k}$ olduğunu nəzərə alsaq, (32.1) düsturunu aşağıdakı şəkildə də yazmaq olar:

$$\lambda = h / \sqrt{2mE_k} \quad (32.3)$$

Digər tərəfdən, potensiallar fərqi $\Delta\varphi$ olan elektrik sahəsində sürətləndirilən, elektron üçün

$$E_k = \frac{1}{2}mv^2 = e\Delta\varphi \quad (32.4)$$

ifadəsini yazmaq olar. Burada, e - elektronun yüküdür. (32.4)-ü (32.1) düsturunda və bütün sabitlərin qiymətlərini nəzərə almaqla, adətən praktiki hesablamalarda tətbiq olunan düsturu alırıq:

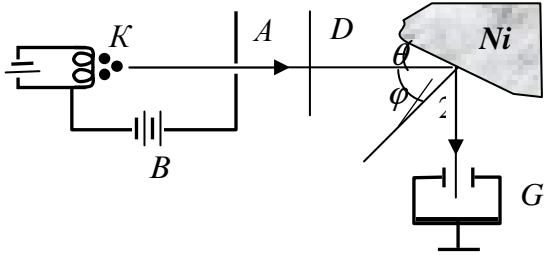
$$\lambda = 12,25 / \sqrt{\Delta\varphi}$$

150 V potensialla sürətləndirilmiş elektron üçün de-Broyl dalğasının uzunluğu $\sim 1\text{\AA}$ olur. Bu isə yumşaq rentgen dalğalarının uzunluğuna uyğun gəlir.

Zərrəciklərin dalğa xassələrinə malik olması haqqında De –

Broyl fərziyyəsi tezliklə öz təcrübi təsdiqini tapdı. 1927- ci ildə Devison və Cermer elektronların nikel momokristalı tərəfindən səpilməsi zamanı difraksiya hadisəsini müşahidə etdilər. Tədqiqat obyekti kimi kubik quruluşlu nikel monokristalı əbəş yerə götürülməmişdi. Bu kristalın difraksiya sabitinin ölçüsü elektronlar üçün de-Broyl dalğasının uzunluğu tərtibində ($\sim 0,1$ nm) olur. Təcrübənin sxemi şəkil 32.1 – də təsvir edilmişdir.

Katoddan (K) qopan kifayət qədər sürətləndirilmiş elektronlar anodun (A) deşiyindən, sonra isə diafraqmadan (D) keçərək nazik dəstə halında müəyyən bucaq altında nikel monokristalının cilalanmış səthinə düşür. Elektronların hərəkətinə kənar təsirlərin olmaması üçün



Şəkil 32.1

qurğu vakuumda yerləşdirilir. Gözlənilirdi ki, güzgü səthindən olduğu kimi, elektronlar kristalın səthindən də düşmə bucağına bərabər bucaq altında əks edəcəklər. Lakin, təcrübə göstərdi ki, eyni bir istiqamətdə düşən elektronlar kristalda müxtəlif bucaqlar altında səpilirlər və bu zaman müxtəlif istiqamətdə əks edən elektronların sayı bir-birindən kəskin şəkildə fərqlənir: bəzi istiqamətlərdə bu say maksimum, digərlərində isə minimum olur. Başqa sözlə desək, səpilmə zamanı elektronların difraksiyası baş verir. Kristalın səthindən ixtiyari ϕ bucağı altında səpilən elektron dəstəsi qalvanometrə (G) birləşdirilmiş silindrik elektronların arasına düşür. Qalvanometrin ölçüldüyü cərəyana görə kristaldan əks edən dəstənin intensivliyini qiymətləndirmək olur. Elektronları qeydə alan qurğunu çevrə boyunca döndərmək olur ki, bu da istənilən bucaq altında səpilən elektron dəstəsini qeyd etməyə imkan verir.

Anoddan çıxan elektronun sürətini aşağıdakı şəkildə ifadə etmək olar:

$$v = \sqrt{\frac{2eU}{m_e}} \quad (32.5)$$

burada, U - katodla anod arasındakı gərginlikdir.

Təcrübələr göstərdi ki, kristalın səthindən səpilən elektron dəstəsinin intensivliyi əksətmə bucağından başqa, həm də elektronların bu səthə hansı sürətlə və hansı bucaq altında düşməsindən asılıdır. Nikel monokristallarında elektronları əks etdirən atom müstəviləri arasında məsafə d -kristalın difraksiya sabiti rentgen-quruluş təhlilindən təyin oluna bilər. Təcrübələrin nəticəsinə görə, əks olunan elektronların sayının ən çox olması şərti, rentgen şüalarının həmin monokristallardan əks olunmasında interferensiyanın maksimumluq şərti ilə uzlaşır. Belə ki, əgər

elektronlara dalğa uzunluğu $\lambda = \frac{h}{m_e v}$ kimi təyin olunan de-Broyl

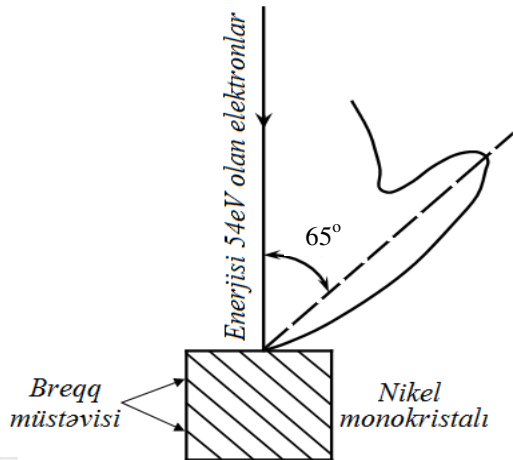
dalğaları kimi baxılırsa, elektronların maksimal sayı $d \sin \theta = n\lambda$ şərtinə, yəni **Vulf-Breqin difraksiya maksimumunun alınması şərtinə** uyğun gəlir. Burada, θ - sürüşmə bucağı adlanır və

$$\theta = \frac{\pi}{2} - \frac{\varphi}{2} \quad \text{kimi təyin}$$

olunur.

Təcrübənin nəticəsində məlum oldu ki, elektronların kinetik enerjisinin $E_k = 54 \text{ eV}$ qiymə-tində onlar səthə $\varphi = 65^\circ$ bucaq altında düşdükdə, qayıdan dəstənin intensivliyi maksimum olur (şəkil 32.2). (32.3) düsturu-na və kinetik enerjinin məlum ifadəsinə əsasən

54 eV enerjili elektronların hərəkətinə ekvivalent de-Broyl dalğasının uzunluğu:



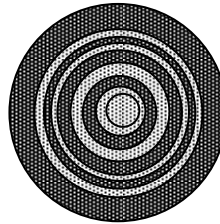
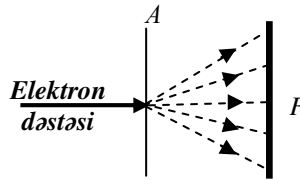
Şəkil 32.2

$$\lambda = \frac{2\pi\hbar}{mv} = \frac{2\pi\hbar}{\sqrt{2mE_k}} = 0.167 \text{ nm}$$

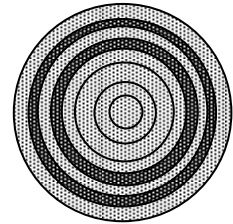
olar. Bu rəqəm Vulf–Breqin difraksiya maksimumunun alınması şərtinə ($\lambda=(2d\sin\theta)/n$) əsasən rentgen şüalarının dalğa uzunluğu üçün hesablanmış qiyməti ilə üst-üstə düşür.

Devisson və Cermərin təcrübələrindən dərhal sonra elektronların dalğa xassəsinə malik olması tezliklə Leningrad universitetində P.S.Tartakovskinin və Aberdin universitetində C.P.Tomsonun eksperimental tədqiqatlarında bir daha öz təsdiqini tapdı. Bu təcrübələr elektronlar dəstəsinin polikristal quruluşu nazik maddə təbəqəsindən keçməsindən ibarət olmuşdur və öz quruluşuna görə rentgen şüalarının difraksiyasının

Debay – Şerrer metoduna əsasən yerinə yetirilməsi ilə oxşar olmuşdur. Sürətli elektron dəstəsi nazik A vərəqinə düşdükdə (şəkil 32.3), F fotolövhesində alınan mənzərə (şəkil 32.3, a) (qeyd edək ki, buna **elektronogram** deyilir) sərt rentgen şüalarının eyni obyektədən difraksiya mənzərəsi ilə tam uyğunluq təşkil edir (şəkil 32.3, b). Rentgen



a)



b)

Şəkil 32.3

şüalarının dalğa uzunluğu ($\sim 10^{10} \text{ m}$) kristal qəfəsdəki atomlar arasında məsafə tərtibində olduğundan, kristal qəfəsi onlar üçün difraksiya qəfəsi rolunu oynayır. Buradan belə bir nəticə çıxır ki, **elektron dəstəsinə dalğa uzunluğu rentgen şüalarının dalğa uzunluğu tərtibində olan dalğalar kimi baxmaq mümkündür.** Elektron dəstəsinin interferensiya etməsi və difraksiyaya uğraması onların dalğa təbiətinə malik olmasının birbaşa təsdiqidir.

Sonradan elektronlarla yanaşı atom və molekul dəstələri üçün də difraksiya mənzərəsi müşahidə edildi və bu mənzərələrin təhlili ağır zərrəciklərin də bu hadisələrdə dalğa uzunluğu $\lambda = \frac{h}{mv}$ kimi təyin olunan dalğalar kimi iştirak etməsi müəyyən edildi. Lakin zərrəciyin kütləsi artdıqca onun de-Broyl dalğasının uzunluğu kiçilir və onların dalğa xassələri zəifləyir. Eyni xassəyə Kompton dalğaları da malikdir.

Bütün bu və digər təcrübələr inandırıcı surətdə sübut etdi ki, dalğa xassəsi prinsipə hər bir zərrəciyə xas olan keyfiyyətdir. Digər tərəfdən, (32.2) düsturuna əsasən de-Broyl dalğasının uzunluğu h sabiti ilə düz, cismin impulsu, yəni onun həm kütləsi, həm də sürəti ilə tərs mütənəsbidir. Lakin, cisimlərin sürətlərinin təbiətdə mümkün olan ən böyük və ən kiçik qiymətləri arasındakı fərq, onların kütlələri arasındakı belə fərqdən çox-çox kiçik olduğundan de-Broyl dalğasının uzunluğu əsasən cismin kütləsindən asılıdır. Ona görə də λ -ın ölçü cihazlarının hiss edə biləcəyi qədər olması üçün zərrəciyin kütləsi h sabiti tərtibində olmalıdır. Makroskopik cismin kütləsi nə qədər kiçik olur-olsun, o yenə də bu tələbi ödəyə bilməz. Buna görə də yalnız elementar zərrəciklərin, atom və molekulların dalğa xassələrini aşkar etmək mümkündür. Buna inanmaq üçün eyni sürətlə hərəkət edən elektronla kütləsi 10^{-6} kq olan toz dənəsinə uyğun dalğa uzunluqlarını müqayisə edək. Tutaq ki, həm elektron və həm də toz dənəciyi $v = 3 \cdot 10^6$ m/san sürətlə hərəkət edir. Elektronun kütləsi $9,1 \cdot 10^{-31}$ kq olduğundan (10.2) düsturuna əsasən elektronun və toz dənəsinin hərəkətinə ekvivalent dalğa uzunluğu üçün aşağıdakı rəqəmlər alınır:

$$\lambda_{el} = 0.24 \text{ nm} \text{ və } \lambda_{toz} = 0.22 \cdot 10^{-21} \text{ nm} \approx 10^{-21} \lambda_{el}$$

Göründüyü kimi, toz dənəsinin hərəkətinə ekvivalent dalğa uzunluğu o qədər kiçikdir ki, onu heç bir cihazla aşkar etmək olmaz.

Zərrəciyin dalğa xassəsi o hadisədə aşkar görünür ki, onun üçün de-Broyl dalğasının dalğa uzunluğu həmin hadisənin baş

verdiyi obyektin xarakter ölçüsü tərtibində olsun. De-Broyl dalğasının uzunluğu zərrəciyin həm kütləsindən və həm də sürətindən, yəni kinetik enerjisindən asılıdır. Buna görə də hətta eyni bir zərrəciyin dalğa təbiətinin aşkar edilib-edilməməsi, onun hansı kinetik enerji ilə və hansı obyektlə qarşılıqlı təsirdə olmasından asılıdır. Məsələn, Devisson və Cermerin təcrübəsi göstərir ki, kinetik enerjinin orta qiyməti 10^{-18} C tərtibində olan elektronlar nikel monokristalından keçəndə difraksiyaya uğrayır, yəni bu hadisədə elektronların dalğa təbiəti rol oynayır. Çünki həm həmin enerjiyə uyğun elektron dalğasının uzunluğu və həm də nikel monokristalının difraksiya sabitinin qiyməti eyni tərtibdən $-0,1$ nm-dir. Lakin həmin kristaldan enerjisi 10^{-10} C olan elektronlar seli keçdikdə difraksiya hadisəsi baş vermir, yəni onların dalğa xassələri aşkar olunmur. Çünki, belə enerjili elektronlara uyğun de-Broyl dalğasının uzunluğu 10^{-6} nm-dir. Bu rəqəm nikel monokristalının difraksiya sabitinin qiymətindən 10^5 dəfə kiçikdir. Lakin belə enerjili elektronlar atom nüvələrindən səpiləndə isə onların dalğa xassələri aşkar olunur. Çünki atom nüvələrinin ölçüsü də 10^{-6} nm tərtibindədir.

Bütün yuxarıda deyilənləri ümumiləşdirərək, mikrozərrəciklər haqqında onu deyə bilərik ki, onlar bizim hiss orqanlarımıza bilavasitə təsir etmədiyindən, onun xassələri haqda yalnız makroobyektlərlə qarşılıqlı təsirinə görə fikir yürütmək olar. Mikrozərrəcik bizim gördüyümüz və duyduğumuz obyektlərin heç birinə oxşamır və o, heç də ölçüləri kiçik olan zərrəcik demək deyildir. Hətta çox kiçik ölçülərə malik kürə belə mikrozərrəciyin modeli sayıla bilməz, çünki mikrozərrəcik, makrozərrəciyin malik olmadığı yeni xassələrə malikdir. Sadəcə olaraq zərrəciyin ölçüsü kiçildikcə, onda yeni keyfiyyət xüsusiyyətləri meydana gəlir. Mikrozərrəciyin əsl adı «*zərrəcik-dalğa*» olmalıdır.

Mikrozərrəciyin dalğadan əsas fərqi ondadır ki, o bölünməzdir və həmişə özünü tam halda bürüzə verir. Yarımelektronu heç kim müşahidə edə bilməz. Dalğanı isə yarımşəffaf güzgüdə əks etdirməklə həmişə iki hissəyə bölmək və hər hissəni ayrılıqda müşahidə etmək mümkündür.

Mikrozərrəciyin bizim adət etdiyimiz zərrəcikdən fərqi isə ondadır ki, o eyni zamanda dəqiq koordinat və impulsa malik ola bilmir və onun üçün trayektoriya məhfumu öz mənasını itirir. Elə görünə bilər ki axırıncı şərt təcrübəyə ziddir. Belə ki, Vilson kamerasında elektronların hərəkət trayektoriyası dəqiq qeyd edilə bilər. Lakin bu ziddiyyət deyil. Sadəcə olaraq müəyyən şərtlər daxilində trayektoriya anlayışı çox da böyük olmayan dəqiqliklə tətbiq oluna bilər. Eyni hadisə optikada da mövcuddur. Əgər maneənin ölçüsü dalğa uzunluğundan çox böyük olarsa, işığın difraksiyası nəzərə çarpmır. Lakin bu heç də difraksiya hadisəsinin mövcud olmaması demək deyildir.

Deməli, adət etdiyimiz impuls, koordinat, enerji kimi fiziki kəmiyyətlərin mikrozərrəciyə tətbiq olunma həddləri mövcuddur. Bu tətbiq olunma həddlərini Heyzenberqin təklif etdiyi qeyri-müəyyənlik prinsipi müəyyənləşdirir.

§32.2. Qeyri – müəyyənlik prinsipi

Klassik mexanikada maddi nöqtənin (klassik zərrəciklərin) vəziyyəti onun koordinatlarının, sürətinin, impulsunun, enerjisinin və s. qiymətlərinin verilməsilə təyin edilir. Bu sadalanan kəmiyyətlər *dinamik parametrlər* adlanır. Qətiyyətlə demək olar ki, bu dəyişənləri mikoaləmə şamil etmək olmaz. Lakin biz mikrozərrəciklər haqqında məlumatları onların makroskopik cisimlərlə qarşılıqlı təsirini müşahidə edərkən əldə edirik. Buna görə də ölçülərin nəticələri istər – istəməz mikrocisimlərin xarakteristikası üçün istifadə olunan dinamik parametrlərin qiymətləri ilə ifadə olunacaqdır. Buna uyğun olaraq dinamik parametrlərin ölçülmüş qiymətlərini mikrozərrəciklərə də aid edilirlər. Məsələn, müəyyən enerjiyə malik olan elektronun səviyyələri haqqında danışılır və s.

Mikrohissəciklərin özünəməxsus xassələri ölçmələr zamanı bütün bu parametrlərin qiymətinin eyni zamanda dəqiq təyin edilə bilməməsində özünü büruzə verir. Deyək ki, məsələn, elektron (yaxud stənilən digər mikrozərrəcik) eyni zamanda x koordinatının

və P_x impuls komponentinin dəqiq qiymətlərinə malik ola bilməz. Başqa sözlə desək, kvant mexanikasına görə müəyyən ölçmələrin dəqiqliyini məhdudlaşdıran hədd mövcuddur. Bu hədd ölçü cihazının dəqiqlik dərəcəsindən asılı olmayıb şeylərin öz təbiətinə xasdır. O, iki faktorla: korpuskulyar dalğa-dualizmi və müşahidə olunan obyektin qeydedici cihazla qarşılıqlı təsiri ilə bağlıdır. Müşahidə aktının (təsirinin) özü kifayət qədər hissəciyin ya vəziyyətinə, ya da impulsuna hiss olunacaq qeyri-müəyyənlik gətirir. Ona görə də kvant mexanikasında mikroaləm obyektini onun koordinatları (fəzadakı vəziyyəti) və impulsu ilə eyni zamanda xarakterizə etmək olmaz.

Dalğa-zərrəcik arasındakı ziddiyyətləri aradan qaldırmaq məqsədilə 1927-ci ildə alman alimi V. Heyzenberq ***qeyri-müəyyənlik prinsipini*** vermişdir. Verilən mikro-zərrəciyi xarakterizə edən və bir-biri ilə qarşılıqlı əlaqədə olan A və B kəmiyyətlərinin ölçülən və həqiqi qiymətləri arasındakı fərqlərin (ölçü xətalalarının) hasili $\hbar$ -dan kiçik ola bilməz:

$$\Delta A \cdot \Delta B \geq \hbar \quad (32.6)$$

Xüsusi halda, A-zərrəciyin koordinatı (x), B isə zərrəciyin impulsunun həmin x oxu üzərindəki proyeksiyası (P_x) ola bilər. Onda zərrəciyin bu parametrləri üçün Heyzenberq prinsipini belə ifadə etmək olar: ***zərrəciyin həm koordinatı, həm də impulsunun həmin koordinat oxu üzərindəki proyeksiyası eyni vaxtda dəqiq təyin edilə bilməz.*** Bunlardan biri dəqiq təyin edildikdə, digəri qeyri-müəyyən qalır. Bu səbəbdən ***Heyzenberq prinsipinə Heyzenberq qeyri-müəyyənliyi də deyilir.*** Doğrudan da zərrəciyin dalğa xassəsi göstərir ki, zərrəcik üçün “müəyyən nöqtədə dalğa uzunluğu” və ya “müəyyən anda rəqs tezliyi” ifadələrini işlətmək yersizdir.

Zərrəciyin impulsu ilə bu zərrəciyin hərəkətinə uyğun de-Broyl dalğasının uzunluğu qarşılıqlı asılı olduqlarından $\left(\lambda = \frac{2\pi\hbar}{P} \right)$, yuxarıda dediklərimizə əsasən bu zərrəciyin dəqiq koordinatlarından danışmaq olmaz. Ona görə də zərrəciyin

koordinatı və impulsu üçün qeyri-müəyyənlik prinsipi doğrudur:

$$\Delta x \cdot \Delta P_x \geq \hbar \quad (32.7)$$

Burada, Δx və ΔP_x – uyğun olaraq, zərrəciyin x koordinatının və impulsunun x oxu üzərindəki proyeksiyasının həqiqi və ölçülən qiymətləri arasındakı uyğun fərqlərdir. Bu fərqlər impuls və koordinatın qeyri-müəyyənliyi adlanır.

Zərrəciyin enerjisi və bu enerjinin qeyd edildiyi müddət də bir-birilə qarşılıqlı əlaqədar olan kəmiyyətlərdir. Onlar üçün qeyri-müəyyənlik münasibəti isə

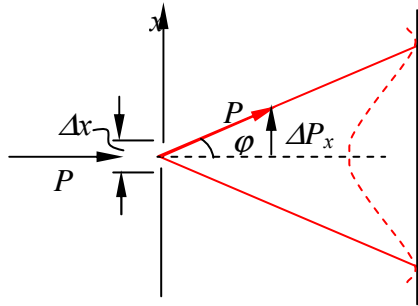
$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar \quad (32.8)$$

şəklində olar. Burada, ΔE - kvant zərrəciyinin enerji səviyyəsinin qeyri-müəyyənliyi, Δt – isə zərrəciyin həmin kvant halında qaldığı müddətdir. $\Delta P_x = m\Delta v_x$ bərabərliyindən istifadə edərək, qeyri-müəyyənlik münasibətini zərrəciyin sürəti və koordinatına da aid edə bilərik:

$$\Delta x \cdot \Delta v_x \geq \frac{\hbar}{m} \quad (32.9)$$

Yəni, zərrəciyin kütləsi nə qədər böyük olarsa, onun koordinat və sürətinin qeyri-müəyyənliyi də bir o qədər kiçik olar. Məhz buna görə də makroskopik cismin hərəkəti üçün qeyri-müəyyənlik münasibəti öz mənasını itirir.

Qeyri-müəyyənlik prinsipini yaxşı başa düşmək üçün mikrozərrəciyin vəziyyətini bilavasitə təyin etməyə imkan verən təcrübəyə nəzər salaq (şəkil 32.4). Fərz edək ki, sərbəst uçan elektronun x koordinatının qiymətini təyin etmək məqsədilə onun yolunda



Şəkil 32.4

hərəkət istiqamətinə perpendikulyar yerləşdirilmiş eni Δx olan yarıq yerləşdirilmişdir. x oxunun yarığa paralel istiqamətdə yönəldiyini qəbul edək. Zərrəcik yarıqdan keçənə qədər onun

impulsunun x koordinat oxu üzərindəki proyeksiyası sıfıra bərabər dəqiq qiymətə malik olur (x oxu hərəkət istiqamətinə perpendikulyar olduğuna görə $\Delta P_x = 0$), lakin zərrəciyin x -koordinatı tamamilə qeyri – müəyyən olur. Zərrəcik eni Δx olan yarıqdan keçdikdə isə, difraksiya nəticəsində ΔP_x yaranır:

$$\Delta P_x = P \sin \varphi. \text{ Difraksiya şərtindən } \sin \varphi = \frac{\lambda}{\Delta x} \text{ olduğu nəzərə}$$

alınarsa, $\Delta P_x = P \cdot \frac{\lambda}{\Delta x} \Rightarrow \Delta P \Delta x = P \lambda \cong h$, yəni koordinat və impulsun qeyri müəyyənlikləri hasili Plank sabiti tərtibində olur.

(32.9) ifadəsindən görüldüyü kimi, zərrəciyin kütləsi artdıqca Δx və Δv qeyri- müəyyənlikləri azalır, $\Delta x \ll x$, $\Delta v \ll v$ olur və trayektoriya anlayışı daha dəqiq mənə kəsb edir. Beləliklə, Δx və ΔP qeyri-müəyyənliklərinin nəzərə alınması cismin və hərəkətin qarşılıqlı ölçü miqyaslarından asılıdır.

Misal olaraq elektron-şüa borusunda hərəkət edən elektron dəstəsini nəzərdən keçirək. Tutaq ki, uzunluğu $L = 10 \text{ sm}$ olan elektron-şüa borusunun ekranında elektronların qeyd olunmasından alınan ləkənin diametri $\Delta r \cong 10^{-5} \text{ m}$ tərtibindədir. Onda ən çox meyl

edən elektron üçün $\sin \varphi \approx \frac{\Delta r}{L} = 10^{-4}$ olar. Əgər borunun elektron

topunda sürətləndirici gərginlik $u = 10^4 \text{ V}$ olarsa, hərəkət edən elektronun impulsu $P = \sqrt{2mq_0u} = 5 \cdot 10^{-23} \frac{kq \cdot m}{\text{san}}$, onun qeyri

müəyyənliyi isə $\Delta P_x = 5 \cdot 10^{-27} \frac{kq \cdot m}{\text{san}}$ olar. Qeyri-müəyyənlik

prinsipindən istifadə etsək, $\Delta x \geq \frac{\hbar}{2\Delta P_x} \cong 10^{-8} \text{ m}$. Görüldüyü kimi

Δx qeyri-müəyyənliyi hərəkətin ölçülərindən çox kiçikdir ($\Delta x \ll \Delta r, L$). Deməli, elektronların elektron-şüa borusunda hərəkəti kifayət qədər dəqiqliklə trayektoriya anlayışı ilə xarakterizə oluna bilər və zərrəciyin parametrləri klassik mexanika

qanunları əsasında təyin oluna bilər.

İkinci misal olaraq elektronun nüvə ətrafında hərəkətinə baxaq. Elektron atom daxilində yerləşdiyindən onun koordinatının qeyri-müəyyənliyi atomun ölçüsü tərtibində, yəni $\Delta x \cong 10^{-10} m$, sürətin qeyri-müəyyənliyi isə, $\Delta v = \frac{\hbar}{2m_0 \Delta x} \cong 10^6 m/s$ tərtibində

olar. Nəzərə alsaq ki, elektronun nüvə ətrafında hərəkət sürəti də elə bu tərtibdə olan kəmiyyətdir, aydın olar ki, bu halda trayektoriya anlayışı və klassik fizika qanunları tətbiq oluna bilməz.

Nəhayət qeyd edək ki, koordinat və sürətin qeyri-müəyyənliyi heç də onları ölçən cihazların dəqiqlik dərəcəsini xarakterizə etmir. Bu qeyri-müəyyənliklər fundamental fiziki mənaya malikdirlər və Herzenberqin təklif etdiyi prinsip əsasında təyin olunurlar.

§32.3. Şredinger tənliyi

Lui de-Broyl hipotezi mikrozərrəciklərin hərəkətini təsvir edən dalğa mexanikasının (kvant mexanikasının) yaranması üçün bir başlanğıc oldu. 1925-1926-cı illərdə alman alimi V. Heyzenberq və avstriyalı alim E.Şredinger bir-birindən asılı olmayaraq kvant mexanikasının iki variantını təklif etdilər. Sonralar müəyyən edildi ki, hər iki variant eyni nəticələrə gətirir. Lakin, Şredingerin təklif etdiyi variant hesablamalar üçün daha əlverişli idi.

Bildiyimiz kimi, elementar zərrəciklərin təbiətindəki dualizm, onların hərəkətini klassik elektrodinamika və ya dinamika qanunları ilə təsvir etməyin qeyri-mümkünlüyünü göstərir. Zərrəciyin hərəkətini təsvir edən tənlik, onların həm dalğa, həm də korpuskulyar xassələrini birlikdə özündə ehtiva etməlidir. Məhz belə tənlik 1926-cı ildə E.Şredinger tərəfindən təklif edilmişdir.

Şredinger zərrəciyin hərəkətini koordinat və zamandan asılı olan funksiya ilə təsvir etmişdir. Bu funksiya zərrəciyin həm korpuskulyar və həm də dalğa xassələrinin daşıyıcısı olsa da, Şredinger onu ***dalğa funksiyası*** adlandırmışdır.

Qeyd edək ki, Şredinger tənliyi kvant mexanikasının əsas

tənliyi olduğundan onu başqa münasibətlərdən çıxarmaq mümkün deyildir. Bu tənliyin doğruluğuna yalnız onun həllindən alınan nəticələrin təcrübə ilə dəqiq uzlaşması ilə inanmaq olar.

Kvant mexanikasında zərrəcik-dalğa söhbəti bitir və mikrozərrəciyin halı koordinat və zamandan asılı olan ***psi* (ψ) dalğa funksiyası** ilə xarakterizə olunur. Məhz ψ -funksiyasının aşkar şəkli Şredinger tənliyini həll etməklə təyin oluna bilər.

Şredinger tənliyinin ümumi şəkli aşağıdakı kimidir:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi + U\psi = i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} \quad (32.10)$$

Burada, m - zərrəciyin kütləsi, i - xəyali vahid ($i = \sqrt{-1}$), ∇^2 - Laplas operatorudur. Laplas operatorunun ixtiyari funksiya təsirinin nəticəsi koordinatlar üzrə ikinci tərtib xüsusi törəmələrin cəmindən ibarət olduğundan:

$$\nabla^2 \psi = \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2}$$

U - koordinat və zamandan asılı funksiya olub zərrəciyə təsir edən qüvvəni göstərir. qradienti əks işarə ilə götürülmüş, işarə edilmişdir. U - funksiya zamandan asılı olmayan hallarda zərrəciyin potensial enerjisini xarakterizə edir.

Qeyd edək ki, Şredinger öz tənliyini optika – mexanika analogiyasına əsaslanaraq müəyyən etmişdir. Bu analogiya- işıq şüaları yollarını təsvir edən tənliklərlə hissəciyin trayektoriyalarını analitik mexanikada təsvir edən tənliklərin oxşarlığından ibarətdir. Optikada şüaların yolları Ferm prinsipini ödəyir, mexanikada isə trayektoriyanın forması ən kiçik təsir prinsipi adlanan prinsipini ödəyir.

Zərrəciyin hərəkət etdiyi qüvvə sahəsi qərarlaşmış olduqda, başqa sözlə, U zamandan asılı olmadıqda (yəni zərrəciyin potensial enerjisini xarakterizə etdikdə), Şredinger tənliyinin həlli iki funksiyanın hasili şəklində göstərilə bilər; onlardan biri yalnız koordinatlardan, digəri isə yalnız zamandan asılı funksiya olur:

$$\psi(x, y, z, t) = \psi(x, y, z) \cdot e^{-i(E/\hbar)t} \quad (32.11)$$

Burada, E - zərrəciyin qüvvə sahəsi stasionar olan halda sabit qalan tam enerjisidir. Bu halda ψ funksiyası müstəvi dalğanı xarakterizə edir. (32.11) – in düzgünlüyünü yoxlamaq məqsədi ilə, onu (32.10) – da nəzərə alaraq. Nəticədə aşağıdakı ifadəni alırıq:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} e^{-i(E/\hbar)t} \nabla^2 \psi + U \psi e^{-i(E/\hbar)t} = i\hbar \left(-i \frac{E}{\hbar}\right) \psi e^{-i(E/\hbar)t}.$$

Sonuncu ifadədə bərabərliyin hər tərəfini ümumi $e^{-i(E/\hbar)t}$ vuruğuna bölsək, ψ funksiyasını təyin edən diferensial tənliyi alırıq:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi + U \psi = E \psi \quad (32.12)$$

(32.12) *tənliyinə qərarlaşmış hal üçün Şredinger tənliyi deyilir.*

Bu tənliyi əksər hallarda aşağıdakı formada yazırlar:

$$\nabla^2 \psi + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U) \psi = 0 \quad (32.13)$$

Əgər de-Broyl dalğasına müstəvi dalğa kimi baxılırsa, dalğa tənliyindən Şredinger tənliyini almaq mümkündür.

Müstəvi de-Broyl dalğası x oxu boyunca yayılırsa, onun

$$\psi = A \cos\left(\frac{2\pi}{T} t - \frac{2\pi x}{\lambda}\right) \quad (32.14)$$

şəklində olan tənliyi dalğavi proses üçün ifadə olunan aşağıdakı tənliyi ödənilməlidir:

$$\nabla^2 \psi = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} \quad (32.15)$$

Bu tənliklərdə T - dalğanı yaradan rəqsin periodu, v - dalğanın yayılma sürəti olub $v = \frac{\lambda}{T}$ kimi təyin olunur, A - rəqsin amplitududur. (32.14)-ü (32.15)-də nəzərə alsıb müəyyən çevrilmələr etsək, dalğa tənliyi üçün aşağıdakı ifadəni almış olarıq:

$$\nabla^2 \psi = \frac{-4\pi^2 \psi}{\lambda^2} \quad (32.16)$$

De-Broyl dalğasının uzunluğunun isə $\lambda = \frac{h}{mv}$ kimi təyin olunduğunu nəzərə alaq:

$$\nabla^2 \psi = \frac{-4\pi^2 m^2 v^2}{h^2} \psi \quad (32.17)$$

olar. Axırıncı ifadədə $\frac{mv^2}{2} = E - U$ (burada, E - tam enerji, U - potensial enerji olduğundan, $E - U$ kinetik enerjini ifadə edəcəkdir) və $h = 2\pi\hbar$ əvəzləmələrini nəzərə alsaq, (32.17) tənliyi

$$\nabla^2 \psi = \frac{-2m}{\hbar^2} (E - U) \psi \quad (32.18)$$

şəklini alar.

Qüvvə sahəsinin mövcud olmadığı fəzada sərbəst hərəkət edən zərrəciyin potensial enerjisi sıfır ($U=0$) olduğundan, belə zərrəcik üçün Şredinger tənliyi:

$$\nabla^2 \psi + \frac{2mE}{\hbar^2} \psi = 0 \quad (32.19)$$

kimi yazılar. Sərbəst zərrəcik birölçülü fəzada hərəkət etdikdə isə:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2mE}{\hbar^2} \psi = 0 \quad (32.20)$$

olar. Sərbəst zərrəciyin potensial enerjisi sıfır olduğundan, axırıncı iki tənlikdəki E , həm də bu zərrəciyin kinetik enerjisinə bərabər olacaqdır.

Qeyd etmək lazımdır ki, ψ funksiyası zərrəciyin halını xarakterizə edən dalğa funksiyasıdır, o, ayrılıqda heç bir fiziki məna kəsb etmir. Lakin $|\psi|^2$ fiziki mənaya malik olub, zərrəciyin fəzanın verilmiş nöqtəsində tapılma ehtimalını xarakterizə edir. Bu məsələni ilk dəfə (1926) M.Born şərh etmişdir. ***Borna görə de-Broyl dalğasının intensivliyi və ya amplitudunun mütləq qiymətinin kvadratı fəzanın müəyyən yerində zərrəciyin olması***

ehtimalını verir. Şredinger tənliyi ilə təsvir olunan dalğanın amplitudu ψ olduğundan, zərrəciyin hər hansı t anında fəzanın müəyyən oblastının vahid həcmində olması ehtimalı, yəni ehtimalı sıxlığı:

$$\frac{d\omega}{dV} = |\psi|^2 \quad (32.21)$$

olacaqdır. Buradan zərrəciyin dV həcmində olması ehtimalı üçün:

$$d\omega = |\omega|^2 dV \quad (32.22)$$

ifadəsini alırıq. (32.21)-ə oxşar olaraq zərrəciyin dx oblastının x nöqtəsində olması ehtimalı:

$$d\omega = |\psi(x)|^2 dx \quad (32.23)$$

Buna uyğun olaraq zərrəciyin $\Delta x = x_2 - x_1$ intervalında aşkar edilməsi ehtimalı isə:

$$\omega = \int_{x_1}^{x_2} |\psi(x)|^2 dx \quad (32.24)$$

$\frac{d\psi}{dV}$ həm də zərrəciyin t anında fəzanın koordinatları x, y və z olan nöqtəsində olması ehtimalı olduğundan, $|\psi|^2$ paylanma funksiyası rolunu oynayır.

(32.22) ifadəsi zərrəciyin sonlu V həcmnin dV hissəsində olaması ehtimalı olduğundan, zərrəciyin V həcmində olması ehtimalı vahidə bərabər olar. Ona görə də:

$$\int_{-\infty}^{\infty} |\psi|^2 dV = 1 \quad (32.25)$$

yaza bilərik. Bu ifadə **ehtimalın normallaşma şərti** adlanır. Birölçülü fəzada hərəkət edən zərrəcik üçün normallaşma şərti aşağıdakı kimi olar:

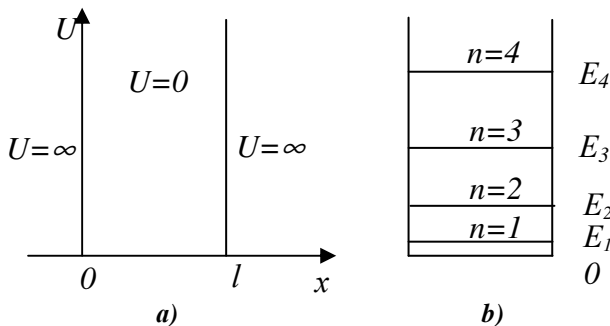
$$\int_{x_1}^{x_2} |\psi(x)|^2 dx = 1 \quad (32.26)$$

ψ funksiyası zərrəciyin halını xarakterizə etdiyindən o, müəyyən **təbii şərtləri ödəməlidir. Belə ki, ψ funksiyası kəsilməz, sonlu və birqiymətli** olmaqla yanaşı, eləcə də o, **kəsilməz və sonlu**

törəməyə malik olmalıdır. Sadaladığımız bu təbii şərtlər kvant mexanikasında böyük əhəmiyyət kəsb edir. Standart şərtlər daxilində Şredinger tənliyinin həlli yalnız E -nin seçilmiş qiymətlərində mövcuddur. Enerjinin seçilmiş qiymətləri **məxsusi qiymətlər**, onlara uyğun ψ funksiya isə **məxsusi funksiya** adlanır. Bildiyimiz kimi, E -nin məxsusi qiymətlər çoxluğu isə **spektr** əmələ gətirir. Məxsusi qiymətlər konkret obyektlər üçün kəsilməz və ya diskret ardıcılıq təşkil edə bilər. Diskret ardıcılıq halı enerjinin kvantlanması deməkdir. Beləliklə, heç bir əlavə şərtsiz, kvant mexanikasında diskret enerji səviyyəsinin mövcudluğu meydana çıxır.

§ 32.4. Zərrəcik potensial çuxurda hərəkəti. Potensial çəpərdən keçid

Enerjinin kvantlanmasını araçdırmaq məqsədi ilə mikrozərrəciyin potensial çuxurda hərəkətinə nəzər yetirək. Ən sadə hala, yəni mikrozərrəciyin bir ölçülü, x oxu boyunca l uzunluğuna malik, sonsuz dərin potensial çuxurda hərəkətinə baxaq



Şəkil 32.5

(şəkil 32.5). Klassik təsəvvürlərə görə zərrəcik çuxurun istənilən nöqtəsində məskunlaşa bilər. Hesablama sistemini çuxurun dibinə nəzərən qəbul etsək, çuxur daxilində ($0 < x < l$) $U = 0$, çuxurun xaricində isə ($x > l$, $x < 0$) $U = \infty$ olar. Belə vəziyyətdə olan

zərrəcik üçün deyirlər ki, o, hündürlüyü $U = \infty$, eni isə $U = 0$ olan ensiz potensial çuxurun dibindədir.

Zərrəcik çuxurda yerləşdiyindən və ondan xaricə çıxma bilmədiyindən, çuxur xaricində ($x < 0$ və $x > l$) onun hal funksiyası sıfıra bərabər olmalıdır, yəni $\psi = 0$. Hal funksiyası kəsilməz olduğundan,

$$\begin{cases} \psi(0) = 0 \\ \psi(L) = 0 \end{cases} \quad (32.27)$$

sərhəd şərtlərini ödəməlidir. Çuxur daxilində isə $U = 0$ olduğundan, Şredinger tənliyi

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2mE}{\hbar^2} \psi = 0 \quad (32.28)$$

şəklini alar. Axırıncı ifadədə

$$\frac{2mE}{\hbar^2} = k^2 \quad (32.29)$$

əvəzləməsi aparsaq, ψ funksiyası üçün rəqsi hərəkətin

$$\frac{\partial^2 x}{\partial t^2} + \omega^2 x = 0 \quad (32.30)$$

şəklində differensial tənliyi ilə analoji olan

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + k^2 \psi = 0 \quad (32.31)$$

ikitərtibli differensial tənliyini alırıq. Lakin (32.30) tənliyində törəmə zamana görə, (32.31) tənliyində isə koordinata görədir. Onda belə çıxır ki, (32.31) tənliyinin həlli də (32.30)-un

$$x = A \sin(\omega t + \varphi_0) \quad (32.32)$$

şəklində həllinə analoji qaydada

$$\psi = B \sin(kx + \varphi_0) \quad (32.33)$$

şəklində olmalıdır. (32.27) –də birinci sərhəd şərtlərindən istifadə etməklə ($A \neq 0$, başlanğıc faza φ_0 isə $0 \div \pi$ arasında dəyişə bildiyindən) (32.33) ifadəsindən

$$\psi(0) = B \sin \varphi_0 = 0 \Rightarrow \varphi_0 = 0$$

ikinci sərhəd şərtindən istifadə etməklə

$$\psi(l) = B \sin kl = 0 \Rightarrow \sin kl = 0,$$

buradan isə

$$kl = \pm \pi n, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (32.34)$$

alırıq. $n = 0$ ola bilməz, çünki bu halda $\psi \equiv 0$ olardı, bu isə o deməkdir ki, zərrəcik ümumiyyətlə heç yerdə yoxdur. k -nın (32.29) ifadəsindən təyin olunan qiymətini (32.34)- də yerinə yazsaq,

$$E_n = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2ml^2} n^2 \quad (32.35)$$

alırıq. Beləliklə, $\psi(x)$ funksiyası üzərinə qoyulan sərhəd şərtləri, zərrəciklərin E_n - tam enerjisinin istənilən qiymətində deyil, yalnız (32.34) münasibətini təmin edən qiymətlərində ödəmə bilər. Bu isə o deməkdir ki, **potensial qutudakı zərrəciyin enerjisi kvantlanır**. Göründüyü kimi, **baş kvant ədədi adlandırılan n** -in müxtəlif qiymətlərinə uyğun müxtəlif enerji səviyyələri alınır (şəkil 32.5, b) Deməli zərrəciyin enerjisi klassik fizikadan fərqli olaraq yalnız müəyyən qiymətlər ala bilər. Potensial çuxurda zərrəcik üçün yalnız diskret enerji səviyyələri mövcuddur və bu səviyyələr arasında enerji fərqi

$$\Delta E = E_{n+1} - E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ml^2} (2n + 1) \quad (32.36)$$

kimi zərrəciyin kütləsindən və çuxurun enindən asılı olub, n artdıqca artır. Bu diskretliyin hansı hallarda müşahidə oluna biləcəyini araşdırıq. Bir neçə konkret halı nəzərdən keçirək:

İlk olaraq uzunluğu ~ 10 sm olan qabın daxilində yerləşən sərbəst qaz molekulunun hərəkətinə baxaq. Molekulun kütləsi $m \approx 10^{-26}$ kq tərtibində olduğundan, $\Delta E \approx 10^{-39}$ C $\approx 10^{-20}$ eV olar. Səviyyələr arasında belə kiçik enerji fərqi qaz molekulu tərəfindən praktiki olaraq hiss olunmaz və qaz molekulu klassik mexanika qanunlarına əsasən qabın istənilən nöqtəsində məskunlaşa bilər.

Qutuda yerləşən sərbəst elektronlar üçün $l \approx 10$ sm,

$m \cong 9 \cdot 10^{-31} \text{ kq}$ olduğundan $\Delta E = 10^{-16} \text{ eV}$ alınar. Nəzərə alsaq ki, 1 K -ə uyğun istilik enerjisi $kT \sim 10^{-5} \text{ eV}$ -a bərabərdir, belə diskret səviyyələrin də elektron tərəfindən hiss olunmaması heç bir şübhə doğurmaz.

Əgər elektronun atom daxilində yerləşməsi halını nəzərdən keçirsək, $l = 10^{-10} \text{ m}$, $m = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kq}$, $\Delta E = n \cdot 10^2 \text{ eV}$ kimi böyük qiymət alırıq. Bu halda səviyyələr arasındakı enerji fərqi elektronun istilik enerjisindən kifayət qədər böyük olduğundan, elektronun hərəkəti yalnız kvant mexanikası qanunları ilə müəyyən oluna bilər, yəni onun hərəkəti diskretləşir.

Hərəkət zamanı elektronun koordinatının təyin olunmasına nəzər yetirək. k -nın (32.34)-dən alınan qiymətini məxsusi funksiya üçün (32.33) ifadəsində nəzərə alsaq,

$$\psi = B \sin \frac{\pi n x}{l} \quad (32.37)$$

olar. Zərrəcik çuxur daxilində yerləşdiyindən, normalaşma şərti ödənilməlidir.

$$\int_0^l B^2 \sin^2 \frac{\pi n x}{l} dx = 1 \quad (32.38)$$

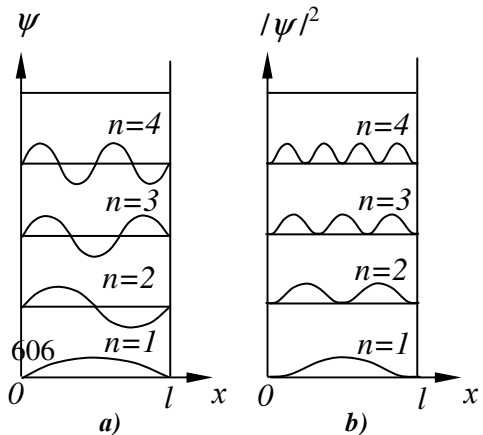
İntegralın qiymətini tapmaq üçün $\sin^2 \frac{\pi n x}{l} = \frac{1}{2} \left(1 - \cos \frac{2\pi n x}{l} \right)$ kimi məlum triqonometrik çevirmədən istifadə edərək,

$$\frac{B^2 l}{2} = 1 \Rightarrow B = \sqrt{\frac{2}{l}} \text{ kimi } B -$$

nı təyin edə bilərik. B -nın qiymətini nəzərə alsaq, zərrəciyin hal funksiyası

$$\psi(x) = \sqrt{\frac{2}{l}} \sin \frac{\pi n x}{l} \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (32.39)$$

şəklinə düşər. Məxsusi

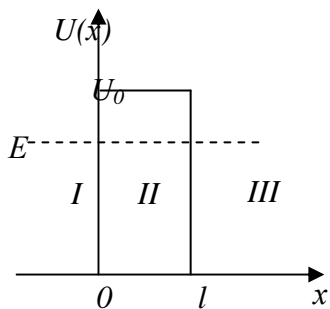


Şəkil 32.6

funksiyanın və zərrəciyin məskunlaşma ehtimalı $|\psi|^2$ -nin x -dən asılılıq qrafikləri şəkil 32.6-da göstərilmişdir. Göründüyü kimi, zərrəcik $n = 2$ halında yerləşdikdə, onun $x = \frac{l}{2}$ koordinatına malik olması, yəni çuxurun ortasında yerləşməsi, qadağan olunur. $n = 3$ halında zərrəciyin hərəkəti tam diskretləşir, çünki onun çuxurun $x = 0, \frac{l}{3}, \frac{2l}{3}, l$ nöqtələrində tapılma ehtimalı sıfıra bərabər olur.

Hərəkət zamanı zərrəcik bu vəziyyətləri sırayaraq qət etməlidir. Deməli zərrəciyin hərəkəti trayektoriya məvhumu ilə xarakterizə oluna bilməz. Onun hərəkəti klassik fizika qanunları ilə deyil, yalnız kvant mexanikası qanunları ilə təyin oluna bilər.

İndi isə zərrəciyin potensial çəpəri keçməsinə baxaq. Fərz edək ki, zərrəcik x oxu boyunca soldan sağa hərəkət edərək U_0 hündürlüyünə və l uzunluğuna malik potensial çəpərlə rastlaşır (şəkil 32.7).



Səkil 32.7

Klassik fizikaya görə, əgər zərrəciyin enerjisi $E_z > U_0$ isə, zərrəcik çəpəri keçər, $E_z < U_0$ isə çəpərdən əks olunur. Sadəcə olaraq zərrəcik çəpərin üzərində hərəkət

etdikdə onun enerjisi $E = E_z - U_0$ kimi təyin olunur. Kvant mexanikasına görə vəziyyət tam başqadır. Şredinger tənliyinin həlli göstərir ki, hətta $E_z < U_0$ olduqda zərrəciyin çəpəri keçmə ehtimalı, $E_z > U_0$ olduqda isə çəpərdən əks olunma ehtimalı sıfıra bərabər deyil. Zərrəciyin enerjisi kifayət etmədikdə, o çəpərin üstünə çıxmadan, çəpərə nüfuz edir və zərrəciyin III oblastında tapılma ehtimalı yaranır. Zərrəciyin çəpərlə qarşılıqlı təsirini

$$D = \frac{B_{III}^2}{B_I^2} \quad (32.40)$$

kimi təyin olunan *şəffaflıq əmsali* xarakterizə edir. $B_I - I$ oblastda, $B_{III} - III$ oblastda uyğun ψ funksiyaların amplitud qiymətləridir. Uyğun oblastlar üçün Şredinger tənliyini yazaq:

$$\begin{cases} I, III \text{ oblastda } \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E \psi = 0 \\ II \text{ oblastda } \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U_0) \psi = 0 \end{cases} \quad (32.41)$$

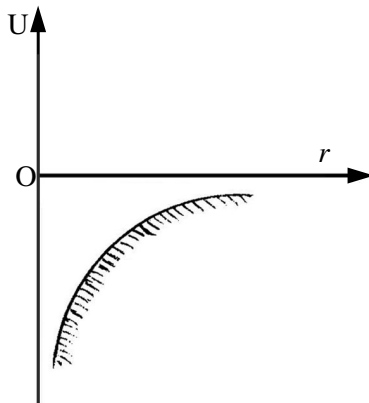
Sərhəd və standart şərtlər daxilində bu tənliklərin həllindən şəffaflıq əmsali üçün

$$D \cong e^{\frac{-2L}{\hbar} \sqrt{2m(U_0 - E)}} \quad (32.42)$$

ifadəsi alınır. Burada, e -natural loqarifmin əsası, Nepr ədədidir ($e \approx 2,71$). Zərrəciyin çəpəri keçməsi, çəpərin eni l -dən kəskin (eksponensial) asılıdır. Məsələn, l -in hər hansı qiymətində $D = 0,01$ isə, l iki dəfə artdıqda $D = 0,0001$, yəni yüz dəfə azalır. Zərrəciyin çəpərə nüfuz etməsi həm də $E - U$ fərqindən və zərrəciyin kütləsindən asılıdır. Zərrəciyin belə nüfuz etməklə çəpəri keçməsi *tunel effekti* adlanır. Tunel effekti klassik fizikada analoqu olmayan, sırf kvant hadisəsidir. Belə ki, zərrəcik tuneldə yerləşdikdə $U_0 > E$ olduğundan kinetik enerji üçün mənfi qiymət alınır. $E_k < 0$ olması göstərir ki, kvant mexanikasında enerjini kinetik və potensial enerjilərə bölmək doğru deyil. Zərrəcik çəpərdən keçərkən *virtual* halda olur və enerjinin qeyri-müəyyənliyi $\Delta t = \frac{\hbar}{2\Delta E}$ müddətində enerjinin saxlanma qanununun pozula bilmə imkanı yaradır. Əgər bu müddət zərrəciyin çəpəri keçməsi üçün kifayətdirsə, o tunel effekti vasitəsi ilə III oblasta keçir, kifayət deyilsə əks olunaraq I oblastda qalır.

§32.5. Hidrogen atomu və hidrogenəbənzər ionlar üçün Şredinger tənliyi. Kvant ədədləri

Başqa kvant zərrəcikləri kimi elektronların atomdakı hərəkətləri də kvant mexanikası qanunları, o cümlədən Şredinger tənliyi ilə təsvir edilə bilər. Bir-biri ilə qarşılıqlı təsirdə olan çoxlu zərrəciklər üçün bu tənliyin həlli müəyyən riyazi çətinliklərlə əlaqədardır. Ona görə də Şredinger tənliyini ən sadə atom olan hidrogen atomu üçün həll edərək, alınan nəticələrin fiziki mənasına görə atomun elektron quruluşunu təhlil edək. Hidrogen atomu bir elektrondan və nüvədəki yeganə protondan ibarət olduğundan bu atomu iki nöqtəvi yükədən ibarət sistem hesab etmək olar. Bu zərrəciklər



Şəkil 32.8

arasındakı digər qarşılıqlı təsirlər həlledici rol oynamadığından, onların qarşılıqlı təsirinin yalnız Kulon qüvvəsindən ibarət olduğunu qəbul edirik. Həmin zərrəciklərin qarşılıqlı potensial enerjisi onların yekun elektrik sahəsinin enerjisindən ibarət olacaqdır.

$$U = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (32.43)$$

Burada, r – elektronun nüvədən olan məsafəsidir.

Şəkil 32.8-də elektronun potensial enerjisinin hidrogen atomunun nüvəsindən olan r – məsafəsindən asılılığı verilmişdir. Göründüyü kimi, elektronun nüvədən olan məsafəsi artdıqca, onun potensial enerjisi də artaraq, başqa sözlə desək, mütləq qiymətcə azalaraq sıfıra yaxınlaşır.

Atomun elektrik sahəsi qərarlaşmış mərkəzi simmetrik sahə olduğundan elektronun bu sahədəki hərəkəti U -nun (32.43) ifadəsi (32.12)-də nəzərə alınmaqla aşağıdakı tənliklə təsvir edilə bilər:

$$\Delta^2 \psi + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E + \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \right) \psi = 0 \quad (32.44)$$

Burada, m – elektronun kütləsidir. (32.44)-in həlli üçün sferik koordinatlardan (r, ϑ, φ) istifadə edilməsi məqsədəuyğundur. Bu halda dalğa funksiyasını sferik koordinatların funksiyası kimi götürməliyik: $\psi = \psi(r, \vartheta, \varphi)$. x, y, z koordinatları ilə r, ϑ, φ koordinatları arasında aşağıdakı kimi əlaqə vardır:

$$\begin{cases} x = r \cdot \sin \vartheta \cdot \cos \varphi \\ y = r \cdot \sin \vartheta \cdot \sin \varphi \\ z = r \cdot \cos \vartheta \end{cases} \quad (32.45)$$

Laplas operatorunun sferik koordinatlarla ifadəsini yazıb (32.44)-də nəzərə alsaq aşağıdakı tənliyi alırıq:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left(\sin \vartheta \frac{\partial \psi}{\partial \vartheta} \right) + \\ & + \frac{1}{r^2 \sin^2 \vartheta} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \varphi^2} + \frac{2m_e}{\hbar^2} \left(E + \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} \right) \psi = 0 \end{aligned} \quad (32.46)$$

Göstərmək olar ki, (32.46) xüsusi törəməli tənliyi aşağıdakı hallarda tələb olunan (daha doğrusu, ***E-nin birqiymətli, sonlu və kəsilməz qiymətlərində***) həllə malikdir:

- 1) Enerjinin istənilən müsbət qiymətində, yəni $E > 0$;
- 2) Enerjinin mənfə diskret qiymətlərində, yəni

$$E_n = -\frac{m_e e^4}{2\hbar^2} \cdot \frac{Z^2}{(4\pi\epsilon_0)^2 n^2}, \quad (n=1,2,3,\dots) \quad (32.47)$$

$E > 0$ halı, yəni tam enerjinin müsbət olması nüvə ilə elektron arasında itələmə qüvvəsinin mövcud olması halına, yaxud nüvəyə yaxın uçan və yenidən sonsuzluğa uzaqlaşan elektrona uyğun gəlir. $E < 0$ halı isə nüvə ilə əlaqədar olan elektrona uyğun gəlir.

Göründüyü kimi, (32.47) ifadəsi Borun yarımkvant nəzəriyyəsi əsasında alınan stasionar orbitlərin enerjisinə uyğun

gəlir. Deməli Borun kvantlanma şərti kvant mexanikasının əsas tənliyindən nəticə kimi alınır və buna görə də onun doğruluğu heç bir şübhə doğurmur.

Hidrogen atomunda və hidrogenəbənzər ionlardakı elektron üçün Şredinger tənliyinin məxsusi funksiyası tam qiymətə malik olan üç parametrdən (n, l, m_l) asılıdır.

Bunlardan birincisi (32.47) düsturuna daxil olan n ədədidir. Bu ədəd atomdakı elektronların halını xarakterizə edən başlıca kəmiyyəti – onun enerji səviyyəsini təyin etdiyindən ***baş kvant ədədi*** adlanır.

Atomun qərarlaşmış halında ondakı elektronlar impuls momentinin qiymətlərinə və istiqamətlərinə görə də bir-birlərindən fərqlənilirlər. Buna görə də (32.44) tənliyinin məxsusi funksiyasının digər iki parametri impuls momentinin qiymətini və istiqamətini müəyyən edir.

Elektronun mexaniki momentinin qiymətini təyin edən kvant ədədi ***orbital kvant ədədi*** (l) adlanır. Bu ədədə görə elektronun ***orbital mexaniki (və ya impuls) momenti*** (L_l) aşağıdakı düsturla ifadə olunur:

$$L_l = \sqrt{l(l+1)} \cdot \hbar \quad (32.48)$$

l -in sayı n -dən asılıdır. n -in hər bir qiyməti üçün l -in ən kiçik qiyməti sıfır, ən böyük qiyməti isə $n-1$ -ə bərabərdir. Bu o deməkdir ki, hər bir n üçün l -in qiymətləri n saydadır:

$$l=0, 1, 2, 3, \dots, n-1.$$

Atomda elektronun orbital mexaniki momentinin verilmiş istiqamət üzrə, məsələn, Z oxu üzərindəki proyeksiyasını təyin edən kvant ədədi ***maqnit kvant ədədi*** (m_l) adlanır.

Maqnit kvant ədədinə görə elektronun mexaniki momentinin bu istiqamət üzərindəki proyeksiyası (L_z) aşağıdakı kimi təyin olunur:

$$L_z = m_l \hbar \quad (32.49)$$

Maqnit kvant ədədi $m_l=0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots, \pm l$ qiymətlərini ala bilər. Şəkil 32.9-da p -elektronun ($l=1$) $\vec{L}_l$ vektorunun

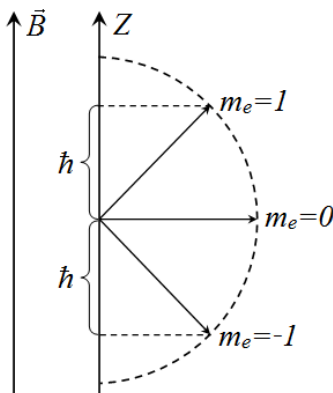
mümkün yerləşməsi göstərilmişdir. (10.32)-dən göründüyü kimi, elektronun hər bir l -nə uyğun mexaniki momenti sabit kəmiyyətdir.

Elektronun orbital maqnit momentinin Z oxu üzərindəki proyeksiyası aşağıdakı kimi təyin olunur:

$$P_{m_z} = -\mu_B \cdot m_l \quad (32.50)$$

Elektronun enerjisi yalnız baş kvant ədədindən, dalğa funksiyasının məxsusi qiymətləri isə n -dən başqa l və m_l kvant ədədlərindən də asılıdır.

Qeyd etdiyimiz kimi, elektronun vəziyyəti üç kvant ədədlə xarakterizə olunur: n, l və m_l . Sonralar görəcəyik ki, elektronun spinə malik olması ilə əlaqədar olaraq göstərilən kvant ədədlərinə, $\pm 1/2$ qiymətini ala bilən, m_s - **spin kvant ədədi** də əlavə etmək lazımdır.



Şəkil 32.9

Beləliklə, atomda hər bir elektronun vəziyyəti dörd kvant ədədlərlə xarakterizə olunur:

baş kvant ədədi - n , ($n = 1, 2, 3, \dots$),

orbital kvant ədədi - l , ($l = 0, 1, 2, \dots, n-1$),

maqnit kvant ədədi - m_l , ($m_l = -l, \dots, -1, 0, +1$),

spin kvant ədədi - m_s , ($m_s = \pm 1/2$).

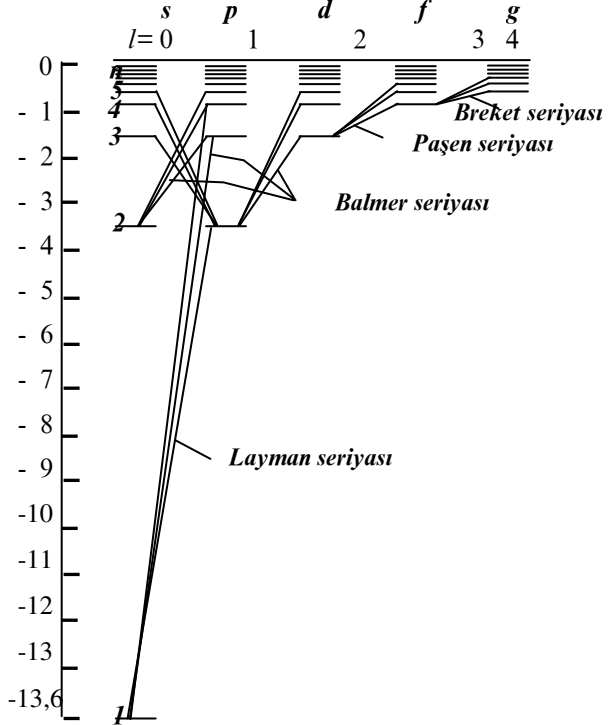
$n=1$ halında $l=0$ və $m_l=0$ olduğundan, bu halda dalğa funksiyasının yalnız bir qiyməti olur. Ona görə də bu **elektronun əsas halı** adlanır. Enerji səviyyəsinin $n=2, 3, \dots$ qiymətlərinə uyğun hallarından hər birinə dalğa funksiyasının bir neçə məxsusi qiyməti uyğundur. Ona görə də belə hallar **cırılşmış hallar** adlanır.

Cırılşmış halların mümkün sayını asanlıqla tapmaq olar. Belə ki, l -in hər bir qiymətinə m_l -in $2l+1$ sayı uyğun gəldiyindən n -in hər bir qiymətinə elektronların

$$\sum_{l=0}^{n-1} (2l+1) = n^2 \quad (32.51)$$

sayda cırlaşmış halları uyğun olacaqdır. n -in hər bir qiyməti üçün elektronun $l=0,1,2,3,4,5,\dots$ qiymətlərinə uyğun halları $s,p,d,f,g,h,\dots$ hərfləri ilə işarə edirlər. Həmin hərflərin əvvəlində müvafiq hala uyğun baş kvant ədədi yazılır. Bu cür simvolik yazılış elektronun halını yığcam təsvir etməyə imkan verir.

1s - atomun əsas halıdır. Əsas halda atom minimum enerjiyə malik olur. Atom müəyyən səbəbdən əlavə enerji qazandıqda o əsas haldan daha yüksək enerjili hala keçir,



Şəkil 22.9

hidrogen üçün bu hal dayanıqsız olduğundan o, ***həyəcanlaşma halı*** adlanır. Atom əsas halda qeyri-məhdud müddətdə qala bildiyi halda, onun həyəcanlaşmış halında qalma müddətinin tərtibi 10^{-8} saniyədir. Ona görə də həyəcanlaşmış atom bir foton şüalandıraraq yenidən əsas hala, daha aşağı səviyyəli hala keçir.

Bildiyimiz kimi, elektron bir səviyyədən digərinə keçdikdə şüa buraxır və ya udur. Bu zaman enerjinin və impuls momentinin saxlanması qanunu gözlənilir. Lakin, elektronun ixtiyari səviyyələr arasında keçidi mümkün deyildir. Elektron yalnız o səviyyələr

arasında keçid edə bilər ki, onların orbital kvant ədədlərinin fərqi ± 1 -ə bərabər olsun, yəni

$$\Delta l = \pm 1 \quad (32.52)$$

olsun. Bu şərt *seçmə qaydası* adlanır. Seçmə qaydası impuls momentinin saxlanma qanunundan alınır.

Qeyd edilənləri ümumiləşdirərək hidrogen atomu üçün müşahidə olunan şüalanma seriyaları şəkil 32.10-da göstərilən kimi təsvir edilə bilər.

$np \rightarrow 1s$ ($n = 2, 3, 4, \dots$) keçidləri Layman;

$ns \rightarrow 2p$ və $nd \rightarrow 2p$ ($n = 3, 4, 5$) keçidləri Balmer;

$np \rightarrow 3d$ və $nf \rightarrow 3d$ ($n = 4, 5, 6$) keçidləri Paşen və s. seriyaların alınması ilə nəticələnir.

Qeyd edək ki, göstərilən sxem həm də udma spektrinin seriyalarını izah edir. Hidrogen atomunun ən kiçik enerjiyə malik həyəcanlaşmamış əsas halı $1s$ olduğundan, onun elektronu məhz bu halda məskunlaşır. Atomu həyəcanlandırmaq üçün lazım olan enerji fotonlarının udulması hesabına əldə edilir. Foton da elektron kimi bölünməz olub, yalnız bütöv şəkildə udula bilər. Ona görə atom yalnız o fotonları uda bilər ki, onların enerjisi hidrogenin enerji səviyyələri fərqi ilə bərabər olub, onu bir stasionar haldan digərinə keçirsin. Buna görə də tezliyi buraxma seriyalarının tezliyinə uyğun gələn udma xətləri müşahidə olunur.

XXXIII Fəsil

Çoxelektronlu atomlar. Atomun maqnit xassələri

§33.1. Qələvi metalların spektrləri

Qələvi metalların (məsələn, Li, Na, K və s.) atomunda axırıncı təbəqədə bir *valent elektronu* vardır. Bu elektron *atom qalığı adlanan* nüvə və qalan elektronlar sahəsində hərəkət edir. Şüaburaxma və şüaudma proseslərində adətən atomun həmin bu valent elektronu iştirak edir. Lakin, onun enerji səviyyəsinin qiyməti çox kiçik olduğundan, belə şüalanma və şüaudma diapozonu optik oblasta düşür. Ona görə də çox vaxt bu elektronu *optik elektron* da adlandırırlar.

İlk dəfə D.S. Rojdenstvenski təklif etmişdir ki, qələvi metal atomlarının uzaq orbitləri hidrogen və hidrogenəbənzər atomların spektrlərinə çox oxşardır. Doğrudan da, bu fikir belə bir empirik faktlarla təsdiq edilir ki, qələvi metal atomlarının “uzaq” termləri demək olar ki, uyğun hidrogen termləri ilə düz gəlir. Rojdenstvenski qələvi metal atomlarının termlərini hidrogen atomunun termləri ilə müqayisə edərək belə nəticəyə gəlmişdir ki, *qələvi metaldakı orbitlərin sayı hidrogendə mümkün olan orbitlərin sayına bərabərdir*.

Hidrogen atomundakı yeganə elektron, protonun sferik-simmetrik elektrik sahəsindədir. Belə nüvəni nöqtəvi yük hesab etmək olar və bu nüvə ilə elektron arasında Kulon qüvvəsi mövcuddur. Lakin, qələvi metal atomunun nüvəsi Z sayda protonlardan və neytronlardan ibarətdir. Ona görə də bu nüvəni nöqtəvi yük kimi götürmək olmaz. Digər tərəfdən, optik elektronlardan başqa qələvi metal atomunun nüvəsi ətrafında $Z-1$ sayda elektron hərəkət edir. Optik elektronlara nisbətən bu elektronlarla nüvə arasında daha böyük rabitə enerjisi olduğundan, onlar nüvə ilə birlikdə daha dayanıqlı sistem əmələ gətirərək *atom*

gövdəsini təşkil edirlər. Deməli, qələvi metal atomunun optik və ya valent elektronu bu atomun müsbət yüklü gövdəsinin elektrik sahəsində olur. Ona görə də, belə qeyri-mərkəzi sahənin elektrona təsirini nöqtəvi yükün mərkəzi sahəsinə aid olan Kulon qüvvəsi ilə ifadə etmək olmaz.

Qeyd etdiyimiz kimi, qələvi metal atomlarının spektrləri ilə hidrogen və hidrogenəbənzər atomların spektrləri arasında oxşar cəhətlərlə yanaşı, mühüm fərqlər də vardır. Hidrogen və hidrogenəbənzər atomların spektrlərindəki seriyalar ümumi şəkildə, eyni növ termlərin (31.21) kombinasiyalarından ibarət olub (31.15) düsturu ilə ifadə olunur. Qələvi metal atomlarının spektrlərindəki seriyalar isə (31.21) düsturu ilə ifadə olunan termlərə oxşar, lakin onunla eyni olmayan termlərin kombinasiyaları şəklində göstərilə bilər. Ridberq qələvi metalların spektrlərini təhlil edərək bu spektrlərin termlərinin n -baş kvant ədədindən başqa, l -orbital kvant ədədindən də asılılığını müəyyən etmiş və spektral term üçün aşağıdakı empirik düsturu vermişdir:

$$T(n, l) = Z^2 R / (n + \sigma)^2 \quad (33.1)$$

burada, R - Ridberq sabiti, Z - qələvi metal atomunda elektronların sayı, n -baş kvant ədədi, σ - isə elektronların sayından (və ya nüvədəki protonların sayından) və l -orbital kvant ədədindən asılı olan bir düzəlişdir.

$$\sigma = -C \cdot Zme^2 / \hbar(l + \frac{1}{2}) \quad (33.2)$$

burada isə, C - sabit ədəddir.

(31.21) düsturu ilə (33.1) düsturunun müqayisəsindən

$$n^* = n + \sigma \quad (33.3)$$

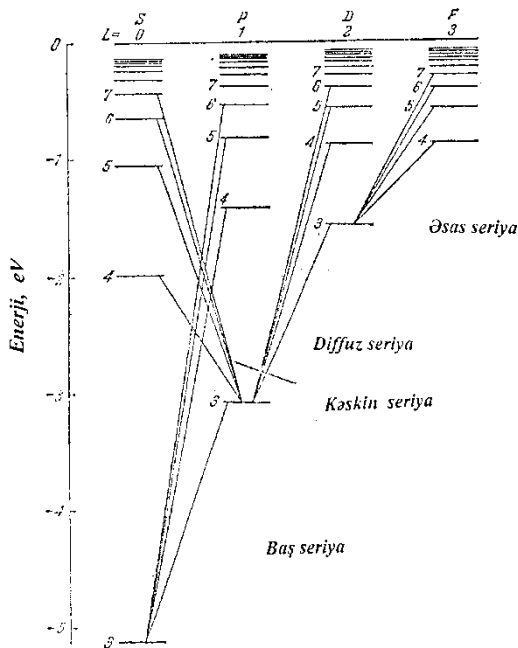
olduğu görünür. n^* - **effektiv baş kvant ədədi** adlanır və tam ədəd deyildir.

(32.47) düsturuna uyğun olaraq, qələvi metal atomunun optik elektronunun enerjisi üçünə

$$E_n = -\frac{m e^4}{2\hbar^2 n^{*2}} = -\frac{me^4}{2\hbar^2 (n + \sigma)^2} \quad (33.4)$$

ifadəsini yazmaq olar.

(33.2) düsturundan göründüyü kimi, σ - düzəlişi l -orbital kvant ədədindən də asılıdır. Ona görə də, n -baş kvant ədədinin verilmiş qiymətlərində $l=1,2,3, \dots$ qiymətlərinə uyğun olaraq $nS, nP, nD, nF, \dots$ termləri artıq eyni qiymətə malik olmayacaq və cırılma aradan qalxacaqdır. Buna uyğun olaraq, (33.4) düsturu ilə ifadə olunan enerjinin l -orbital kvant ədədindən də asılı olması qələvi metal atomunun enerji səviyyələrinin hidrogen və hidrogenəbənzər atomların enerji səviyyələrindən



Şəkil 33.1

prinsipial fərqlərini göstərir. Baş kvant ədədinin eyni bir qiymətinə, lakin orbital kvant ədədinin bir neçə müxtəlif qiymətinə uyğun gələn enerji səviyyələri bir-biri ilə üst-üstə düşür. Bu isə odeməkdir ki, düzəlişi l -orbital kvant ədədinə görə cırılma olmur.

Təcrübələr göstərir ki, qələvi metal atomlarının spektri, məsələn Na atomunun spektri hidrogen atomunun spektrinə (şəkil 32.9) oxşar olaraq bir neçə seriyadan ibarətdir (şəkil 33.1). Bu seriyalardan ən böyük intensivliyə malik olanlar- ***baş, kəskin, diffuz və əsas seriyalar*** adlandırılır. ***Əsas seriyaya*** bəzən ***Breqmen seriyası*** da deyilir. Bu seriyaların belə adlandırılması da səbəbsiz deyildir. ***Baş seriya*** ona görə belə adlandırılır ki, o, həm də udulma zamanı müşahidə olunur. Başqa sözlə desək, ***baş seriya*** atomun əsas hala keçidinə uyğundur. ***Kəskin və diffuz seriyalar***, uyğun

olaraq, kəskin və yayılmış (diffuz) xətlərdən ibarətdir. **Əsas (fundamental)** və ya **Breqmen seriyası** hidrogenin seriyalarına oxşadığına görə belə adlandırılır.

Qeyd edək ki, qələvi metalların şüaudma və şüaburaxma prosesləri üçün də “seçmə qaydası” doğrudur.

§33.2. Spektrin incə quruluşu. Elektronun spini

Şredinger tənliyi atom nüvəsinin və orbital elektronlarının enerji səviyyəsində rol oynayan bütün xassələrini tam dolğunluğu ilə əhatə etmir. Bunu təcrübi faktlar da təsdiq edir. Həmin faktlardan biri ondan ibarətdir ki, qələvi metalların adi spektrində tək olan xətlər ayırdetmə qabiliyyəti çox-çox yüksək olan müasir spektr cihazlarında qoşa görünürlər. Belə qoşa xətlərdən ibarət spektrə xarakter misal natrium atomlarıdır; natrium atomlarının adi spektrindəki xarakter D xətti (ən parlaq sarı xətt) incə spektrdə dalğa uzunluqları $\lambda_1=589.59$ nm və $\lambda_2=589.00$ nm olan və bir-birinə çox yaxın yerləşən iki D_1 və D_2 komponentə parçalanır. Belə “qoşa” xətləri və ümumən çoxkomponentli xətləri olan spektrlər **incə strukturlu spektr** adlanır.

Digər atomların spektr xətlərində də belə parçalanmalar müşahidə olunur. Bəzi maddələrin spektrlərində parçalanan xətlərdəki komponentlərin sayı ikidən də çox olur.

Spektrin incə quruluşu atomdakı elektronların enerji səviyyələrinin iki və daha çox yarım səviyyəyə parçalanması ilə əlaqədardır. Elektronun enerji səviyyəsinin belə parçalanması bu səviyyənin incə strukturlu olmasından irəli gəlir.

Enerji səviyyəsinin parçalanmasını klassik təsəvvürlərlə izah etmək olmur. Həmin çətinliyi aradan qaldırmaq məqsədilə 1925-ci ildə C.Ulenbek və S.Haudsmit belə bir fərziyyə irəli sürdülər ki, atomun şüalanma spektrinin incə quruluşunda əlavə xətlərin müşahidə olunması elektronun əlavə məxsusi mexaniki momentə malik olması ilə əlaqədardır. Onlar bu məxsusi mexaniki momenti **spin** adlandırırdılar. Spinin varlığı elektronun fırfıra kimi öz oxu ətrafında fırlanması ilə əlaqədardır. Lakin sonralar məlum

oldu ki, spin də elektronun yükü və kütləsi kimi elementar zərrəciyin ayrılmaz xasəsidir. Elektrondan başqa əksər elementar zərrəciklər də spinə malikdirlər. Yüklü elementar zərrəciklərdə məxsusi mexaniki momentin varlığı onlarda ***məxsusi maqnit momentinin*** və ya ***spin maqnit momentinin*** də olmasını tələb edir. ***Müsbət elektrik yüklü zərrəciyin məxsusi mexaniki və maqnit momentləri bir-birinə paralel, mənfi yüklü zərrəciyin momentləri isə antiparalel yönəliirlər.***

Maraqlıdır ki, elektrik yükünə malik olmayan bəzi elementar zərrəciklər (məsələn, neytron) də məxsusi maqnit momentinə malikdir. Deyilənlərdən belə nəticə çıxır ki, məxsusi momentlər klassik təsəvvürlərə sığmayan kvant effektidir.

Kvant mexanikasında spin mexaniki momentinin qiyməti $\hbar$ -Plank sabitinin vahidi ilə ölçülür və $S\hbar$ -a bərabərdir. Burada S – ***spin kvant ədədi*** və ya sadəcə ***spin*** adlanır. Elektronun məxsusi mexaniki momenti spin kvant ədədi ilə aşağıdakı kimi ifadə olunur:

$$L_s = \hbar \sqrt{S(S+1)} \quad (33.5)$$

Bildiyimiz kimi, l -in hər bir qiymətinə m_l -in $2l+1$ sayda qiyməti uyğun gəlir. Buna oxşar olaraq elektronun məxsusi momentinin xarici maqnit sahəsi (Z oxu) istiqamətində iki proyeksiyasının olduğunu nəzərə alsaq,

$$2S+1=2$$

yaza bilərik. Buradan elektron üçün $S = \frac{1}{2}$ alınır. Spin momentinin

Z oxu üzərindəki proyeksiyası ona ya paralel, ya da antiparalel yönələ bildiyindən S-kvant ədədi $m_s = \pm \frac{1}{2}$ qiymətlərini,

elektronun məxsusi momentinin proyeksiyası isə $L_{sz} = \pm \frac{1}{2} \hbar$ qiymətlərini ala bilər.

Elektron üçün spin kvant ədədinin $S = \frac{1}{2}$ qiymətini (33.5)-də yerinə yazsaq,

$$L_s = \frac{\sqrt{3}}{2} \hbar \quad (33.6)$$

olar.

Elektronun maqnit momentinin mexaniki momentə nisbəti **hiromaqnit nisbət** adlanır.

$$\frac{\mu}{L} = -\frac{e}{2m_e c} \quad (33.7)$$

Elektron məxsusi mexaniki momentlə yanaşı, həm də məxsusi maqnit momentinə də malikdir. Təcrübə göstərir ki, **atomdakı elektronun məxsusi momentinin hiromaqnit nisbəti orbital momentlərin uyğun nisbətindən iki dəfə çox olur:**

$$\frac{\mu_s}{L_s} = -\frac{e}{m_e c} \quad (33.8)$$

(33.6) ifadəsindən L_s -in qiymətini tapıb (33.8)-də yerinə qoysaq,

$$\mu_s = -\frac{eL_s}{m_e c} = -\frac{e\hbar}{2m_e c} \sqrt{3} = -\mu_B \sqrt{3} \quad (33.9)$$

alırıq. Burada, $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e c} = 0,927 \cdot 10^{-23} \frac{\text{Coul}}{\text{Tl}} - \text{Bor maqnitonu}$ adlanır.

Deməli, spini də nəzərə aldıqda, **atomdakı elektronun tam mexaniki momenti onun orbital və spin momentlərinin cəminə bərabər olar:**

$$\vec{L}_j = \vec{L}_l + \vec{L}_s \quad (33.10)$$

Burada, j – orbital və spin kvant ədədlərini cəmi olub, elektronun **daxili kvant ədədi adlanır:**

$$j = l + S \quad (33.11)$$

Spinin Z oxu üzərindəki proyeksiyasının iki qiyməti

$\left(m_l = \pm \frac{1}{2}\right)$ olduğunu nəzərə alsaq, daxili kvant ədədinin ən kiçik

və ən böyük qiymətləri uyğun olaraq

$$j = l - \frac{1}{2} \text{ və } j = l + \frac{1}{2} \quad (33.12)$$

kimi ifadə olunur.

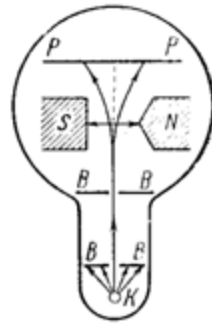
Elektronun tam mexaniki momentinin daxili kvant ədədindən asılılığı üçün aşağıdakı ifadəni yazı bilərik:

$$L_j = \hbar \sqrt{j(j+1)} \quad (33.13)$$

Elektron üçün j -nin sıfır qiyməti mümkün olmadığından (33.13) ifadəsi, yəni elektronun tam mexaniki momenti heç vaxt sıfır olmur.

§33.3. Stern-Herlax təcrübəsi

Elektronun məxsusi momentə malik olmasını, eləcə də atomların maqnit momentlərinin kvantlanması, yəni diskret qiymətlərə malik olmasını birbaşa təsdiq edən təcrübələrdən biri də 1921-ci ildə O. Stern və V. Herlaxın birlikdə qoyduqları təcrübədir. Ştern-Herlax təcrübəsinin prinsipial sxemi aşağıdakı kimidir (şəkil 33.2). İçərisində yüksək vakuum yaradılmış qabın içində K qızdırıcısı və kiçik gümüş parçası yerləşdirilmişdir. Qızdırıcının təsiri nəticəsində gümüş buxarlanır və onun atomları saniyədə bir neçə yüz metrə bərabər olan sürətlə mümkün olan bütün istiqamətlərdə hərəkət edirlər. Ardıcıl qoyulmuş bir neçə BB yarıqları vasitəsilə gümüş atomlarının nazik dəstəsini (atom şüasını) almaq mümkündür. Gümüş atomlarının nazik dəstəsi SN elektromaqnitinin qütbləri arasındakı qeyri-bircins maqnit sahəsindən keçərək PP lövhəsinin üzərinə düşür və bu atomların izini müşahidə etmək olur. Bu təcrübənin əsas çətinliyi ondan ibarət idi ki, bir atomun en kəsiyi daxilində, yəni $\sim 10^{-8}$ sm məsafə boyunca qeyri-bircins maqnit sahəsi yaratmaq mümkün olsun. Lakin, maqnit



Şəkil 33.2

sahəsini yaradan elektromaqnitin qütblərindən biri (N) - "bıçaq" (bir tili iti olan prizma), digəri (S) isə içərisində nov açılmış tircik şəklində götürülərək güclü qeyri-bircins maqnit sahəsi almaq mümkün oldu.

İlk dəfə gümüş atomları ilə aparılan bu təcrübə sonralar digər maddələrin (hidrogen, qələvi metal) atomları üçün də aparıldı. Hidrogen atomları ilə aparılan təcrübə ona görə xüsusi maraq kəsb edir ki, hydrogen atomu - bir dənə elektrondan ibarət olan ən sadə sistemdir. Ştern və Herlax təcrübələri göstərdi ki, hidrogen, gümüş və qələvi metal atomlarından ibarət olan dəstə qeyri-bircins maqnit sahəsindən keçdikdən sonra fotolövhə üzərində maqnit sahəsi olmadıqda verdikləri zolağa nəzərən simmetrik yerləşən iki zolaq verir. Bu isə o deməkdir ki, qeyri-bircins maqnit sahəsindən keçərkən atom dəstəsi əks istiqamətlərə eyni qədər meyl edən iki dəstəyə parçalanır, yəni maqnit sahəsində M_z proyeksiyası qiymətcə bərabər, işarəcə əks olan iki qiymət ala bilər. Bu nəticənin mənasını düzgün başa düşmək üçün xatırlatmaq yerinə düşər ki, bu təcrübələrdə istifadə olunan hidrogen, litium və gümüş atomlarının ən aşağı enerjiyə malik olan halı *s*-haldır və bu halda M orbital momenti və onun M_z proyeksiyası sıfıra bərabər olurr. Bu isə o deməkdir ki, parçalanma yalnız atomun orbital maqnit momenti ilə əlaqədar olsaydı, onda gərək bu halda heç parçalanma da olmayaydı. Yox əgər həmin atomlar *s*-halda olmayıb, *p*-, *d*-, *f*-həyəcanlanmış hallarında olsaydılar, onda gərək atom dəstəsi 3,5,7,... yerə parçalanaydı. Deməli, Ştern-Herlax təcrübələrində atom dəstəsinin parçalanmasını elektronun spinə malik olması ilə izah etmək olar. Belə ki, müşahidə olunan parçalanma onunla əlaqədardır ki, electron, *l*- kvant ədədi ilə xarakterizə olunan orbital momentdən başqa, həm də məxsusi momentə – spinə malikdir. $l=0$ olduqda, üç və daha çox sayda deyil, yalnız iki dənə zolağın alınması onu göstərir ki, sahə istiqamətində spinin proyeksiyası yalnız iki dənə qiymət ala bilər. Yəni, elementin bütün atomlarının spin maqnit momentləri eyni olduqlarından onlar maqnit sahəsindən keçəndə ilkin istiqamətlərdən eyni bucaq qədər yerlərini dəyişəcəklər və bu səbəbdən atomlar dəstəsi maqnit sahəsində

yalnız iki dəstəyə ayrılır. Parçalanmanın qiymətini, sahənin intensivliyini, sahənin qeyri-bircinslik dərəcəsini və təcrübə qurğusunun lazımı həndəsi parametrlərini bilərək atomun maqnit momentini də hesablamaq olar. Doğrudan da, belə hesablamalar nəticəsində μ üçün μ_B - Bor maqnetonuna bərabər qiymət tapılmışdır.

Sonralar təcrübələr göstərdi ki, təkcə birinci sütun elementlərinin atomları deyil, maqnit momentinə malik olan digər elementlərin atomları da bu cür parçalanmalara məruz qalırlar. Lakim, bunların bəzilərində ilkin dəstə iki dəstəyə deyil, dörd, altı, ferromaqnit maddələrdə isə daha çox (məsələn, dəmir atomları doqquz, kobalt atomları isə on) nazik dəstəyə parçalanır.

Qeyd etmək lazımdır ki, Ştern-Herlax təcrübəsi materiyanın çox mühüm xassələrindən birini aşkar etməyə imkan verdiyi üçün öz əhəmiyyətinə görə atom fizikasında sayı o qədər də çox olmayan əsas təcrübələrdən biri hesab edilir.

§33.4. Zeyeman effekti

Elektronun spinə malik olduğunu təsdiq edən hadisələrdən biri də Zeyeman effektidir. 1896-cı ildə Zeyeman nisbətən güclü maqnit sahəsinin və xeyli həssas spektral cihazların vasitəsilə müşahidə edə bildi ki, paramaqnit maddələrin buxarlanan atomlarını, daha dəqiq desək, natrium alovu saçan şamı (ışığ mənbəyini) elektromaqnitin qütbləri arasında yerləşdirdikdə bu mənbədən alınan spektral xətlər parçalanmaya məruz qalır. Bu effektin mahiyyəti ondan ibarətdir ki, paramaqnit maddələrin atomlarını (buxarlarını) bircins maqnit sahəsinin təsirinə məruz qoyduqda, onların şüalanma spektrlərinin xətləri dalğa uzunluqları bir-birinə çox yaxın olan bir neçə komponentə parçalanır.

(Paramaqnit atomları sıfırdan fərqli maqnit momentinə malik olduqlarından onlar xarici maqnit sahəsi ilə qarşılıqlı təsirdə ola bilər).

Kifayət qədər güclü maqnit sahəsində natriumun D –xətti genişlənir və özü də bu genişlənmiş xəttin kənarları polyarizəlanmış

olur. Deməli, Zeyeman spektral xəttin parçalanmasını əslində görməmişdi. Burada ən mühüm cəhət ondan ibarət idi ki, genişlənən spektral xəttin kənarları Lorensin klassik elektron nəzəriyyəsinə uyğun surətdə polyarizəlanmış olur. Əgər Zeyeman daha güclü maqnit sahəsindən və böyük ayırdetmə qabiliyyətinə malik spektral cihazlardan istifadə etmiş olsaydı, natriumun D–xəttinin də parçalanmasını müşahidə edə bilərdi və bu halda, Lorensin göstərdiyi kimi, sadə triplet deyil, parçalanmadan daha mürəkkəb mənzərə alınırdı.

Zeyeman effekti iki cür olur: *normal (sadə) və anomal (mürəkkəb)*. Normal Zeyeman effekti güclü maqnit sahəsində atomların singlet (incə strukturu olmayan) səviyyələrinin parçalanmasından ibarətdir. Singlet səviyyədə optik elektronlar cüt sayda və hər cütdəki elektronların spinləri bir-birinə antiparalel ($\uparrow\downarrow$) olduğundan, onların spin kvant ədədlərinin cəmi sıfırdır. Ona görə də normal Zeyeman effekti üçün spin rol oynamır və bu səbəbdən o klassik təsəvvürlərlə yaxşı izah olunur. Zeyeman effektinin klassik izahını H.Lorens vermişdir. Həmin effektin normal hesab edilməsinin səbəbi də məhz budur. Normal Zeyeman effekti qələvi-torpaq elementlərinin, eləcə də sink kadmiyum və cıvə atomlarının spektrlərində daha asanlıqla müşahidə olunur.

Anomal Zeyeman effekti atomların multiplət səviyyələrinin zəif maqnit sahəsində çoxlu sayda komponentə parçalanmasından ibarətdir. Məlumdur ki, natrium atomlarının incə spektrində onun D xəttinin multipləti dubletdir. Maqnit sahəsində onun D_1 xətti dörd, D_2 xətti isə altı komponentə parşalanır. Bu effektin anomal hesab edilməsi onun klassik təsəvvürlərlə izah oluna bilməməsi ilə əlaqədardır.

Kvant mexanikası isə hər iki effekti çox yaxşı izah edir: maqnit sahəsində paramaqnit atom əlavə enerji qazanır. Bu enerjinin qiyməti atomun maqnit momentinin xarici maqnit sahəsi üzərindəki proyeksiyasından və deməli maqnit momentinin istiqamətindən asılıdır. Bu istiqamətlərin sayı $2j+1$ olduğundan enerji səviyyəsi $2j+1$ sayda yarımsəviyyəyə parçalanır. Daxili kvant ədədi, orbital və spin kvant ədədlərinin cəmindən ibarət olduğundan (bax

33.11 ifadəsi) Zeyeman effekti spinin varlığını təsdiq edir.

Zəif maqnit sahəsində həm sinqlet, həm də multiplet səviyyələr parçalanır və buna müvafiq spektrdə əlavə komponentlər də əmələ gəlir.

Lakin, sinqlet səviyyələr üçün spin-orbital qarşılıqlı təsir mövcud olmadığından xarici maqnit sahəsində belə səviyyələrin parçalanması yalnız həmin sahə güclü olduqda müşahidə olunur.

Zəif maqnit sahəsində multiplet xətlərin əlavə komponentləri arasındakı məsafə onların təbii komponentləri arasındakı məsafədən az olur və ona görə də onlar müşahidə edilir. Sahə gücləndikcə əlavə komponentlər arasındakı məsafə böyüyür və ona görə də multipletin əlavə komponentləri təbii komponentlərə qarışır və yalnız sinqlet xətlərin parçalanmaları müşahidə edilir.

Atomların spektr xətləri sabit elektrik sahəsində də komponentlərə parçalanır. J.Starkin 1913-cü ildə aşkar etdiyi bu hadisə də məhz atomların həyəcanlanması nəticəsində onların enerji səviyyələrinin parçalanması ilə əlaqədardır.

§ 33.5. Atomda elektronların enerji səviyyələri üzrə paylanması

Atomda hər bir elektronun halı 4 kvant ədədi ilə (*baş kvant ədədi - n , orbital və ya azimutal kvant ədədi - l , maqnit kvant ədədi - m_l və spin kvant ədədi - m_s*) təyin olunur. Məsələn, hidrogen atomunun yeganə elektronu birinci qərarlaşmış (stasionar) səviyyədə yerləşdiyindən bu atomun əsas halı $1s^1$ kimi göstərilir ($n = 1, l = 0, m_l = 0, m_s = 1/2$). Atomda elektronların sayı artırsa, yeni kimyəvi elementlər yaranır. Klassik baxımdan atomun normal (həyəcanlaşmamış) halında elektronlar onlar üçün mümkün olan ən aşağı enerji səviyyələrində yerləşməlidirlər. Atomda minimum enerji səviyyəsi $n=l$ halına uyğundur. Buradan belə çıxır ki, normal halda bütün elektronlar əsas enerji səviyyəsində olmalıdırlar. Lakin təcrübələr bunun tam əksini, yəni atomda elektronların müxtəlif enerji səviyyələri üzrə paylandığını göstərir.

1925 – ci ildə V. Pauli tərəfindən irəli sürülmüş və onun adını daşıyan ***Pauli prinsipi*** adlanan kvant mexanikası qanununa əsasən atomda elektronların müxtəlif enerji səviyyələri üzrə paylanma qaydasını müəyyən etmək olar. ***Pauli prinsipinə görə verilmiş enerji səviyyəsində eyni kvant ədədləri ilə (n, l, m_l və m_s) xarakterizə olunan yalnız bir elektron ola bilər və ya istənilən atomda eyni dörd kvant ədədləri dəsti ilə təyin edilən iki elektron ola bilməz .***

Yuxarıda qeyd edildiyi kimi, spin kvant ədədini nəzərə almadıqda baş kvant ədədinin verilmiş qiymətinə n sayda hallar uyğundur. Bu hallar bir-birindən orbital və maqnit kvant ədədlərinə görə fərqlənilirlər. Baş, orbital və maqnit kvant ədədlərinin eyni qiymətilə təyin olunan halı isə spin kvant ədədlə fərqlənir. Spin kvant ədədi iki müxtəlif qiymət aldığı üçün n -in verilmiş qiymətinə uyğun kvant halların sayı $2n^2$ olar. Buradan görünür ki, $n=1$ olduqda, həmin səviyyəyə uyğun elektronların sayı 2, $n=2$ olduqda, həmin səviyyəyə uyğun elektronların sayı 8, $n=3$ olduqda, həmin səviyyəyə uyğun elektronların sayı 16 və s. olur (cədvəl 33.1).

Cədvəl 33.1

n -in qiyməti	1	2	3	4	5	6	7
Təbəqənin işarələnməsi	K	L	M	N	O	P	Q
Təbəqədə elektronların maksimal sayı	2	8	18	32	50	72	98

Baş kvant ədədi eyni olan halların məcmusu ***təbəqə*** adlanır. Təbəqələr n -in qiymətlərindən asılı olaraq cədvəl 33.1-də təsvir olunan baş hərflərlə və ya n -in göstəricisi olan rəqəmlərlə işarə olunur. Hər bir təbəqə isə özlüyündə n ***örtükdən*** ibarət olur. Örtüklər l -in qiymətlərinə görə fərqlənilirlər. Lakin, n -in hər bir qiymətinə l -in n sayda, l -in hər qiymətinə m_l -in $2l+1$ sayda və nəhayət, m_l -in hər qiymətinə m_s -in 2 qiyməti uyğun gəlir. Beləliklə,

eyni n, l, m_l, m_s halında - 1 elektron, eyni n, l, m_l halında - 2 elektron, eyni n, l halında - $2(2l+1)$ elektron və eyni n halında - $2n^2$ sayda elektron yerləşir. Bu qayda ilə elektronların verilmiş kvant ədədlərinə uyğun maksimal sayı cədvəl 33.2-də göstərilmişdir.

Cədvəl 33.2

Kvant ədədləri	Elektronların maksimal sayı
n, l, m_l, m_s	1
n, l, m	2
n, l	$2(l+1)$
n	$2n^2$

Buradan aydın olur ki, $n = 1, l = 0, m_l = 0, m_s = \pm \frac{1}{2}$ sas halında 2 elektron olur. Onların spini bir-birinin əksinə yönəlidir. Bu hal $1s^2$ kimi göstərilir. $n=2, l=0, m_l=0, m_s = \pm \frac{1}{2}$ halı $2s^2$, $n=2, l=1, m_l = -1, 0, 1, m_s = \pm \frac{1}{2}$ halı $2p^6$ olur və s.

Cədvəl 33.3-də ilk 3 təbəqə üçün bu konfigurasiyalar göstərilmişdir.

s -elektronları 2-dən, p -elektronları 6-dan, d -elektronları 10-dan, f -elektronları 14-dən və s. artıq ola bilməz.

Elektronun atomda hansı kvant halında olması onun enerji və impulsundan asılıdır. Çoxelektronlu atomda elektronların orbital (M_l) və spin (M_s) momentləri toplanaraq atomun yekun momentini (M_y) təyin edirlər. M_l və M_s əlaqəli olduğundan, atomlarda spin-orbital qarşılıqlı təsiri mövcud olur. Çoxelektronlu atomların əksəriyyətində elektronların orbital momentləri öz aralarında daha güclü qarşılıqlı təsirə malik olduğundan, onlar toplanaraq yekun orbital (M_L), spin momentləri isə toplanaraq atomun yekun spin (M_s) momentlərini əmələ gətirirlər.

Cədvəl 33.3

təbəqə	K	L				M									
n	1	2				3									
l	0	0	1			0	1			2					
m_l	0	0	-1	0	1	0	-1	0	1	-2	-1	0	1	2	
m_s	$\pm\frac{1}{2}$	$\pm\frac{1}{2}$	$\pm\frac{1}{2}$	$\pm\frac{1}{2}$	$\pm\frac{1}{2}$	$\pm\frac{1}{2}$	$\pm\frac{1}{2}$	$\pm$	$\pm\frac{1}{2}$	$\pm\frac{1}{2}$	$\pm\frac{1}{2}$	$\pm\frac{1}{2}$	$\pm\frac{1}{2}$	$\pm\frac{1}{2}$	
konfigurasiya	$1s^2$	$2s^2$	$2p^6$			$3s^2$	$3p^6$			$3d^{10}$					
elektronların sayı	2	2	6			2	6			10					
elektronların ümumi	2	8				18									

Orbital kvant ədədi l tam və ya sıfır ola bildiyindən, yekun orbital kvant ədədi L də tam ədəd və ya sıfır ola bilər. Yekun spin kvant ədədi S isə elektronların sayının cüt və ya tək olmasından asılı olaraq tam və ya $(\frac{1}{2} + \text{tam})$ ola bilər. Elektronların sayı (N) cüt olduqda spinlərin istiqamətindən, yəni onların paralel və ya antiparalel olmasından asılı olaraq $S = \frac{N}{2}$ -dən sıfıra qədər *tam qiymətləri* ala bilər. Məsələn, $N = 4$ olduqda $S = 2; 1; 0$ ola bilər.

N tək olduqda S həmişə $(\frac{1}{2} + \text{tam})$ olur. Məsələn, $N = 5$ olduqda S -in mümkün qiymətləri $\frac{5}{2}, \frac{3}{2}, \frac{1}{2}$ ola bilər.

M_L və M_S cəmlənərək atomun yekun momenti M_Y -ni əmələ gətirirlər. Yekun M_Y momentinə uyğun gələn Y kvant ədədi $Y = L + S; L + S - 1; \dots; |L - S + 1|; |L - S|$ kimi qiymətlərdən birini ala bilər. Aydındır ki, N tək olduqda Y $(\frac{1}{2} + \text{tam})$, N cüt olduqda isə, tam olur. Atomun L , S və Y kvant ədədlərindən istifadə edərək onun əsas **termi** təyin edilir: $^{2S+1}L_Y$. Əsas termi eyni olan atomlar oxşar kimyəvi xassələrə malik olurlar. L -in qiymətlərindən asılı olaraq termlər S ($L = 0$), P ($L = 1$), D ($L = 2$), F ($L = 3$), G ($L = 4$) və s. kimi baş hərflərlə işarə olunurlar. Məsələn, 3P_0 , 3P_2 , 3P_3 termləri $S = 1$ və $L = 1$ kimi eyni qiymətə malik olmaqla, tam kvant ədədi Y -nin qiymətinə görə fərqlənir və bu termlərə uyğun atomlar tamamilə müxtəlif kimyəvi xassələrə malik olurlar.

Qeyd edək ki, Pauli prinsipi müasir atom və nüvə fizikasının inkişafında çox böyük rol oynadı. Mendeleyevin elementlərin dövrü sistemini də bu prinsip əsasında nəzəri olaraq əsaslandırmaq mümkün oldu. Pauli prinsipi olmadan kvant statistikasını və müasir bərk cisimlər nəzəriyyəsini yaratmaq mümkün olmazdı.

§33.6. Elementlərinin dövrü sistemi

1869 – cu ildə D. İ. Mendeleyev elementlərin kimyəvi və fiziki xassələrinin onların atom kütlələrindən asılı olaraq dövrü (periodik) dəyişməsi qanununu kəşf etmişdir. Əgər kimyəvi elementləri onların atom kütlələrinin artması ardıcılığı ilə düzsək, onda **dövr** (period) adlanan düzgün aralıqdan bir, yəni periodik olaraq, elementlərin fiziki – kimyəvi xassələrinin oxşarlığını müşahidə edərik. **Mendeleyev cədvəli** (cədvəl 33.4) adlanan elementlərin

dövri sistemində oxşar xassəli elementlər *qrupları* əmələ gətirirlər ki, onlar da cədvəl 33.4-də şaquli sütunlarda yerləşmişlər. Üfiqi sıralar isə (cədvəl 33.4) *dövrələr* adlanırlar və ərəb rəqəmləri ilə işarə olunurlar. Lakin Mendeleyev onun dövründə məlum olan 64 kimyəvi elementi cədvələ yerləşdirərkən, bir sıra hallarda atom kütlələrinin artması prinsipindən imtina etmək məcburiyyətində qalmışdır. Mendeleyev elementin *sıra nömrəsi* anlayışını daxil etdi və kimyəvi elementləri onların sıra nömrələrinin artmasına görə yerləşdirərək, elementlərin kimyəvi xassələrinin dəyişməsində tam periodikliyə nail oldu. Bu zaman, bəzi kimyəvi elementlər məlum olmadığından, dövri cədvəldə bu elementlərə aid olan yerlər boş qalmışdır. Beləliklə, özünün kəşf etdiyi qanuna əsasən bir sıra yeni kimyəvi elementlərin mövcudluğunu əvvəlcədən deməyə (məsələn, qallium, skandium, germanium və s.) və onların kimyəvi xassələrini təsvir etməyə nail oldu. Qeyd edək ki, sonralar bu elementlər kəşf edilmiş və Mendeleyevin yeri boş qalan elementlər haqqında əvvəlcədən dediyi fikrlər tam olaraq təsdiq edilmişdir.

Mendeleyevin elementlərinin dövri sisteminin əsasında aşağıdakı şərtlər durur:

- kimyəvi elementin sıra nömrəsi onun elektronlarının və ya nüvəsindəki protonların sayına bərabər olmalıdır;
- Pauli prinsipi gözlənilməlidir;
- Kvant ədədlərinə uyğun səviyyələr dolduğu halda növbəti elektron yeni səviyyəyə keçməlidir. Lakin növbəti elektronun halına potensial enerjinin minimum qiyməti uyğun gəlməlidir. Elə ola bilər ki, n -ə uyğun səviyyələrdən birində “boş” yer olsun, ancaq növbəti elektron $n+1$ səviyyəsinə keçsin. Bu səviyyənin enerjisi əvvəlki “boş” yerin səviyyəsindən kiçik olur. Belə hal n -in böyük qiymətlərində baş verir.

Yeni atom yaranarkən əlavə olunan elektron enerji təsvirində Paulli prinsipinin icazə verdiyi ən aşağı enerjili kvant halında

məskunlaşmalıdır. Əlavə olunan elektron atomda L , S və Y kvant ədədlərinin (əsas termin) və buna görə də kimyəvi xassələrin dəyişməsinə səbəb olur. Elektronlarla tam dolmuş örtük üçün orbital və spin momentlərinin cəmi sıfıra bərabər olduğundan ($L = 0$, $S = 0$) belə örtüyün yekun momenti də sıfıra bərabər olur ($Y = 0$). Məsələn, $3d$ örtüyündə m_l -in qiymətləri $-2, -1, 0, 1, 2$ olduğundan, on elektron yerləşə bilər. Bu örtük tam dolduqda $L = \sum m_l = 0$. Hər özəkdə spinləri bir-birinə əks olan iki elektron yerləşə bildiyindən $S = 0$. Beləliklə, atomun yekun momentini hesabladıqda tam dolmuş örtükləri nəzərə almamaq olar. Ona görə də elektronların sayı artdıqca hər hansı örtüyün dolması ilə atomun əsas termləri dövrü olaraq təkrarlanacaqdır. Bu isə elementlərin dövrü sisteminin fiziki olaraq izahı deməkdir.

Hidrogen atomunda olan yeganə elektron $1s$ halında məskunlaşır: $L = 0$, $S = \frac{1}{2}$, $Y = \frac{1}{2}$ və hidrogenin əsas termi $^2S_{1/2}$ olur.

Növbəti element heliumda elektronların sayı 2-dir. Hər iki elektron $1s$ özəyində antiparalel spinlə məskunlaşa bildiyindən, He -un elektron quruluşu $1s^2$ olur. $L = 0$, $S = 0$, $Y = 0$ olduğundan əsas term 1S_0 kimi təyin olunur. Heliumda K təbəqəsi tam dolur və növbəti elementin əsas termini hesabladıqda bu təbəqəni nəzərə almamaq olar.

Dövri cədvəldə növbəti üçüncü element olan litiumun üçüncü elektronu S tam dolduğundan, yalnız L təbəqəsinin $2s$ örtüyündə yerləşə bilər. Onun elektron quruluşu $1s^2 2s^1$, kvant ədədləri $L = 0$, $S = \frac{1}{2}$, $Y = \frac{1}{2}$, əsas termi $^2S_{1/2}$ olub, hidrogenlə tam uyğunluq təşkil edir. Beləliklə, H və Li oxşar fiziki və kimyəvi xassələrə malik olmalıdırlar. Lakin, litiumun üçüncü elektronu hidrogenə nisbətən daha yüksək enerji səviyyəsində yerləşdiyindən nüvə ilə əlaqəsi zəifləyir, bu isə onun optik və kimyəvi xassələrini kəmiyyətcə hidrogendən fərqləndirir.

Növbəti 7 elektron L təbəqəsinin özəklərini tədricən doldurur. Atomdakı elektronların sayı 10 olduqda L təbəqəsi tam dolur və uyğun neon elementinin elektron quruluşu $1s^2 2s^2 2p^6$ şəklində göstərilə bilər. Kvant ədədləri $L = 0$, $S = 0$, $Y = 0$, əsas term 1S_0 olub, heliumla tam uyğunluq təşkil edir. Əsas termi 1S_0 olan elementlər ***təsirsiz qazlar*** qrupunu təşkil edirlər. Neondan sonra növbəti elektron M təbəqəsində məskunlaşdığından alınan natrium elementinin elektron konfigurasiyası $1s^2 2s^2 2p^6 3s^1$, kvant ədədləri $L = 0$, $S = \frac{1}{2}$, $J = \frac{1}{2}$ əsas termi $^2S_{\frac{1}{2}}$ olub hidrogen

və litiumla uyğunluq təşkil edir. Bu elementlər oxşar optik və kimyəvi xassələrə malik olub ***qələvi metallar*** qrupunu təşkil edirlər. Cədvəl 33.5-də dövrü sistemin ilk 19 elementi üçün kvant hallarının dolma ardıcılığı və hesablanan əsas termləri göstərilmişdir.

Göründüyü kimi təbəqələrin dolması ilə əsas termlər də təkrarlanır. Bu isə fiziki və kimyəvi xassələrin təkrarlanması deməkdir. Cədvələ nəzər salsaq, bəzi kvant hallarının məskunlaşmasında kənarçıxmaların da mövcud olduğunu görürük. Məsələn, kaliumda son elektron $3d$ örtüyündə deyil, baş kvant ədədi (enerjisi) daha böyük olan $4s$ örtüyündə məskunlaşır.

Çoxelektronlu atomda kvant halının enerjisi qeyd edilən 4 kvant ədədinin hər birindən asılıdır. Enerjinin m_l və m_s -dən asılılığı çox zəifdir, çünki spin orbital qarşılıqlı təsirinin enerjisi kvant halının məxsusi enerjisinə nəzərən çox kiçikdir

Halın enerjisi baş kvant ədədi n -dən daha güclü, l -dən isə nisbətən zəif asılıdır. Kvant hallarının enerjisi müqayisəsi $l+n$ cəmi əsasında təyin olunmalıdır. Əgər iki örtük üçün $l+n$ eynidirsə, n -i böyük örtük daha böyük enerjiyə malik olur və bu halda yeni gələn elektron l -i daha böyük (n -i kiçik) örtükdə məskunlaşır. Məsələn, $2p$ və $3s$ örtükləri üçün $l+n=3$ olduğundan, $2p$ örtüyü daha tez dolur. Lakin n -in böyük qiymətlərində elə kvant halları mövcud ola bilər ki, n -in daha

böyük qiymətlərinə daha kiçik enerji uyğun gəlir.

Cədvəl 33.5

Ele- ment- lərin adı	n	1k	L (n=2)				M (n=3)					N (n=4)			Əsas term	
	l	1S	2S	2P (l=1)			3S	3P (l=1)			3d (l=2)	4S	4P	4d		
	m _l	0	0	1	0	-1	0	1	0	-1	2;1;0;-1;-2	0	1;0;-1	2;1;0;-1;-2		
1.H	I dövr	↑	-	-	-	-										² S _{1/2}
2.He		↑↓	-	-	-	-										¹ S ₀
3.Li	II dövr	2	↑	-	-	-										² S _{1/2}
4.Be		2	↑↓	-	-	-										¹ S ₀
5.B		2	2	↑	-	-										² P _{1/2}
6.C		2	2	↑	↑	-										³ P ₀
7.N		2	2	↑	↑	↑										⁴ S _{3/2}
8.O		2	2	↑↓	↑	↑										³ P ₂
9.F		2	2	↑↓	↑↓	↑										² P _{3/2}
10.Ne		2	2	↑↓	↑↓	↑↓										¹ S ₀
11.Na	III dövr	2	2	2	2	2	↑	-	-	-						² S _{1/2}
12.Mg		2	2	2	2	2	↑↓	-	-	-						¹ S ₀
13.Al		2	2	2	2	2	2	↑	-	-						² P _{1/2}
14.Si		2	2	2	2	2	2	↑	↑	-						³ P ₀
15.P		2	2	2	2	2	2	↑	↑	↑						⁴ S _{3/2}
16.S		2	2	2	2	2	2	↑↓	↑	↑						³ P ₂
17.Cl		2	2	2	2	2	2	↑↓	↑↓	↑						² P _{3/2}
18.Ar		2	2	2	2	2	2	↑↓	↑↓	↑↓						¹ S ₀
19.K	IV dövr	2	2	2	2	2	2	2	2	2	-	↑	-	-		² S _{1/2}

Məsələn, qeyd etdiyimiz kimi, kaliumun 19-cu elektronu $3d$ səviyyəsinə keçmir, $4s$ səviyyəsinə keçir. Bu onunla əlaqədardır ki, $4s$ səviyyəsinin enerjisi $3d$ səviyyəsinin enerjisindən azdır. Kalsiumun da 20-ci elektronu $4s$ səviyyəsinə keçir. 21-ci element olan Skandiumdan başlayaraq $3d$ səviyyəsi dolmağa başlayır və səviyyələrin normal doyma qaydası 36-cı element olan Kriptona qədər davam edir. 37-ci element olan Rubidiumun axırıncı elektronu $5s$ səviyyəsinə keçir və ona görə də onun xassələri qələvi metallar olan Na və K-un optik və kimyəvi xassələrinə oxşayır.

Stronsiumun da elektronu $5s$ səviyyəsinə keçir və xassələri Kalsiumun xassələrinə oxşar olur. Beləliklə, görünür ki, Mendeleyevin dövrü sistemində eyni qrupda yerləşən atomların xassələrinin oxşar olması onların elektron konfigurasiyalarının

oxşarlığı ilə əlaqədardır.

Bildiyimiz kimi, baş kvant ədədləri ($n=1, 2, 3, 4, 5, \dots$) atomun elektron təbəqəsinin nömrəsini göstərir. Bu təbəqələri isə *K, L, M, N, O, P, \dots*, ilə işarı edirlər. Bu işarələrlə dövrü sistemin bütün elementləri üçün elektron konfigurasiyasını yazmaq olar. (cədvəl 33.6).

Cədvəl 33.6

Təbəqələr	Yarımörtüklər	Təbəqədəki elektronların sayı
K	$1s^2$	2
L	$2s^2, 2p^6$	8
M	$3s^2, 3p^6$	8
N	$4s^2, 3d^{10}, 4p^6$	18
O	$5s^2, 4d^{10}, 5p^6$	18
P	$6s^2, 4f^{14}, 5d^{10}, 6p^6$	32
Q	$7s^2, 6d^{10}, 5f^{14}, \dots$	

Elektronların sayı 1-ci və 2-ci örtükləri tam doldurar, yəni elektronların sayı 10-a qədər olan atomlarda örtüklər və təbəqələr üst-üstə düyür və yarımörtüklər normal ardıcılıqla doldurulur. Bu hal dövrü sistemin ilk 10 elementinin atomlarına aiddir (cədvəl 33.7). 3-cü örtüyün isə yalnız *s* və *p* yarımörtükləri normal ardıcılıqla doldurulur. Bu qayda Mendeleyev cədvəlində sıra nömrəsi 11 olan Na-dan sıra nömrəsi 18 olan Ar-a qədər olan elementlərin atomlarına aiddir. 3-cü örtüyün *d* yarımörtüyünün enerji səviyyəsi 4-cü örtüyün *4s* və *4p* yarımörtükləri arasındakı enerji səviyyəsinə uyğun gəldiyindən, bu yarımörtük 4-cü örtüyə aid edilir. Belə kənara çıxmalar 4- cüdən sonrakı örtüklərin hamısında, yəni 19-cu elementdən sonra gələn elementlərdə müşahidə edilir.

Elektronların kvant hallarını tutma ardıcılığı və atomun əsas terminin hesablanması **Hundun** təklif etdiyi 2 qayda ilə tənzimlənilir.

Cədvəl 33.7

Dövr	Element	Elektron konfigurasiyası
1	2	3
1	1 H hidrogen 2 He helium	$1s^1$ $1s^2$
2	3 Li litium 4 Be berilium 5 B bor 6 C karbon 7 N azot 8 P oksigen 9 F fluor 10 Ne neon	Helium konfigurasiyası+ $2s^1$ $2s^2$ $2s^2 2p^1$ $2s^2 2p^2$ $2s^2 2p^3$ $2s^2 2p^4$ $2s^2 2p^5$ $2s^2 2p^6$
3	11 Na natrium 12 Mg maqnezium 13 Al alüminium 14 Si silisium 15 P fosfor 16 S kükürd 17 Cl xlor 18 Ağ arqon	Neon konfigurasiyası+ $3s^1$ $3s^2$ $3s^2 3p^1$ $3s^2 3p^2$ $3s^2 3p^3$ $3s^2 3p^4$ $3s^2 3p^5$ $3s^2 3p^6$
4	19 K kalium 20 Ca kalsium 21 Sc skandium 22 Ti titan 23 V vanadium 24 Cr xrom 25 Mn marqans Keçid elementləri 26 Fe dəmir 27 Co kobalt 28 Ni nikel 29 Cu mis 30 Zn sink	Arqon konfigurasiyası+ $4s^1$ $4s^2$ $4s^2 3d^1$ $4s^2 3d^2$ $4s^2 3d^3$ $4s^2 3d^4$ $4s^2 3d^5$ $4s^2 3d^6$ $4s^2 3d^7$ $4s^2 3d^8$ $4s^1 3d^{10}$ $4s^2 3d^{10}$
5	31 Ga qallium 32 Ge germanium 33 As sürmə 34 Se selen 35 Br brom 36 Kr kripton	$4s^2 4p^1 3d^{10}$ $4s^2 4p^2 3d^{10}$ $4s^2 4p^3 3d^{10}$ $4s^2 4p^4 3d^{10}$ $4s^2 4p^5 3d^{10}$ $4s^2 4p^6 3d^{10}$

Hundun birinci qaydası özəklərin (eyni l , müxtəlif m_l -ə malik kvant hallarının) dolma ardıcılığını müəyyən edir. Bu prinsipə görə eyni elektron quruluşuna malik termlərdən yekun spin kvant ədədi S ən böyük və S -ə uyğun, L -in ən böyük qiymətlərinə malik olan kvant halı daha kiçik enerjiyə malik olur. Yəni özəklərdə elektronlar Pualli prinsipi əsasında elə paylanırlar ki, əvvəl atomun yekun spinini ən böyük olsun, sonra L -in də qiyməti ən böyük olsun. Məsələn, $2p$ örtüyünə düşən ilk elektron $m_l = 1$ olan özəkdə, ikinci elektron $m_l = 0$ olan özəkdə, üçüncü $m_l = -1$ olan özəkdə spinləri paralel olmaqla məskunlaşırlar. Dördüncü elektron $m_l = 1$ özəyində I elektrona antiparalel spinlə məskunlaşır və oksigen elementi üçün cədvəldə göstərilən quruluş reallaşır.

Hundun ikinci qaydası atomun əsas terminin hesablaması prinsipini müəyyənləşdirir. Bu qaydaya görə əgər örtükdəki kvant hallarının yarından azı elektronlar tərəfindən tutulubsa, bütün spinlər bir-birinə paralel düzülür ($S = \sum m_s$), L ən böyük qiymətlərinə malik olur ($L = \sum m_l$) və bu halın enerjinin daha kiçik qiymətinə uyğun gəlməsi üçün yekun kvant ədədi $J = |L - S|$ kimi təyin olunmalıdır. Örtükdəki kvant hallarının yarından çoxu elektronlar tərəfindən tutulduqda isə atomun yekun kvant ədədi $J = L + S$ kimi hesablanır. Məsələn, karbon (C) atomunda $2p$ örtüyündə məskunlaşan 2 elektron kvant hallarının yarından azını tuturlar və kvant ədədləri $S = \sum m_s = 1$, $L = \sum m_l = 1$ $J = |L - S| = 0$ əsas term isə 3P_0 olar. Oksigen atomunun $2p$ örtüyündəki 4 elektron kvant hallarının yarından çoxunu doldurduğundan, $S = 1$, $L = 1$, $J = L + S = 2$, əsas term isə 3P_2 olur. Müxtəlif atomların Hund qaydası əsasında hesablanmış termləri cədvəldə nümayiş etdirilir.

XXXIV Fəsil

Molekulların quruluşu

§34.1. Molekulyar spektrlər

Molekulların enerji halları ayrı-ayrı atomlardan təşkil olunmuş *molekulun bütövlükdə fırlanması* və molekulu əmələ gətirən *atomların bir-birinə nisbətən rəqsləri*, eləcə də atomlarının *elektron konfigurasiyalarının dəyişmələri* nəticəsində yaranır. Fırlanma halları bir-birindən olduqca kiçik enerji intervalları ilə ($\sim 10^{-3} \text{ eV}$) ayrılmışlar və bu hallar arasında keçidlərə uyğun spektrlər dalğa uzunluğunun çox kiçik oblastında ($0,1 \text{ mm} \div 1 \text{ sm}$) yerləşirlər. Rəqsi hərəkətə uyğun enerji halları böyük enerji intervalları ilə ($\sim 0,1 \text{ eV}$) ayrılmışlar və rəqs spektrləri dalğa uzunluğunun infraqırmızı oblastında ($0,001 \text{ mm} \div 0,1 \text{ mm}$) yerləşirlər. Molekulların elektron hallarının enerjisi isə böyükdür (valent elektronlarının enerji səviyyəsi arasında interval bir neçə elektronvolt (eV) təşkil edir) və bu hallar arasında keçidlərə uyğun spektrlər dalğa uzunluğunun görünən və ultrabənövşəyi (UB) oblastında yerləşirlər. Bu spektrlər öz növbəsində konkret molekul barədə ətraflı təsəvvür yaradır.

Molekul iki və ya daha çox atomun *stabil birləşməsi* nəticəsində yaranır. “Stabil birləşmə” o deməkdir ki, molekul onu təşkil edən atomlara parçalanması üçün xarici mənbədən enerji almalıdır. Başqa sözlə, molekul bir sistem kimi ona görə mövcuddur ki, bağlı sistemin enerjisi qarşılıqlı təsirdə olmayan ayrı-ayrı atomların enerjisindən kiçikdir. Əgər müəyyən qrup atomlar daxilində qarşılıqlı təsir onların ümumi enerjisini azaldırsa, onda molekul yarana bilər, əks təqdirdə molekul əmələ gələ bilməz.

Çoxlu sayda atomlardan təşkil edilmiş molekulun xassəsi həddən çox mürəkkəbdir. Ona görə də sadə molekulu (iki atomlu) öyrənmək daha məqsədə uyğundur.

Atomları molekulda saxlayan qüvvə ən xarici elektronların qarşılıqlı təsiri nəticəsində meydana çıxır. Daxili örtükdəki elektronlar öz yerində qalır. Bu onunla sübut edilir ki, ağır elementlərin rentgen spektrləri o elementlərin hansı kimyəvi tərkibə daxil olmasından asılı deyildir.

Molekulun optik spektri isə, onun tərkibinə daxil olan atomların spektrlərinə qətiyyən oxşamır.

Elementlərin ancaq fiziki xassələrinə deyil, kimyəvi xassələrinə aid olan dövrilik, kimyəvi əlaqələrin ən xarici örtükdəki elektronlara məxsus olduğunu göstərir.

İkiatomlu molekulda iki növ əlaqə ayırd etmək olar. Bunlardan biri elə molekullara aiddir ki, onlardakı elektronların bir hissəsi hər iki nüvə ətrafında hərəkət edir. Bu cür əlaqə **atom əlaqəsi** adlanır. Atom əlaqəsi, bir qayda olaraq, elektron cütü tərəfindən əmələ gəlir; bu cür cütün elektronlarının spin momentləri bir-birinə əks istiqamətdə yönəlir.

İkinci növ əlaqə o vaxt yaranır ki, molekullarda elektronlar iki qrupa ayrılmış olsun və bunlardan hər biri həmişə nüvələrdən birinin ətrafında qalsın. Belə molekullarda o vaxt möhkəm əlaqə yaranır ki, nüvələrdən birinin ətrafında elektron artıqlığı, digərinin ətrafında isə çatışmazlığı olsun. Bu vaxt molekul elə bil bir-birini çəkən əks işarəli iki iondan ibarət olur. Bu cür əlaqə **ion əlaqəsi** adlanır.

Molekulların spektrləri atomlarından kəskin fərqlənir. Belə ki, atomların spektrləri adətən, seriyanın kənarına yaxın zəifləyir və nisbətən seyrək yerləşmiş xətlərdən ibarətdir. Xarici elektronların sayı az olan atomlardakı seriyaların sayı çox deyil. Molekulların spektrlərində çox böyük sayda ayrı-ayrı xətlər xarakterik toplanmalar əmələ gətirir. Bunların hər birinin bir kənarında xətlər o qədər sıxlaşmış olur ki, hətta orta ayırdetmə qabiliyyətinə malik olan cihazla müşahidə etdikdə onlar birləşmiş şəkildə görünür. Uzaq infraqırmızı oblastda ikiatomlu molekullar daha sadə spektrlər verir.

Molekulların spektrində üç cür qanunauyğunluq var:

- **ayrı-ayrı xətlərin zolaq əmələ gətirməsi;**

- *zolaqların qruplarda toplanması;*
- *spektrdə bir neçə qrup zolağın olması.*

Molekulların spektrində müşahidə olunan bu qanunauyğunlular uyğun olaraq, molekulun enerjisini də üç növə ayırmağa imkan verir:

- *bütöv molekulun fırlanma enerjisi W_f ,*
- *molekulun tərkibinə daxil olan atomların nüvələrinin öz tarazlıq vəziyyəti ətrafında rəqs enerjisi W_r ,*
- *molekulun elektron örtüklərinin enerjisi W_{el} -dir.*

Tam enerji bu enerjilərin cəminə bərabərdir:

$$W = W_{el} + W_r + W_f \quad (34.1)$$

Bu növ enerjilərinin (W_{el} , $W_{rəqs}$, $W_{fır}$) ayrı-ayrılıqda öyrənilməsi molekulun spektrinin quruluşunu təhlil etmək üçün əhəmiyyətlidir.

Şəkil 34.1-də ikiatomlu molekul üçün elektron, rəqs və daha sıx yerləşmiş fırlanma səviyyələri göstərilmişdir. $W_{el(1)}$ səviyyəsinə bitişən səviyyələr molekulun əsas elektron halına, $W_{el(2)}$ -yə bitişən səviyyələr isə - birinci həyəcanlanma halına uyğundur. $N=0, 1, 2, \dots$ rəqs səviyyələri üçün $W_f=0$; ən sıx yerləşmiş fırlanma səviyyələri enerjinin (W_f) müxtəlif qiymətləri ilə fərqlənir. Elektron səviyyələr arasında “məsafə” (aralıq) $\sim 1 \div 10$ eV, qonşu rəqs səviyyələri arasında $10^{-2} \div 10^{-1}$ eV, qonşu fırlanma səviyyələri arasında $\sim 10^{-5} \div 10^{-3}$ eV təşkil edir.

Molekul kiçik enerji kvantlarını udduqda (şəkil 34.1, keçid a), fırlanma keçidləri baş verir ki, onların da toplusu uzaq infraqırmızı (İQ) və mikrodalğa oblastında yerləşmiş fırlanma spektrini əmələ gətirir ($\lambda = 10^{-2} \div 1$ sm). Rəqslərə uyğun səviyyələr daha böyük enerjili kvantlarla həyəcanlandırılır və bu keçidlər zamanı yaranan rəqs spektrləri zolağı yaxın İQ oblastda ($1 \div 50$ mkm) yerləşir. Elektron səviyyələr arasında keçidlər görünən və UB oblastda ($\lambda = 100-800$ nm) yerləşən zolaqlar verir və onlar elektron spektri əmələ gətirirlər.

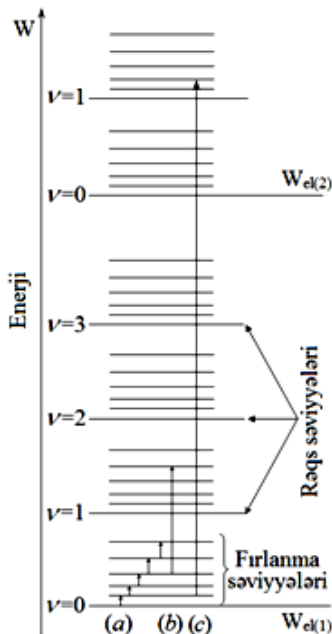
Əgər həyəcanlanma enerjisi W_r enerjisini aşmırsa, “təmiz halda” yalnız fırlanma spektrləri alınır. Rəqslərə uyğun keçidlər isə fırlanma keçidləri (şəkil 34.1, keçid b), elektron keçidləri isə həm

rəqsi, həm də fırlanma keçidləri ilə müşayiət olunur (şəkil 34.1, keçid c).

Keçidlərin bu müxtəlifliyi rəqsi, xüsusilə də elektron spektrlərin xətlərinin çoxluğunu şərtləndirir. Əgər elektron səviyyələri həyəcanlanmışsa, onda elektron keçidləri zolağın spektrdə yerini, müşayiət edən rəqsi və fırlanma keçidləri isə bu zolağın strukturunu təyin edir.

Molekulların quruluşu və onların energetik səviyyələrinin xassələri molekulyar spektrlərdə aşkar surətdə meydana çıxır. Ümumiyyətlə, ***molekulyar spektr dedikdə molekulların enerji səviyyələri arasında kvant keçidləri zamanı meydana çıxan şüalanma (udulma) spektrləri başa düşülür.*** Molekulun şüalanma spektri onun energetik səviyyələrinin quruluşu və uyğun ***seçmə qaydaları*** əsasında müəyyən olunur. Məsələn, həm rəqsi, həm də fırlanma hərəkətləri üçün kvant ədədlərinin dəyişməsi ± 1 olmalıdır.

Müxtəlif növ keçidlərdə səviyyələr arasında müxtəlif cür molekulyar spektr yaranır. Elektron



Şəkil 34.1

spektrlərində spektral xətlərin tezliyi bir elektron səviyyəsindən digər səviyyələrə keçidlərə uyğun gəlir. Həmçinin rəqsi (fırlanma) spektrlərində müxtəlif rəqsi (fırlanma) səviyyələri arasında keçidlər əsas rol oynayır. Deyilənlərdən əlavə molekulların ***elektron – rəqsi*** və ***elektron–fırlanma spektrləri*** də mövcuddur. Buna görə də molekulların spektri kifayət qədər mürəkkəb quruluşa malikdir.

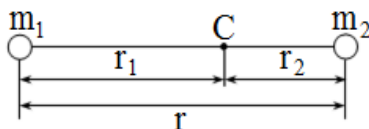
Beləliklə, demək olar ki, ikeatomlu molekulun saf fırlanma hərəkətinin spektrləri, uzaq infraqırmızı oblastda bir-birindən eyni məsafədə yerləşən bir sıra xətlərdən ibarətdir.

Tipik molekulyar spektrlər – zolaqlı spektrlər az və ya çox dərəcədə

dar zolaqların ultrabənövşəyi, görünən və infraqırmızı oblastda məcmusundan ibarətdir. Böyük ayırıcılıq qabiliyyətinə malik spektral cihazlar tətbiq etməklə görmək olar ki, zolaqlar bir-birinə çox yaxın yerləşmiş xətlərdən ibarətdir və buna görə də çox çətin ayırd edilə bilirlər. Molekulyar spektrlərin quruluşu müxtəlif molekullar üçün bir - birindən fərqlənir və molekulda atomların sayı artdıqca daha da mürəkkəbləşir, nəticədə bütöv eninə zolaqlar müşahidə olunur. Qeyd edək ki, rəqsi və fırlanma spektrinə ancaq çoxatomlu molekullar malikdir. İkiatomlu molekullar isə belə spektrə malik deyil. Bu onunla əlaqədardır ki, ikiatomlu molekullar dipol momentinə malik deyillər.

§34.2. Molekulun fırlanma spektrləri

Molekulların sərbəst fırlanması yalnız maddənin qaz halında mümkündür. Molekulun kütlə mərkəzindən (C) keçən ox ətrafında fırlana bilən ikiatomlu molekulun nümunəsində fırlanma spektrinin yaranmasının bəzi xüsusiyyətlərini nəzərdən keçirək (şəkil 34.2).



Şəkil 34.2.

Bildiyimiz kimi, fırlanan molekulun kinetik enerjisi

$$W_f = \frac{I_0 \omega_r^2}{2} = \frac{(I_0 \omega_r)^2}{2I_0} = \frac{L^2}{2I_0} \quad (34.1)$$

düsturu ilə hesablanır. Burada, I_0 – molekulun seçilən oxla görə ətalət momenti, L isə – impuls momentidir. Əgər $m_1 r_1 = m_2 r_2$ və $r = r_1 + r_2$ (nüvələrarası məsafə) olduğunu nəzərə alsaq,

$$I_0 = m_1 r_1^2 + m_2 r_2^2 = \mu r^2 \quad (34.2)$$

olar. Burada, μ – **gətirilmiş kütlə** adlanır və aşağıdakı kimi ifadə olunur:

$$\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \quad (34.3)$$

Onda, ikiatomlu molekulun fırlanmasına kütləsi - μ və ətalət momenti - I_0 olan bir hissəciyin fırlanması kimi baxmaq olar. İkiatomlu molekulun bərk cisim kimi impuls momenti

$$L = \hbar \sqrt{J(J+1)} \quad (34.4)$$

kvantlanır, fırlanma enerjisi isə aşağıdakı qiymətləri ala bilər:

$$W_f = \frac{\hbar^2}{2I_0} \cdot J(J+1) \quad (34.6)$$

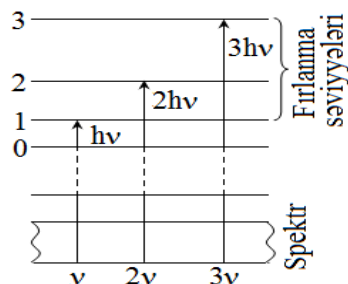
Burada, $J=0,1,2,3,\dots$ - **fırlanma kvant ədədi** adlanır və fırlanma səviyyəsinin sıralanmasını göstərir. (34.5) düsturundan görünür ki, J - nin artması ilə fırlanma səviyyələri getdikcə bir-birindən uzaqlaşır.

Yalnız fırlanma spektrində qonşu fırlanma səviyyələri arasında keçid mümkündür, yəni J - fırlanma kvant ədədinin mümkün dəyişmələri **seçmə qaydası** ilə məhdudlanır: $\Delta J = \pm 1$. Bu cür keçidlərdə enerjinin dəyişməsi isə

$$\Delta W_f = W_{J+1} - W_J = \frac{\hbar^2}{2I_0} (J+1) = h\nu \quad (34.7)$$

şəklində olar. Əgər molekulun ətalət momenti sabit olarsa ($I_0 = \text{const}$), (34.6) və (34.7) düsturlarından alınır ki, fırlanma spektri bir-birindən bərabər məsafədə yerləşən xətlərdən ibarət olur. Bu xətlərə $h\nu$, $2h\nu$, $3h\nu, \dots$ enerji səviyyələri uyğundur (şəkil 34.3).

Qonşu spektral xətlərin tezliklər fərqi yalnız molekulun ətalət momentindən asılıdır:



Şəkil 34.3

$$\nu = \frac{\hbar^2}{2\pi I_0} \quad (34.8)$$

Əgər spektrdən ν təyin olunarsa, onda molekulun ətalət momenti (I_0) hesablanar, sonra isə rabitənin uzunluğu (r) təyin olunar

bilər.

Molekulun kütlə və ölçüləri artdıqda səviyyələr arası məsafə azalır və spektr bütövlükdə daha uzun dalğa oblastına sürüşür.

Fırlanma keçidləri, tədqiq olunan qazı xüsusi mənbədən alınan İQ şüalarla şüalandırmaqla alınır. Nəticə isə udmanın (buraxmanın) şüalanma tezliyindən asılılığı şəklində qeyd olunur. Qeyd edək ki, fırlanma spektrini yalnız dipol momentinə malik molekullar verə bilər.

§34.3. Molekulun rəqsi spektrləri

İkiatomlu molekulda hər iki atomun nüvələri elektronlarla qarşılıqlı təsirdə olduğuna görə, müəyyən tarazlıq vəziyyəti vardır ki, onlar bu tarazlıq vəziyyəti ətrafında rəqs edə bilər.

Nüvələr arasındakı məsafəni r_0 ilə işarə edək (şəkil 34.4, a). Nüvənin tarazlıq vəziyyəti $r=r_0$ halına uyğun gəlir. Onda nüvələrin tarazlıq vəziyyəti ətrafında kiçik yerdəyişməsi zamanı təsir edən qüvvəni kvazielastiki qüvvə kimi götürmək olar:

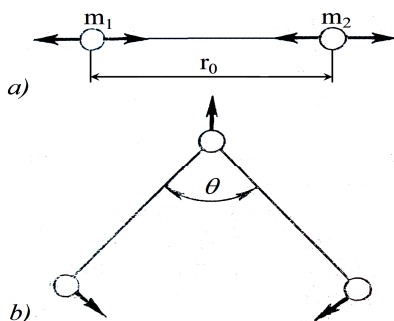
$$f = -k(r - r_0) \quad (34.9)$$

Nüvələr bir-birinə yaxınlaşdıqda f qüvvəsi müsbət (dəfətmə qüvvəsi), əksinə, nüvələr bir-birindən uzaqlaşdıqda isə f qüvvəsi (cəzb qüvvəsi) mənfi olur.

Atomlar molekulda tərpənməz bağlı olmayıb müəyyən tarazlıq vəziyyəti ətrafında rəqslər edirlər. Rəqslərin iki növünü bir-birindən fərqləndirirlər: ***rabitə xətti boyunca atomların valent rəqsləri*** (şəkil 34.4, a) və ***deformasiya rəqsləri*** (şəkil 34.4, b).

Hər iki növ rəqslər qüvvə sabitləri

ilə xarakterizə olunur ki, bu kəmiyyət də rabitələrin elastikliyini və valent bucaqlarını (θ) təyin edir. Rəqsi spektrlərdə yalnız molekulun dipol momentinin dəyişməsi ilə bağlı olan nüvə rəqsləri



Şəkil 34.4

özünü büruzə verir.

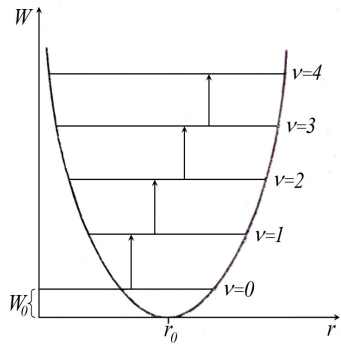
Sadə ikiatomlu molekulu harmonik ossilyator kimi təsəvvür etmək olar. Bu cür ossilyatorun potensial əyrisi, yəni atomların potensial enerjisinin onlar arasındakı r məsafədən asılılığı paraboladır və onun təpə nöqtəsi enerjinin minimumuna uyğun olub, atomlar arasında tarazlıq məsafəsini (r_0) göstərir (şəkil 34.5). Ossilyatorun məxsusi tezliyi

$$\nu = \frac{1}{2\pi} \cdot \sqrt{\frac{k}{\mu}} \quad (34.10)$$

düsturu ilə təyin olunur. Burada, μ - *molekulun gətirilmiş kütləsi*, k isə *qüvvə sabiti* olub rabitənin elastikliyi xarakterizə edir. Kvant mexanikasında harmonik ossilyatorun enerjisi aşağıdakı düsturla təyin olunur:

$$W_r = h\nu \left(v + \frac{1}{2} \right) \quad (34.11)$$

Burada, $v=0, 1, 2, 3, \dots$ qiymətlərinə malik *rəqsi kvant ədədi* adlanır. Seçmə qaydasına görə yalnız qonşu səviyyələr arasında keçidlər mümkündür: ($\Delta v = \pm 1$). (34.11) düsturuna uyğun olaraq, səviyyələr bir-birindən bərabər məsafədə olduqlarından, göstərilən seçmə qaydası o deməkdir ki, verilmiş molekul üçün xarakterik olan yeganə tezlik (ν) vardır:



Şəkil 34.5

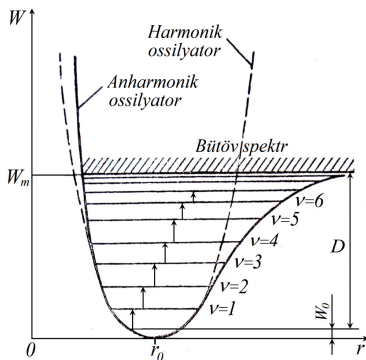
$$\Delta W_r = h\nu = \hbar \sqrt{\frac{k}{\mu}} \quad (34.12)$$

yəni, k sabiti böyük olduqca, səviyyələr bir-birindən daha aralı yerləşir və ν tezliyi daha böyük olur.

$v=0$ qiymətinə malik rəqsi kvant ədədinə uyğun ossilyatorun

enerjisi ($W_0 = \frac{h\nu}{2}$) **sıfır enerji** adlanır. Hətta, maddənin temperaturu mütləq sıfıra yaxınlaşdıqda belə, molekulda atomların “**sıfır rəqsləri**” qalır və onlara uyğun enerjini nəzərə almamaq mümkün deyil (məsələn, su molekulu üçün $W_0 \approx 0,25 \text{ eV}$).

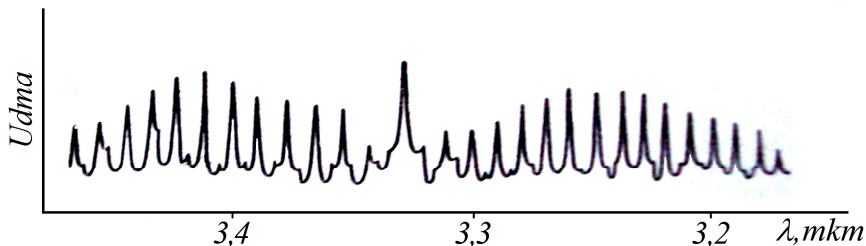
Çoxatomlu molekularda sıfır rəqslərin enerjisi daha böyük ola bilər. Real ikiatomlu molekulun enerji səviyyələrinin yerləşməsi harmonik ossilyatorun səviyyələrinin yerləşməsindən fərqlənir. (şəkil 34.6). Buna görə o, **anharmonik ossilyator** adlanır.



Şəkil 34.6

Əgər həyəcanlanma böyük deyilsə (yəni, ν kiçikdir), bu səviyyələr bir-birindən eyni məsafədə yerləşir və bu zaman molekul yeganə tezlikli kvant harmonik ossilyatoru hesab oluna bilər. Molekulun rəqs enerjisi maksimum qiymətinə W_m bərabər olduqda, **molekulun dissosiasiyası** baş verir. Bu hadisə bütöv spektrin yaranmasına uyğundur. Dissosiasiya enerjisi (D) rəqsi spektrdən hesablanır və onun əsasında molekulda rabitənin möhkəmliyi qiymətləndirilir.

Əgər maddə qaz halındadırsa, rəqsi səviyyələrlə eyni zamanda molekulun fırlanma səviyyələri də həyəcanlanır. Bu halda spektrdə, bir udma xətti əvəzinə, yaxın yerləşmiş xətlərin toplusu – zolaq



Şəkil 34.7

alınır və o, xarakterik fırlanma sturukturuna malikdir. Şəkil 34.7-də metan (CH_4) qazının udma zolağının spektrogrammı verilmişdir.

Rəqsi və rəqsi-fırlanma spektrləri molekulda ayrı-ayrı atom və atomlar qrupunun hərəkəti ilə bağlı ətraflı informasiya mənbəyidir. Bu isə öz növbəsində mürəkkəb molekulun tədqiq etməyə imkan verir.

§34.4. Molekulun elektron spektrləri

Molekulların elektron konfigurasiyasının yenidən qurulması ilə bağlı elektron keçidləri, eyni zamanda rəqsi və fırlanma keçidləri ilə müşayiət olunur. Buna görə də elektron spektrlər rəqsi və fırlanma spektrlərindən mürəkkəb olub, əksər hallarda bir-birinə qovuşan enli udma zolaqlarından ibarət olur (şəkil 34.8).



Şəkil 34.8

Elektron spektrlər istənilən aqreqat halında olan bütün maddələrə xasdır. Molekulları sərbəst olan qaz spektrlərində zolaqların rəqsi-fırlanma strukturu, ayırd etmə qabiliyyəti yüksək olanda, özünü büruzə verir; maye və bərk cisimlərin spektrlərində yalnız rəqsi xarakterli struktur özünü göstərir. Molekulda atomların sayı artıqca rəqsi səviyyələr bir-birinə daha yaxın yerləşir və bir-birini həyəcanlandırır. Nəticədə zolaqlar üçün xas olan quruluş silinir və hətta yox olur.

Elektron udma spektrlərini almaq üçün maddəni ağ işıqla (yaxud UB) şüalandırırlar. Molekullar onlardan müəyyən tezlikləri seçir. Maddədən keçən və sonradan dalğa uzunluğuna görə ayrılan şüalanma elektron udma spektrini əmələ gətirir. Əgər maddə görünən oblastda udursa, onda keçən işıq “rəngli” olur ki, bu da maddənin rəngini şərtləndirir. Maddənin görünən rənglənməsi (rəngi) onların udduğu rənglərə əlavədir.

Praktik mühüm maddələrin əksəriyyəti görünən və UB oblastda işləmək üçün intensiv udma zolaqlarına malikdir. Məsələn,

hemoglobin (414 nm), zülal (280 nm), nuklein turşularının (265 nm) xarakter udma zolaqları onların məhlulda miqdarını təyin etməyə imkan verir.

Elektron spektrlər məhlulun elektron təbəqəsi haqda informasiya almağa imkan verir. Rabitənin dəyişməsi, molekulda atom, yaxud atomlar qrupunun əvəzlənməsi elektron spektrin xarakterinə təsir edir. Elektron təbəqənin yenidən qurulması udma zolağı sürüşməsinə və intensivliyin dəyişməsinə səbəb olur. Bu səbəbdən molekulaların ionlaşması maddənin rənginin dəyişməsinə səbəb olur.

§34.5. Işığın kombinasiyalı səpilməsi

1928-ci ildə Q.Lansberq və L.Mandelstam və onlarla eyni vaxtda hind fizikləri Ç.Raman və K.Krişnan işığın kombinasiyalı səpilməsi hadisəsini kəşf etdilər. Hadisənin mahiyyəti ondan ibarətdir ki, işığın qaz, maye və şəffaf kristallardan keçməsi zamanı yaranan səpilmə spektrində sürüşməmiş xətlə, yəni düşən işığın tezliyi (ω_0) ilə yanaşı, tezliyi

$$\omega = \omega_0 \pm \omega_i \quad (34.13)$$

şəklində təyin olunan yeni xətlər müşahidə olunur. Burada, ω_i - rəqs və fırlanma keçidləri tezliklərinin kombinasiyası olan tezlik olub **kombinasiya sürüşməsi** adlanır. Müşahidə olunan şüalanma xətlərinin tezlikləri rəqs və fırlanma tezliklərinin kombinasiyası kimi ifadə oluna bildiyinə görə, bu effekt **ışığın kombinasiyalı səpilməsi** adlanır. Tezliyi düşən işığın tezliyindən kiçik olan ($\omega < \omega_0$) şüalanma xətləri **stoks xətləri**, böyük olan ($\omega > \omega_0$) şüalanma xətləri isə **antistoks xətləri** adlanır.

Kombinasiyalı səpilmə spektrlərində müşahidə olunan ω_0 tezliyindən kiçik ($\omega_0 - \omega_i$) tezlikli xətlər **stoks (yaxud qırmızı) peyklar**, ω_0 tezliyindən böyük ($\omega_0 + \omega_i$) tezlikli xətlər isə **antistoks (vaxud bənövşəyi) peyklar** adlanır (şəkil 34.9). Kombinasiyalı səpilmə spektrlərinin analizi aşağıdakı nəticələrə gətirir:

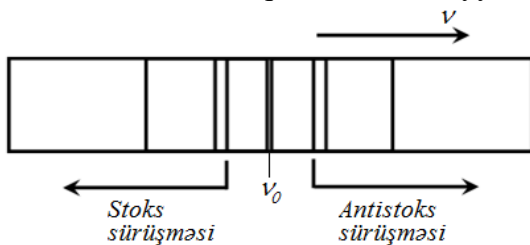
- peyklərə uyğun xətlər sürüşməyən xəttə görə simmetrik yerləşirlər;

- məxsusi ω_i tezlikləri düşən işığın tezliyindən asılı olmayıb, ancaq səpici maddədən asılıdır və həmin maddənin quruluşu və tərkibini xarakterizə edir;

- peyklərin sayı səpici maddənin təbiətindən asılıdır;
- antistoks peyklərin intensivliyi stoks peyklərin intensivliyinə nisbətən azdır və maddənin temperaturu artdıqca böyüyür, eyni zamanda stoks peyklərinin tezlikləri praktiki olaraq temperaturdan asılı olmur.

Kombinasiyalı səpilmənin izahı ancaq kvant nəzəriyyəsi əsasında mümkündür.

Bu nəzəriyyəyə əsasən işığın səpilməsi molekul tərəfindən bir foton udulması və bir fotonun buraxılması prosesidir. Əgər fotonların enerjisi eynidirsə, onda səpilən işıqda sürüşməyən xətt



Şəkil 34.9

müşahidə olunur. Ancaq elə səpilmə prosesləri mümkündür ki, bu zaman udulan və şüalandırılan fotonların enerjisi eyni olmur. Fotonların enerjisinin müxtəlifliyi molekulun normal haldan həyəcanlanmış hala keçməsinə (buraxılan foton az enerjiyə malik olur – stoks peyki yaranır) və ya həyəcanlanmış səviyyədən normal səviyyəyə keçir (antistoks peyki yaranır).

İşığın səpilməsi molekulun müxtəlif rəqsi və fırlanma səviyyələri arasında keçidlərlə müşayiət olunur ki, bu zaman bir sıra simmetrik yerləşmiş peyklər yaranır. Beləliklə, peyklərin sayı molekulun energetik spektri ilə, daha doğrusu, səpici maddənin təbiətindən asılıdır.

Həyəcanlanmış molekulların sayı həyəcanlanmamışların sayından dəfələrlə az olduğu üçün, antistoks peyklərin intensivliyi də stoks peyklərinə nisbətən çox zəifdir. Temperatur artdıqca həyəcanlanmış molekulların sayı artır və nəticədə antistoks peyklərin intensivliyi də artır.

Molekulyar spektrlər və o cümlədən kombinasiyalı səpilmə

spektrləri molekulların quruluşu və xassələrini öyrənmək üçün molekulyar spektral analizdə, lazer spektroskopiyasında, kvant elektronikasında və s. tətbiq olunur.

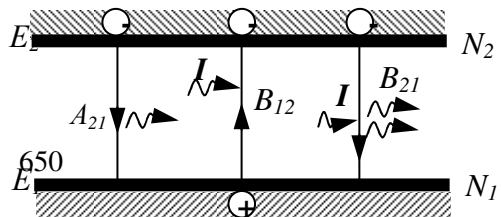
§ 34.6. Məcburi şüalanma. Lazerlər

Bildiyimiz kimi işıq şüası dx – qalınlıqlı maddə daxilindən keçdikdə, onun intensivliyinin azalması Buger qanununa (29.22) tabe olur. Bu azalma, işıq şüasının maddəni təşkil edən atomlarla qarşılıqlı təsiri ilə əlaqədardır. Yəni, bu qarşılıqlı təsir zamanı işıq şüası enerjisinin bir hissəsi atomlar tərəfindən udulur və bu udulma nəticəsində atom E_1 enerjisi səviyyəsindən E_2 enerji səviyyəsinə keçir. Atom E_2 yuxarı səviyyəsindən aşağı E_1 enerji səviyyəsinə keçərək bu enerjilər fərqiə bərabər enerji şüalandırır.

Bizim indiyə qədər nəzər yetirdiyimiz optik keçidləri yüksək enerjili səviyyədən aşağı enerjili səviyyəyə özbaşına (spontan) və aşağı enerji səviyyəsindən daha yüksək enerjili səviyyəyə düşən şüanın təsiri ilə məcburi keçidlər kimi səciyyələndirmək mümkündür. Spontan keçidlər foton şüalanması ilə, məcburi keçidlər isə fotonun udulması ilə müşayiət olunur. Spontan keçidlərin ehtimalı yalnız atomların məxsusi xassələri ilə təyin olunduğundan, düşən işığın intensivliyindən asılı olmur. Udulmaya uyğun məcburi keçidlərin ehtimalı isə həm atomların xassələrindən, həm də düşən işığın intensivliyindən asılıdır.

1918-ci ildə A.Eynşteyn göstərdi ki, şüalanma ilə cisim arasında tarazlığın mövcud olması üçün bu iki növ keçid kifayət deyil. İstilik şüalanmasında udulma və şüalanma qabiliyyətləri arasında əlaqə mövcud olduğundan, düşən şüanın intensivliyinin istənilən qiymətində tarazlıq halının bərpa oluna bilməsi üçün spontan şüalanma keçidləri ilə yanaşı, düşən işığın intensivliyindən asılı olan məcburi şüalanma keçidlərinin də mövcud olması zəruridir.

Termodinamik
təsvirlərdən istifadə
edən Eynşteyn şüalanmaya



Şəkil 34.10

və yudulmaya uyğun gələn məcburi keçidlərin ehtimallarının bərabər olduğunu sübut etdi. Məcburi şüalanma spontan şüalanmaya nəzərən bir sıra üstün xassələrə malikdir. Belə ki, məcburi şüalanmanın fazası, tezliyi, polyarizasiyası və yayılma istiqaməti düşən şüa ilə tam üst-üstə düşür, məcburedici şüa ilə məcburi keçidə uyğun şüalar ciddi koherentliyə malik olurlar.

Məcburi şüalanmanın bu xassələri yeni növ işıq mənbələri olan lazerlərin yaradılması ilə nəticələndi. Məcburi şüalanma keçidlərinin mövcud olması Eynşteynə istilik şüalanmasının əsas funksiyasını ifadə edən Plank düsturunu nəzəri olaraq çıxarmağa imkan vermişdir.

Enerji E_1 və E_2 , uyğun səviyyələrində elektronların sayı N_1 və N_2 olan atomda keçid ehtimalları A_{21} olan spontan B_{12} və B_{21} olan məcburi keçidlər mümkündür (şəkil 34.10).

Keçid ehtimalı zamandan asılı olmayan A_{21} spontan şüalanma keçidləri bir-biri ilə əlaqədə olmadığından şüalar koherent olmurlar. Vahid zamanda belə keçidlərin sayı $N_2 A_{21}$ kimi təyin olunur. Yalnız düşən fotonun təsiri altında reallaşa bilən B_{12} məcburi keçidlərinin miqdarı həm şüalanma intensivliyindən, həm də uyğun səviyyədəki atomların sayından asılı olub, $f(\nu, T) B_{21} N_2$ kimi təyin olunur. A_i və B_i Eynşteyn əmsalları adlanır. Termodinamik tarazlıq halında $N_2 \rightarrow N_1$ və $N_1 \rightarrow N_2$ keçidlərinin sayı bərabər olmalıdır.

$$N_1 \cdot B_{12} \cdot f(\nu, T) = N_2 \cdot B_{21} \cdot f(\nu, T) + N_2 \cdot A_{21} \quad (34.14)$$

Səviyyələrdə zərrəciklərin sayı Bolsman paylanması ilə təyin olunduğundan,

$$N_1 = N_0 e^{\frac{-E_1}{kT}}, \quad N_2 = N_0 e^{\frac{-E_2}{kT}}$$

olar. Onda, $\frac{N_1}{N_2} = e^{\frac{E_2 - E_1}{kT}}$; $E_2 - E_1 = h\nu$ olduğunu nəzərə alsaq,

(34.14) ifadəsindən

$$f(\nu, T) = \frac{A_{21}}{B_{12} e^{\frac{h\nu}{kT}} - B_{21}} \quad (34.15)$$

kimisi şüalanma funksiyasını təyin edə bilərik. $T \rightarrow 0$ olduqda $f(\nu, T) \rightarrow \infty$ olması üçün bu ifadənin məxrəci sıfıra bərabər olmalıdır, yəni $B_{12} = B_{21}$ şərti ödənilməlidir. Onda (34.15) ifadəsindəki paylanma funksiyası

$$f(\nu, T) = \frac{A_{21}}{B_{12}} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (34.16)$$

şəklinə düşər. A_{21}/B_{12} əmsalını təyin etmək üçün Eynşteyn kiçik tezliklər oblastında mütləq qara cismin şüalanma qabiliyyəti üçün Reley-Cins düsturunun doğru olması faktından istifadə etdi. Reley-Cins funksiyası ilə (34.16) ifadəsinin müqayisəsi

$$\frac{A_{12}}{B_{12}} = \frac{2\pi\nu}{c^2} h\nu \quad (34.17)$$

olduğunu müəyyən etməyə imkan verdi. (34.17)-ni (34.16)-da nəzərə alsaq, Plank düsturunu almış olarıq.

XX əsrin 50-ci illərində rus fizikləri Basov və Proxorovun, eləcə də amerika alimi Taunsun müşahidə etdiyi mikro elektromaqnit dalğalarının ($\lambda - 1,65 \text{ sm}$) müəyyən mühitərdən keçərkən güclənməsi hadisəsi Eynşteynin kəşf etdiyi məcburi şüalanma ilə izah olundu. Bu ilk optik kvant generatoru-mazerin yaradıcıları 1964-cü ildə Nobel mükafatına layiq görüldülər. Optik diapozonda işləyən analoji cihaz 1960-cı ildə Meyman tərəfindən quruldu və lazer adlandırıldı. Lazer ingiliscə məcburi şüalanmanın köməyi ilə işığın güclənməsi sözlərinin baş hərflərini (***Light Application by Stimulated Emission of Radiation***) ifadə edir.

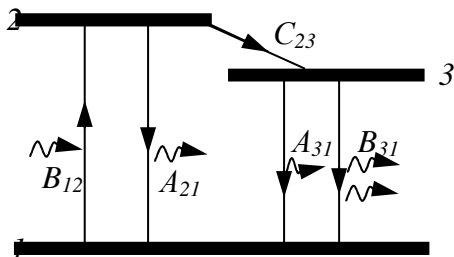
Mühitə ν tezliyinə malik işıqla təsir etdikdə məcburi $1 \rightarrow 2$ (B_{12}) və $2 \rightarrow 1$ (B_{21}) keçidləri reallaşa bilər (şəkil 34.10). B_{12} keçidləri işığın udulmasına və mühitdən keçdikdə zəifləməsinə, B_{21} keçidləri isə şüalanmaya, yəni işığın güclənməsinə səbəb olur. Bu keçidlərdən hansının üstünlük təşkil etməsi mühitdən keçən işığın yekun intensivliyinin artması və ya azalmasını müəyyən edir. B_{21}

keçidlərinin intensivliyi N_2 -dən asılı olduğu üçün düşən işığın güclənməsi üçün elə şərait yaratmaq lazımdır ki, 2 halında olan atomların sayı 1 halında olanların sayından çox olsun. Bu şərait atom hallarının *invers məskunlaşması* adlanır.

$$\frac{N_2}{N_1} > 1 \text{ olarsa, } E_2 - E_1 > 0 \text{ olduğundan, } e^{\frac{E_2 - E_1}{kT}} < 1 \text{ şərti}$$

$T < 0$ halına uyğun gəlir. Mühitin bu halı *mənfi mütləq temperatur* hal adlanır. Deməli mühitdən keçən işığın kohorent güclənməsi üçün, sistem «mənfi mütləq temperatur» halında olmalıdır. Qeyd edək ki, bu hal tarazlıq halı olmadığı üçün termodinamika ilə heç bir ziddiyyəti yoxdur. Bu sadəcə olaraq mənfi udma əmsalına malik mühitin yaradılması deməkdir.

Lazerlərin yaradılması elə invers məskunlaşmaya malik mühitin alınması ilə reallaşmışdır. Bu məqsədlə ilk dəfə **yaqut** ($Al_2O_3 + 0,05 \text{ at } \% Cr^{+3}$) adlanan maddədən istifadə edilmişdir. Cr^{+3} ionları Al_2O_3 -də yaşama müddəti kəskin fərqlənən bir neçə metalstabil səviyyə yaradırlar. Cr-un Al_2O_3 -də əsas səviyyələri şəkil 34.11-də təsvir olunmuşdur. Əsas halı 1 ilə göstərilən Cr ionları güclü udulan ($\lambda = 5600 \text{ Å}$) işığın təsiri ilə həyəcanlanaraq B_{12} keçidləri ilə 2 halına keçirlər. Bu səviyyədə yaşama müddəti 10^{-8} san olduğundan, həyəcanlanmış atomların bir hissəsi ani olaraq A_{21} keçidi ilə əsas hala qaydır, bir qismi isə S_{23} keçidləri vasitəsilə enerjisinin bir hissəsini kristal qəfəsə verərək 3 halında ilişib qalırlar. Seçmə qaydası $3 \rightarrow 1$ keçidlərini qadağan etdiyindən, bu halda olan həyəcanlanmış Cr atomlarının yaşama müddəti 2 halına nisbətən $\sim 10^5$ dəfə böyük olub, 10^{-3} san tərtibindədir. Belə xassəyə malik



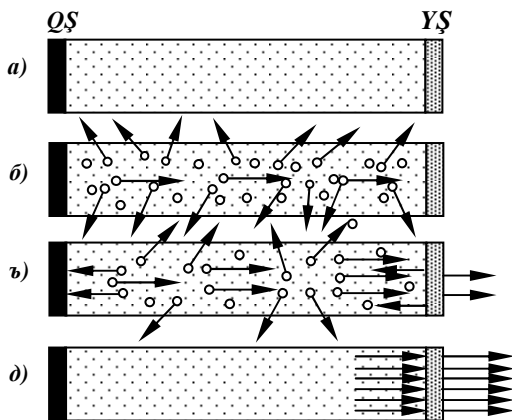
Şəkil 34.11

səviyyə **metalstabil hal** adlanır. Həyəcanlaşmanı davam etdirdikdə, müəyyən müddətdən sonra 3 metalstabil səviyyəsi tam dolur və ona görə də bu hala malik Cr ionlarının miqdarı əsas 1 halındakı Cr ionlarının sayından daha çoxdur və optik həyəcanlaşmanı kəsdikdə sistem invers məskunlaşma halında olur. Xrom ionlarının metalstabil 3 halından 1 əsas halına qayıtmasında həm spontan A_{31} , həm də məcburi B_{31} keçidləri iştirak edir. Məcburi şüalanma aktlarının baş vermə zamanı spontan keçidlərə nəzərən çox kiçik olduğundan, 3 halına həyəcanlaşmış atomların əksəriyyəti məcburi keçidə məruz qalaraq enerjisi $E_3 - E_1 = h\nu$ (dalğa uzunluğu $\lambda = 6943 \text{ \AA}$) olan kohorent işıq şüalandırır.

Koherent şüaları bir yerə yığmaq üçün uzunluğu 5 sm, diametri 1 sm olan yaqut kristalının ucları cilalanaraq böyük dəqiqliklə paralel olan formaya salınır. Sonra kristalın uclarına gümüş çəkilərək bir tərəfində qeyri-şəffaf (QŞ), digər tərəfində

isə şüaların lazım gəldikdə çıxma bilməsi üçün yarı şəffaf (YŞ) güzgülər yaradılır. Buna **rezonator** deyilir. Şəkil 34.12-də yaqut kristalı əsasında yaradılan rezonatorun iş prinsipi təsvir olunmuşdur. Nöqtələr Cr atomlarının əsas halını, həlqələr isə həyəcanlaşmış halını təsvir edir.

Rezonator başlanğıc halda həyəcanlaşmamış haldadır (a). Güclü ksenon lampaları ilə işıqlandırdıqda yaqut kristalları güclü həyəcanlanmaya məruz qalaraq invers məskunlaşma halına keçirlər (b). Həyəcanlaşmış atomların bir hissəsi A_{31} spontan keçidləri ilə



Şəkil 34.12

müxtəlif istiqamətlərə dağılır, B_{21} keçidinə uyğun gələn fotonların isə bir hissəsi kristalın oxu üzrə hərəkət edərək yeni məcburi keçidlər yaradırlar (c). Bu fotonlar dəstəsinin intensivliyi kiçik olduğu üçün kristalı tərk edə bilməyərək, onun uclarındakı güzgülərdən dəfələrlə əks olunur və yeni məcburi şüalanmalar nəticəsində zaman keçdikcə güclənirlər. Nəhayət məcburi şüalanma fotonları yüksək intensivliyə malik olduqda rezonatorun yarımsəffaf ucundan nazik işıq dəstəsi şəklində xaric olunurlar (d). Qeyd edək ki, lazerlər çox kiçik *f.i.ə*-na malik olurlar, çünki həyəcanlanan atomların yalnız cüzi bir hissəsi istiqamətlənmiş məcburi şüalanma dəstəsində iştirak edirlər.

Lazer şüalarının bir neçə əsas xüsusiyyətlərini qeyd edək:

- onlar yüksək dərəcədə monoxromatikdirlər ($\Delta\lambda \approx 0,1 \text{ \AA}$).
- çox yüksək fəza və zaman koherentliyinə malikdirlər.
- dağılma bucağı çox kiçik ($\sim 10^5 \text{ radian}$) olan, yüksək istiqamətliyə malik dar işıq dəstəsi almağa imkan verir. Yerdən buraxılmış belə işıqla Ayı işıqlandırmaq mümkün olur və buraxılan 1 mm diametrli işıq dəstəsi Ay səthində diametri 3 km olan işıqlanan sahə yaradır.

- kiçik davam etmə müddətinə (sürəkliliyə) malik yüksək intensivlikli işıq impulsları almağa imkan verir. İntensivliyin belə qiymətlərində işıq vektorunun elektrik sahəsi atomdaxili elektrik sahəsinin intensivliyindən daha böyük qiymətə malik ola bilər. Bu isə bir sıra yeni fiziki hadisələrin müşahidəsinə və müasir fizikanın xüsusi sahəsi olan «**qeyri xətti optika**» bölməsinin yaranmasına imkan vermişdir.

Lazer şüalarının tətbiq sahəsi çox genişdir. Lazer şüaları çox kiçik bucaq daxilində (10^{-4} rad) yayılma qabiliyyətinə malikdir. Əgər belə şüanın Ay səthinə verdiyi işıqlı dairənin diametri 1 km təşkil edərsə, adi proyektorunku isə 40000 km-ə çatır. Onun bu xüsusiyyətindən istifadə edərək uzaq məsafələri çox böyük dəqiqliklə ölçmək olur. Lazer şüaları vasitəsilə yerin süni peykləri ilə əlaqə və onların idarə olunması, kosmosdan Yerin kartoqrafik şəkillərinin alınması kimi məsələlərin yerinə yetirilməsində istifadə olunur. Lazer şüaları vasitəsilə kimyəvi proseslərdə: möhkəm

materialların doğranmasında, qaynaq edilməsində, onlarda çox kiçik diametrə malik deşiklərin açılmasında, təbabətdə (göz və digər xəstəliklərin qansız cərrahiyyə əməliyyatlarının aparılmasında) tətbiq olunur. Dəri və başqa toxumaların şəffaf olduğu lazer şüaları ilə fərqli orqanlarda müayinə və müalicə aparılır. Bu şüaların vasitəsilə müasir dövrdə çox incə cərrahiyyə əməliyyatları aparılır.

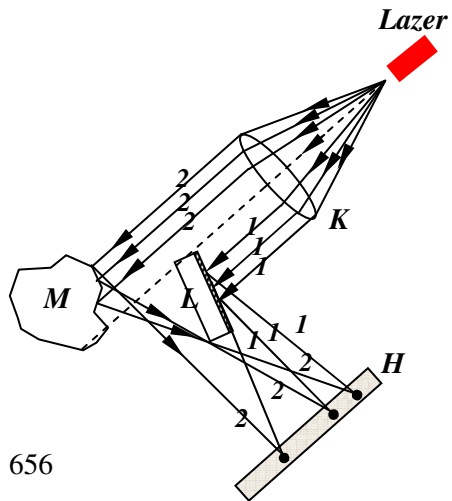
Cərrahiyyədə istifadə olunan lazer bıçaqlarının itiliyi adi tibb alətlərindən 10÷100 dəfə çox olur. Lazer haloqrafiyası ilə canlıların daxili aləminin şəkli çəkilib araşdırılır.

Lazer ən güclü işıq mənbəyi olub onun enerji impulsunun gücü 10^9 Vt/sm²-a bərabərdir. Halbuki Günəş şüalarının verdiyi bu enerji 10^4 Vt/sm²-dir. Optik linzalar vasitəsilə lazer şüalarını fokuslayaraq onun gücünü 10^{15} Vt/sm² çatdırmaq olur ki, bu da onun tətbiq dairəsinin başqa sahələrdə də daha genişlənməsinə imkan yaradır.

§34.7. Haloqrafiya haqqında anlayış

Holoqrafiya yunan sözü olub “tam yazıram” deməkdir, yəni cisimdən gələn dalğaların gətirdiyi bütün məlumatları qeyd etməklə onun şəklini çəkməkdir. Fotoqrafiya da işığı yazmaqdır, lakin bu zaman fotolövhdə yalnız cisimdən gələn dalğaların amplitudlarının orta qiymətinə uyğun intensivlik qeyd edilir. Fotolövhyə gələn dalğaların fazası yazılmır, fazanın daşdığı məlumat itir. Haloqrafiyada isə işıq dalğalarının həm amplitudu və həm də fazası yazılır.

Cismin holoqramını almaq üçün qurğunun



prinsipial sxemi şəkil 34.13-də təsvir olunmuşdur. Lazer şüası K kondensoru (güzgülər sistemi) vasitəsilə paralel işıq dəstəsinə çevrilir və onun bir hissəsi ayrılaraq (1 şüaları), L güzgülündən əks olunamaqla bilavasitə holoqram alınacaq H fotolövhnəsinə göndərilir. Bu ***bazis*** (*əsas*) şüa adlanır. Lazer şüasının digər hissəsi holoqramı alınacaq M cismindən əks olunaraq (2 şüaları) fotolövhyə düşür və orada bazis şüalarla görüşür. Bu dalğa ***cisim dalğası*** adlanır. Beləliklə, fotolövhyə üzərində iki koherent dalğa – ***bazis və cisim dalğaları*** görüşərək interferensiya mənzərəsi yaradırlar. Məlumdur ki, interferensiya mənzərəsi toplanan dalğaların həm amplitudu və həm də fazası ilə təyin olunur. Deməli, bu qayda ilə cisimdən gələn dalğaların gətirdikləri bütün məlumatlar qeyd edilir. Cismin şəkli interferensiya mənzərəsi kimi alınır. Cismin özünü görmək, yəni onun xəyalını bərpa etmək üçün holoqramma fotolövhnənin yerinə qoyulur və onun üzərinə əvvəlki dayaq dalğası ilə eyni olan dalğalar göndərilir. Dayaq dalğası holoqrammanın alınması zamanı necə düşürdüsə, bərpası zamanı da həmin istiqamətdə düşürlər. Bu halda dayaq dalğası holoqramdakı interferensiya mənzərəsindən difraksiya edir və difraksiya etmiş şüalar cismin özünün olduğu yerdə onun üçölçümlü mövhumu xəyalını yaradırlar.

Holoqrammada interferensiya zolaqlarının işıqlığı düşən dalğaların amplitudunu, onların yerləşməsi, forması, sıxlığı, aralarındakı məsafə isə dayaq dalğaları ilə cisim dalğaları arasındakı fazalar fərqi ifadə edir. Holoqrammanın bütün səthinə cismin hər bir nöqtəsindən dalğa gəldiyi üçün holoqrammanın bir hissəsi də cismin xəyalını bərpa etməyə imkan verir, sadəcə olaraq xəyalın görünüşü bir az pisləşir.

Lazer şüalarının kəşfi ilə holoqrafiya kəskin inkişaf etdi. Holoqrammanın keyfiyyəti fotoemulsiyadan asılı olmaqla istifadə olunan işığın intensivliyi və spektral xəttinin eni, yəni onun monoxromatiklik dərəcəsi ilə təyin olunur. Lazer şüaları böyük gücə, monoxromatikliyə yüksək faza və zaman koherentliyinə malikdir.

Holoqrammanın bərpasından alınan xəyalə baxdıqda elə bil

ki, həmin yerdə cismin özü dayanmışdır. Real cismə baxdığımız kimi ona da müxtəlif istiqamətlərdə baxmaq olar. Bərpa olunmuş holoqrammanın üçölçülü olmasından istifadə edərək laboratoriya şəraitində real fiziki prosesləri müşahidə etmək üçün istifadə edilir. Kiçik bir holoqrammada çox sayda muzey eksponatlarını, müxtəlif proseslərin “şəklini” çəkib uzun müddət saxlamaq olar.

XXXV Fəsil

Atom nüvəsinin quruluşu

§35.1. Atom nüvəsinin tərkibi, yükü və ölçüsü

Praktiki olaraq atomun bütün kütləsinin və onun müsbət elektrik yükünün cəmləşdiyi atomun çox kiçik mərkəzi hissəsi **nüvə** adlanır.

Sadə atomun - hidrogen atomunun- nüvəsi **proton** adlanan bir elementar hissəcikdən ibarətdir. Bütün qalan atomların nüvələri isə iki növ zərrəcikdən – **proton** (**p**) və **neytron** (**n**) təşkil olunmuşdur. Bu zərrəciklər **nuklon** adlanır.

Proton, elektronun yükünün mütləq qiymətinə bərabər müsbət elektrik yükünə malikdir.

Nüvə fizikasında elementar zərrəciklərin kütləsini çox vaxt Eynşteynin kütlə ilə enerji arasında əlaqə düsturundan ($E = mc^2$) istifadə etməklə enerji vahidləri ilə ifadə edirlər. Belə ki, 1 atom kütlə vahidi (a.k.v) 931, 5 meqaelektronvolt (MeV) enerjiyə uyğundur ($1a.k.v. = 931,50 MeV$).

Protonun kütləsi, $m_p = 938,28 MeV$ olan stabil zərrəcikdir. Müqayisə üçün göstərək ki, elektronun kütləsi $m_e = 0,511 MeV$ -a bərabərdir. Deməli, protonun kütləsi isə elektronun kütləsindən 1836 dəfə böyükdür, yəni $m_p = 1836 m_e$.

Proton və neytronun spini eyni olub $\frac{1}{2}h$ -a bərabərdir. Nüvənin spin kvant ədədi nuklonların sayı cüt olduqda sıfır və ya vahidə, tək olduqda isə $\frac{1}{2}$ -ə bərabər olur. Proton, həmçinin xüsusi maqnit momentinə də malikdir.

$$\mu_p = +2,79 \mu_{n\bar{u}v}. \quad (35.1)$$

Ümumiyyətlə, nuklonların maqnit momenti nüvə maqnetonu ilə ifadə olunur və protona görə hesablanır:

$$\mu_{n\bar{u}v} = \frac{e\hbar}{2m_p} \quad (35.2)$$

Burada, e - elektron yükünün mütləq qiyməti, m_p - protonun kütləsidir. Elektronun məxsusi maqnit momenti (Bor maqnetonu- μ_B) nüvənin maqnit momentindən (nüvə maqnetonundan - $\mu_{n\bar{u}v}$) 1836 dəfə, pratonun xüsusi maqnit momentindən (μ_p) isə 660 dəfə böyükdür. Qeyd edək ki, protonun belə anomal maqnit momentinə malik olması mübadilə qarşılıqlı təsiri ilə əlaqədardır.

Neytron 1932 – ci ildə ingilis fiziki D. Çedvik tərəfindən kəşf edilmişdir. Onun elektrik yükü sıfıra bərabərdir, kütləsi isə protonun kütləsinə çox yaxındır ($m_n = 939,57 MeV$), yəni neytron və protonun kütlələri fərqi

$$m_n - m_p = 2m_e = 1,3 MeV \quad (35.3)$$

təşkil edir. Neytron da elektrik yükünün olmamasına baxmayaraq, xüsusi maqnit momentinə malikdir.

$$\mu_n = -1,91\mu_{n\bar{u}v} \quad (35.4)$$

(35.4) ifadəsindəki mənfi işarəsi neytronun məxsusi mexaniki və maqnit momentlərinin biri birinə əks istiqamətdə yönəlməsi ilə əlaqədardır. Proton və neytronun maqnit momentlərinin nisbəti

təcrübi olaraq dəqiq müəyyən olunmuşdur: $\frac{\mu_p}{\mu_n} = -\frac{3}{2}$

Neytron sərbəst halda qeyri – stabildir (radioaktivdir). Neytron özbaşına parçalanaraq pratonə çevrilir və bu zaman elektron (e^-) və **antineytrino** ($\bar{\nu}$) adlanan əlavə bir hissəcik də şüalandırır. Yarımparçalanma periodu (başqa sözlə, ilkin neytronların sayının yarısının parçalandığı zaman) təqribən 12 dəqiqəyə bərabər olur. Parçalanmanın sxemini aşağıdakı formada yazmaq olar:

$$n \rightarrow p^+ + e^- + \bar{\nu}. \quad (35.5)$$

Antineytrinin sükunət kütləsi sıfıra bərabərdir. (35.3) –dən göründüyü kimi, neytronun sükunət kütləsi pratonun sükunət

kütləsindən $2,5m_e$ və ya $1,3\text{ MeV}$ qədər çoxdur. Onda (33.5) bərabərliyinin sol tərəfindəki neytronun sükunət kütləsi bərabərliyin sağ tərəfindəki p^+, e^- və $\tilde{\nu}$ hissəciklərinin sükunət kütlələrinin cəmindən (nəzərə almaq lazımdır ki, antineytrinin sükunət kütləsi sıfır bərabərdir) $1,5m_e$ və ya $0,77\text{ MeV}$ qədər çox olur.

$$m_n - (m_p + m_e) = 1,5m_e = 0,77\text{ MeV} \quad (35.6)$$

Bu artıq enerji neytronun parçalanması zamanı yaranan hissəciklərin kinetik enerjisini təyin edir.

Atom nüvəsinin əsas xarakteristikalarından biri **yük ədədidir**. Yük ədədi Z hərfi ilə işarə olunur. Yük ədədi nüvənin tərkibinə daxil olan pratonların sayına bərabərdir və onun yükü $+Ze$ kimi təyin edilir. Yük ədədi (Z) nüvədəki pratonların sayına bərabər olduğundan, həm də kimyəvi elementlərin Mendeleyev dövrü sistemindəki **sıra nömrəsidir**. Buna görə də onu həmçinin **nüvənin atom nömrəsi** adlandırırlar.

Nüvədəki nuklonların: praton və neytronların sayına **kütlə ədədi** deyilir. Kütlə ədədi A hərfi ilə işarə olunur. Nüvədəki neytronların sayını N ilə işarə etsək, onda kütlə ədədi üçün

$$A = N + Z \quad (35.7)$$

yaza bilərik. İxtiyari nüvənin işarəsi ${}_Z^AX$ kimi yazılır. Burada, X verilmiş nüvəyə malik kimyəvi elementi göstərir.

Protonların sayı eyni, neytronların sayı müxtəlif olan nüvələr **izotop** adlanır, yəni $Z_1 = Z_2$, $N_1 \neq N_2$, $A_1 \neq A_2$. İzotoplarda elektron örtüyü dəyişməz qalır. Buna görə də onlar oxşar kimyəvi xassələrə və valentliyə malik olurlar. Bütövlükdə kimyəvi elementlərin 300-ə yaxın dayanıqlı izotopları və 2000-dən artıq təbii və süni alınmış radioaktiv izotopları məlumdur. Əksər kimyəvi elementlər bir neçə izotopa malik olurlar. Məsələn, hidrogenin üç izotopu vardır: ${}_1H^1$ (adi hidrogen və ya **protium**); ${}_1H^2$ (ağır hidrogen və ya **deyterium**); ${}_1H^3$ (**tritium**).

Kütlə ədədləri eyni, protonların və neytronların sayı müxtəlif olan nüvələr **izobar** adlanır, yəni $A_1 = A_2$, $Z_1 \neq Z_2$, $N_1 \neq N_2$.

İzobar nüvələr müxtəlif kimyəvi elementlərə uyğun gəlirlər. Buna görə də onlar fərqli kimyəvi xassələrə və valentliyə malik olurlar. Məsələn, ${}_{18}\text{Ar}^{40}$ və ${}_{20}\text{Ca}^{40}$ izobar nüvələrdir, lakin uyğun olaraq onlardan biri təsirsiz qaz, digəri isə qələvi torpaq elementidir (metaldır). olan nüvələr və neytronlarının sayı eyni, lakin bir-birindən yarımparçalanma periodu ilə fərqlənən nüvələr **izomerlər** adlanır.

Proton və neytronlarının sayı eyni, lakin bir-birindən yarımparçalanma periodu ilə fərqlənən nüvələr **izomerlər** adlanır, yəni $A_1 = A_2$, $Z_1 = Z_2$, $N_1 = N_2$, $T_1 \neq T_2$. Məsələn, ${}_{35}\text{Br}^{80}$ nüvəsinin yarımparçalanma periodları fərqlənən $T_1 = 18$ dəqiqə və $T_2 = 44$ saat olan iki müxtəlif izomeri mövcuddur. İzomer nüvələr də oxşar kimyəvi xassələrə malikdirlər.

Nüvənin radiusu Rezerford təcrübəsinə əsasən müəyyən edilmişdir. α -zərrəcik nüvəyə elə məsafəyə qədər yaxınlaşa bilər ki, onun kinetik enerjisi ($\frac{mv^2}{2}$) nüvə ilə zərrəciyin qarşılıqlı təsir enerjisinə ($\frac{2Ze^2}{d_0}$) bərabər olsun. Enerjilərin bərabərlik şərtindən bu məsafə tapılır və aşağıdakı düsturla hesablanır:

$$d_0 = \frac{4Ze^2}{m_a v^2} \quad (35.8)$$

Buradan və başqa təcrübələrdən nüvənin ölçüsü $10^{-14} \div 10^{-15} \text{ m}$ tərtibində tapılmışdır. Nüvəni sferik zərrəcik kimi qəbul etdikdə onun radiusu ilə nuklonların sayı arasında aşağıdakı əlaqə müəyyən edilmişdir:

$$R = r_0 A^{1/3} \quad (35.9)$$

Burada, $r_0 = (1.2 \div 1.3) \cdot 10^{-15} \text{ m}$ -dir. Buradan nüvənin həcmi üçün

$$V = \frac{4}{3} \pi r_0^3 A \quad (35.10)$$

alınar. Bu ifadə göstərir ki, bütün nüvələr üçün vahid həcmə düşən

nuklonların sayı eyni olub, aşağıdakı düsturla hesablanır:

$$n = \frac{A}{V} = \frac{3}{4\pi r_0^3} \approx 10^{44} \text{ nuklon/m}^3 \quad (35.11)$$

Buradan bütün nüvələrin sıxlığının da eyni olduğu alınır:

$$p = nm_p = 10^{44} \cdot 1,66 \cdot 10^{-27} \approx 10^{17} \text{ kq/m}^3 \quad (35.12)$$

Belə sıxlığa malik olan 200 m radiuslu kürənin kütləsi Yerın kütləsi qədər olur. “Ağ cırtıdan” adlanan ulduzların sıxlığı təmiz nüvə materiyası sıxlığına bərabərdir.

(35.9) düsturu göstərir ki, müxtəlif nüvələrin radiusları bir neçə 10^{-15} m-ə bərabərdir. Atomun radiusunun 10^{-10} m tərtibində olduğunu xatırlasaq, aydın olur ki, nüvə atomun həcmının çox cüzi hissəsini tutur. Buna baxmayaraq atomun kütləsinin 99,9%-i nüvənin payına düşür. Bu həm nüvədəki nuklonların konsentrasiyasının və həm də nuklonun kütləsinin elektronun kütləsindən çox- çox böyük olması ilə əlaqədardır. Nüvə maddəsinin sıxlığı $2 \cdot 10^{17} \text{ kq/m}^3$ -na yaxındır.

Digər elementar zərrəciklər kimi nuklonlar da nüvənin həcmi – hüdudunda daim hərəkətdədirlər. Nuklonların bu hərəkətlərinin sürətləri çox böyük olub, $\sim 10^7 \text{ m/san}$ tərtibindədir. Nuklonların hərəkəti nüvənin məhdud və kiçik həcmində baş verdiyindən, bu hərəkət elementar uçuş məsafələrindən ibarətdir. Hər bir elementar uçuş "*nüvə uçuş müddəti*" ilə xarakterizə olunur. Nüvənin ölçüsü $5 \cdot 10^{-15} \text{ m}$ qəbul etsək, nüvə uçuşu müddəti üçün $\tau_B = 5 \cdot 10^{-22}$ rəqəmi alınır. Bu rəqəm nüvədə baş verən proseslər üçün xarakterik kəmiyyətdir.

Nüvədəki nuklonların çoxunun spinləri qarşılıqlı əks istiqamətdə olur və buna görə də spinlərin qarşılıqlı kompensasiyası nəticəsində ən ağır nüvənin spini belə bir neçə $\frac{1}{2}$ -dən çox olmur. Həm protonların və həm də neytronların sayı cüt olan nüvənin spini isə sıfır olur.

§35.2. Kütlə defekti. Nüvənin rabitə enerjisi

Nüvənin yaranması zamanı onun kütləsinin azalması baş verir. Sükunətdə olan hər bir nüvənin kütləsi bu nüvədəki nuklonların sərbəst haldakı kütlələri cəmindən az olur. Nüvənin yaranması zamanı onun kütləsinin azalması nuklonlardan nüvə təşkil olunarkən, onların kütlələrinin bir hissəsi nuklonların ***rabitə enerjisi***ni yaradan və ona bərabər olan enerji şəklində ayrılması ilə izah olunur. Kütlə ilə enerji arasında Eynşteyn düsturundan ($E = mc^2$) istifadə etməklə rabitə enerjisinin ifadəsini

$$E_{rab} = c^2 \{ [Z \cdot m_p + (A - Z)m_n] - m_{nüv} \} \quad (35.13)$$

şəklində yazmaq olar.

Nüvəni təşkil edən nuklonların kütlələri cəmi ilə nüvənin kütləsi arasındakı fərqə nüvənin ***kütlə defekti*** deyilir. Əgər protonun kütləsi m_p , neytronun kütləsi m_n olarsa, kütlə defekti

$$\Delta m = Zm_p + (A - Z)m_n - m_{nüv} \quad (35.14)$$

olar. Burada, Z – elementin sıra nömrəsi, A – kütlə ədədi, m_n – isə nüvənin kütləsidir. Kütlə defekti Δm olarsa, onda rabitə enerjisi

$$E_{rab} = \Delta m \cdot c^2 \quad (35.15)$$

şəklində ifadə oluna bilər.

Nüvənin kütləsini tapmaq çətin olduğundan, praktik hesablamalar üçün (35.13) düsturu bir o qədər də əlverişli sayılmır. Ona görə də aşağıdakı müəyyən əvəzləmələrdən istifadə etməklə həmin düsturu praktik hesablamalar üçün əlverişli şəkllə salmaq lazım gəlir..

Nüvənin kütləsinə atomun kütləsi (m_a) ilə ondakı elektronların kütlələrinin (Zm_e) fərqi kimi baxmaq olar. Sözsüz ki, bu yalnız normal halda olan (ionlaşmamış) atoma aiddir. Eyni qayda üzrə protonun kütləsi (m_p) hidrogen atomunun kütləsi (m_H) ilə elektronun kütləsi (m_e) fərqi bərabər olar. Onda dediklərimizə əsasən aşağıdakıları yazı bilərik:

$$\begin{cases} m_{nüv} = m_a - Zm_e \\ m_p = m_H - m_e \end{cases} \quad (35.16)$$

(35.16) əvəzləmələrini rabitə enerjisinin (35.13) düsturunda yerinə

yazsaq, onun şəkli aşağıdakı kimi olar:

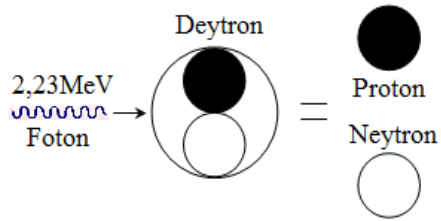
$$E_{rab} = c^2 [Zm_H + (A - Z)m_n - m_a] \quad (35.17)$$

Kütlə enerji vahidlərində ölçüldükdə isə

$$E_{rab} = Zm_n + (A - Z)m_n - m_a \quad (35.18)$$

yazmaq olar.

Məsələn, sərbəst neytron və protondan deytron (2_1H) yarandıqda $2,23 \text{ MeV}$ enerji ayrılır. Həmçinin deytronu neytron və protona parçalamaq üçün ona $2,23 \text{ MeV}$ enerji vermək lazımdır. Bu nəticə deytronun foto-parçalanma təcrübələrində təsdiq edilmişdir. Göstə-rilmişdir ki, deytronun dağılması üçün γ -şüalanma fotonun enerjisi $2,23 \text{ MeV}$ -dən az olmamalıdır (şəkil 35.1). Deməli, nüvənin enerjisi qarşılıqlı təsirdə olmayan nuklonlar sisteminin enerjisindən rabitə enerjisi (E_{rab}) qədər azdır.



Şəkil 35.1

Rabitə enerjisinin fiziki mənası nüvəni ayrı-ayrı nuklonlara parçalayaraq, onları biri birindən qarşılıqlı təsirdə iştirak edə bilməyəcək məsafəyə qədər uzaqlaşdırmaq üçün tələb olunan işə bərabərdir.

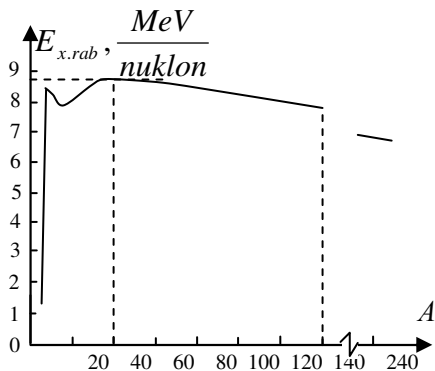
(35.18) düsturundan göründüyü kimi, nüvənin rabitə enerjisi onun kütlə ədəmindən asılıdır. Nüvədə nuklonlar, onların sərbəst vəziyyətlərindən əhəmiyyətli dərəcədə fərqlənən vəziyyətlərdə olur. Adi hidrogenin nüvəsindən başqa, bütün nüvələrdə ən azı iki nuklon vardır. Bu nuklonlar arasında xüsusi nüvə güclü qarşılıqlı təsir – eyni adlı yüklə yüklənmiş protonların bir -birini dəf etməsinə baxmayaraq, nüvənin sabitliyini təmin edən cəzbətmə qüvvəsi də mövcuddur.

Enerjinin saxlanma qanunundan nəticə olaraq çıxır ki, nüvənin yaranması zamanı, nüvəni təşkil edən nuklonlara parçalanması zamanı sərf olunan enerji qədər enerji (rabitə enerjisi) ayrılmalıdır. Başqa sözlə desək, kinetik enerji verilmədən

nuklonların nüvədən ayrılması üçün görülən işə bərabər olan fiziki kəmiyyətə nüvədə nuklonun rabitə enerjisi deyilir. Bir nuklonun payına düşən rabitə enerjisi **xüsusi rabitə enerjisi** adlanır:

$$E_{x,rab} = \frac{E_{rab}}{A} \quad (35.19)$$

Hesablamalar göstərir ki, xüsusi rabitə enerjisinin kütlə ədədindən (nüvədəki nuklonların sayından) asılılığı nisbətən mürəkkəb xarakter daşıyır (şəkil 35.2). Belə ki, kütlə ədədi 56-ya yaxın olan elementlərin (məsələn, dəmir) nüvələri üçün xüsusi rabitə enerjisi ən böyük qiymətə ($\sim 8,75$ MeV) malik olur. Ona görə də kütlə ədədi 56-ya yaxın olan elementlərin nüvələri daha stabil olur. Bundan yüngül nüvələrdə nuklonların sayı artdıqca, onların xüsusi rabitə enerjisi artır, bundan ağır nüvələrdə isə bir qədər azalır. Lakin, dövrü sistemdəki elementlərin nüvələrindəki nuklonların sayı $1 \div 250$ intervalında dəyişdiyi halda, onların xüsusi rabitə enerjisi çox kiçik ($4 \div 8,75$ MeV) intervalda dəyişir. Ağır nüvələrdə xüsusi rabitə enerjisinin nuklonların sayı artdıqca azalması protonlar arasında Kulon dəfətmə qüvvələrinin artması ilə əlaqədardır. Bu səbəbin payına düşən xüsusi rabitə enerjisi Z^2 ilə mütənasibdir. Həm yüngül nüvələrin sintezindən yaranan nisbətən ağır nüvələr və həm də ağır nüvələrin parçalanmasından (bölünməsindən) alınan nüvələr ilkin nüvələrə nisbətən daha dayanıqlı olurlar. Məlumdur ki, daha dayanıqlı sistem daha az enerjiyə malikdir. Ona görə də hər iki reaksiya nəticəsində müəyyən enerji ayrılmalıdır.



Şəkil 35.2

(35.17) və (35.19) düsturlarından istifadə edərək bəzi nüvələrin rabitə enerjisini və xüsusi rabitə enerjisini hesablamaq

olar. Misal olaraq, ${}^4_2\text{He}$ üçün rabitə enerjisini hesablayaq:

${}^4_2\text{He}$ atomunda $Z=2$ və $A-Z=2$, yəni ${}^4_2\text{He}$ atomunun nüvəsində iki proton və iki neytron var. ${}^4_2\text{He}$ atomun kütləsi $4,002603$ a.k.v.-nə bərabərdir və ona 3728 MeV enerji uyğundur. Hidrogen atomunun kütləsi isə $m_H=1,00815$ a.k.v.-nə bərabərdir və ona $938,7$ MeV enerji uyğundur. Neytron üçünsə, $m_n=939,5$ MeV. Bu qiymətləri (35.17)-də nəzərə alsaq,

$$E_{rab}=[2\cdot 938,7+2\cdot 939,5]-3728=28,3 \text{ MeV}$$

almış olarıq.

§35.3. Nüvə qüvvələri

Nüvədə nuklonların həddən artıq böyük rabitə enerjisinə malik olması onu göstərir ki, nuklonlar arasında çox intensiv formada qarşılıqlı təsir mövcuddur. Bu qarşılıqlı təsir cəzətmə xarakterlidir və protonlar arasındakı güclü kulon dəf olunmasına baxmayaraq, nuklonlar bir-birindən təqribən 10^{-13} sm məsafədə saxlayır.

Nüvə qarşılıqlı təsiri, klassik fizikada məlum olan qüvvə növlərinin (qravitasiya və elektromaqnit) heç birinə uyğun olmayan, nüvədə xüsusi nüvə qüvvələrinin mövcudluğunu təsdiq etdi. Nuklonlar arasında nüvə qarşılıqlı təsiri güclü qarşılıqlı təsirdir. Bu təsiri nüvə qüvvələri sahəsinin köməyi ilə təsvir etmək olar. Nuklonlar arası nüvə qarşılıqlı təsiri **güclü qarşılıqlı təsir** adlanır və əsas xüsusiyyətləri aşağıdakılardır:

- Nüvə qüvvələri **yaxından təsirə** malikdir. Onların təsir radiusu 10^{-13} sm tərtibindədir. Bu məsafədən kiçik məsafələrdə, nuklonların qarşılıqlı cəzə olunması dəf olunma ilə əvəz olunur.

- Güclü qarşılıqlı təsir nuklonların yükündən asılı deyil. Proton-proton, proton - neytron və neytron- neytron arasında təsir edən nüvə qüvvələri eyni qiymətə malikdir. Bu xassəyə, **nüvə qüvvələrinin yükdən asılı olmaması xassəsi** deyilir.

- Nüvə qüvvələri nuklonların spinlərinin qarşılıqlı istiqamətindən asılıdır.

- Nüvə qüvvələri mərkəzi qüvvə deyildir. Onları, qarşılıqlı təsirdə olan nuklonların mərkəzlərini birləşdirən, düz xətt üzrə yönəldiklərini təsəvvür etmək olmaz. Nüvə qüvvələrinin **qeyri-simmetrik** olması onların nuklon spinlərinin istiqamətindən asılı olması faktı ilə əlaqədardır.

- Nüvə qüvvələri **doyma** xassəsinə malikdirlər. Doyma, nuklonların sayının artması zamanı nüvədəki nuklonların xüsusi rabitə enerjisinin artmadığı, sabit qaldığı halda müşahidə olunur. Bundan başqa, nüvə qüvvələrinin doymasını, həmçinin nüvə həcmnin, onu yaradan, nuklonların sayı ilə mütənasib olması da göstərir.

Müasir təsəvvürlərə görə nüvə qüvvələri mübadilə xüsusiyyətlidir, yəni nuklonlar arasında güclü qarşılıqlı təsir hər hansı bir zərrəciyin (π mezonların) mübadiləsi vasitəsilə həyata keçirilir. Proton və neytronlar öz ətraflarında π mezonlar sahəsi yaradırlar, yəni π mezonları kəsilməz olaraq udub şüalandıraraq bir-birinə «bağlanırlar».

Kvant mexanikasına görə yüklü zərrəciklər arasında elektromaqnit qarşılıqlı təsiri fotonların mübadiləsi ilə baş verir. Zərrəciklər Heyzenberqin qeyri-müəyyənlik prinsipinin icazə verdiyi zaman müddətində «virtual» halda ola bilirlər və enerjinin saxlanma qanunu pozula bilər:

$$\Delta t \cdot \Delta E \sim \hbar \quad (35.20)$$

Güclü qarşılıqlı təsirdə elektronların mübadiləsi c işıq sürəti ilə baş verərsə, təsir radiusu

$$r = c \cdot \Delta t = c \cdot \frac{\hbar}{mc^2} = \frac{\hbar}{mc} = \frac{1}{2\pi} \lambda_k = \tilde{\lambda}_k \quad (35.21)$$

yəni **kompton dalğasının** uzunluğu ilə məhdudlaşır. Bu səbəbdən nüvənin nuklonları arasında mübadilə elə zərrəciklər vasitəsilə baş verməlidir ki, onların kompton dalğasının uzunluğu $\tilde{\lambda}_k \approx 10^{-15} m$ olsun. Bu şərti (35.20) ifadəsində nəzərə alıb m -i təyin etsək,

$$m = \frac{\hbar}{c \cdot 10^{-15}} \approx 300 m_e \quad (35.21)$$

yəni mübadilə zərrəciyinin kütləsinin elektronun kütləsindən ~ 300 dəfə böyük olmasını alırıq.

1947-ci ildə kosmik şüalarda nuklonlarla fəal qarşılıqlı təsirdə olan π **mezonlar** kəşf olunmuşdur. π mezonlar **yüklü** (π^+ ; π^-) və **yüksüz** (π^0) ola bilərlər. Lakin spinə malik deyillər ($S = 0$). π mezonların yükü elektronun yükünə bərabərdir. π mezonların kütləsi aşağıda verilmişdir:

$$m_{\pi^+} = m_{\pi^-} = 273m_e (140 \text{ MeV}); m_{\pi^0} = 264m_e (135 \text{ MeV}) \quad (35.22)$$

Hər üç zərrəcik stabil deyildir və $\sim 10^{-8} \text{ san}$ müddətində parçalanaraq adətən son məhsul olaraq elektron (pozitron və neytrino) əmələ gətirirlər:

$$\pi^0 = \gamma + \gamma; \quad \pi^+ = e^+ + \tilde{\nu} + 2\nu; \pi^- = e^- + 2\tilde{\nu} + \nu \quad (35.23)$$

π mezonlardan istifadə edərək nüvənin nuklonları arasında mübadilə qarşılıqlı təsirini izah edək.

$$p^+ \leftrightarrow n^0 + \pi^+; n \leftrightarrow p^+ + \pi^-; p \leftrightarrow p + \pi^0; n \leftrightarrow n + \pi^0 \quad (35.24)$$

virtual prosesləri nəticəsində hər hansı nuklonun buraxdığı π mezon digəri tərəfindən tutulur.

Proton π^+ mezonu buraxaraq neytrona çevrilir və buraxılan π mezon digər neytron tərəfindən tutulur:

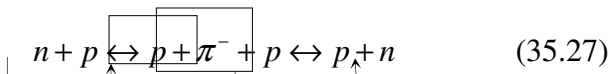
$$\boxed{p + n} \leftrightarrow n + \pi^+ + n \leftrightarrow n + p. \quad (35.25)$$

Neytron və ya proton π^0 mezonu buraxır və başqa neytron və ya proton onu tutur.

$$\begin{aligned} \boxed{p + p} &= p + \pi^0 + p \leftrightarrow p + p \\ \boxed{n + n} &= n + \pi^0 + n \leftrightarrow n + n \end{aligned} \quad (35.26)$$

Neytron protona və π^- mezona çevrilir və π^- mezon digər

proton tərəfindən tutulur:



(35.25)-(35.27) ifadələri nüvənin nuklonları arasında bütün mümkün mübadilə qarşılıqlı təsirlərini nümayiş etdirir. Protonların neytronlardan səpilməsi təcrübələri göstərilən proseslərin baş verməsinin mümkünlüyünü sübuta yetirmişdir. Neytronun (35.24) ifadəsinə görə virtual halı onun maqnit momentinə malik olmasını aydınlaşdırır.

§35.4. Atom nüvəsinin modelləri

Nüvə nəzəriyyəsinin qurulması iki ciddi çətinliklə qarşılaşır. Bu çətinlikdən biri, nuklonlar arasında mövcud olan qüvvələr haqqında biliklərin kifayət qədər olmaması, o biri isə çoxsaylı cisimlər sisteminin kvant məsələlərinin həllində həddən artıq irihəcmli olmasıdır. Qeyd edək ki, A kütlə ədədinə malik nüvə A sıx yerləşmiş çoxsaylı kvant zərrəciklərindən ibarət sistemdir. Bu çətinliyi aradan qaldırmaq üçün nüvə modellərindən istifadə edilir. Çünki belə mürəkkəb sistemin yeganə modelini yaratmaq mümkün deyildir. Ona görə də atomdan fərqli olaraq nüvənin müxtəlif modelləri mövcuddur. Onlardan bəzilərini nəzərdən keçirək.

Nüvənin damcı modeli. Damcı modeli 1939 – cu ildə Y.İ.Frenkel tərəfindən təklif edilmiş və sonra isə H.Bor və başqa alimlər tərəfindən inkişaf etdirilmişdir. Frenkel atom nüvəsinin maye damcısı ilə oxşarlığına, daha doğrusu onların tərkib hissəciklərinin – mayelərdə molekullar və nüvədə isə nuklonların arasında təsir edən qüvvənin hər iki halda qısatəsirli olmasından ibarət olduğuna diqqət yetirdi. Bundan başqa, müxtəlif nüvələrdə maddə sıxlığının praktiki olaraq eyni olması nüvə maddəsinin sıxılmayan olduğunu təsdiq edir. Uyğun olaraq, mayelər də çox cüzi sıxılmaya malikdirlər. Göstərilən bu cəhətlər nüvəni yüklü maye damcısına oxşatmağa əsas verir. Lakin nüvəni maye

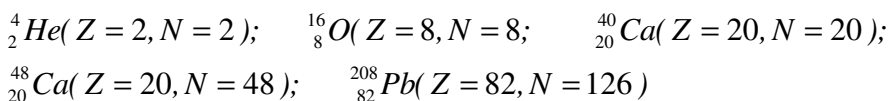
damcısından fərqləndirən cəhətlər də vardır, mayedəki molekulara nisbətən nüvədəki nuklonlar yüksək konsentrasiyaya (hər m^3 -də təxminən $2 \cdot 10^{20}$ nuklon) malikdir, nüvədəki nuklonların sayı isə maye damcısındakı molekulaların sayından müqayisədilməz dərəcədə azdır.

Su damcısında olduğu kimi nüvənin də səthi rəqs edə bilər. Bu rəqsin amplitudu artaraq elə qiymətə çata bilər ki, bu zaman nüvə parçalanır. Ağır nüvələr bu cür parçalanır. Nüvənin damcı modeli onun rabitə enerjisinin orta qiymətini nüvənin kütlə və yük ədədləri ilə əlaqələndirməyə imkan verir.

Nüvənin örtük modeli. Bu model XX əsrin ortalarında M.H.Mayyer və Y.H.Yensen tərəfindən təklif edilmiş, sonralar isə başqa alimlər tərəfindən inkişaf etdirilmişdir. Bu modelə əsasən nuklonların orta q mərkəzi – simmetrik sahədə bir – birindən asılı olmadan hərəkətdə olduqları hesab edilir. Buna görə də atomda olduğu kimi, nüvədə də Pauli prinsipinin nəzərə alınmaqla

(xatırladaq ki, nuklonların spini $\frac{1}{2}$ -ə bərabərdir) nuklonlar

tərəfindən doldurulan diskret enerji səviyyələri mövcuddur. Bu enerji səviyyələri örtükdə qurplaşır və onların hər birində müəyyən sayda nuklonun olması mümkündür. Tam dolmuş örtüklər daha dayanıqlı sistem təşkil edirlər. Nüvədəki protonların və ya neytronların, yaxud bunlardan hər birinin sayı 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 rəqəmlərindən birinə bərabər olduqda belə nüvələr yüksək dərəcədə dayanıqlı olurlar. Bu rəqəmlər *sehrli rəqəmlər*, nuklonları sehrli sayda olan nüvələr isə *sehrli nüvələr* adlanır. Sehrli nüvələr təsirsiz qazların atomlarına bənzəyirlər. Həm protonları və həm də neytronları sehrli sayda olan nüvələr *ikiqat sehrli nüvələr* adlanır. Qeyd edək ki, cəmi beş ikiqat sehrli (xüsusi dayanıqlı) nüvələr məlumdur:



Təbəqə modeli vasitəsilə nüvələrin həm əsas və həm də bəzi

həyəcanlanmış hallarını xarakterizə edən kəmiyyətləri (spinlərini, maqnit momentlərini və s.) izah etmək mümkündür.

Nüvənin təbəqə modeli nuklonların sərbəst hərəkətini mümkün hesab edir. Halbuki damcı modelinə görə bu hal mümkün deyildir, damcı modeli hər bir nuklonun digər nuklonlarla rabitəsinə əsaslanır.

Bu modellərin hər biri nuklonların yalnız müəyyən xassələrini izah etdiyindən, əslində bir-birini tamamlayır. Ona görə də hər iki modeli birləşdirmək zəruriyyəti meydana gəlmişdir.

Nüvənin ümumiləşdirilmiş modeli. Bu model C.Reynuoter, O.Bor və B.Mottelson tərəfindən 1950–1953-cü illərdə təklif edilmişdir. Həmin modelə görə nuklonlardan bəziləri kifayət qədər dayanıqlı olan nüvə gövdəsini əmələ gətirir, qalanları isə gövdə sahəsində hərəkət edir. Gövdə sferik təbəqələrdən ibarətdir. Bu təbəqələrin bütün enerji səviyyələrində nuklonlar yerləşir. Təbəqə modelindən fərqli olaraq bu modelə görə nüvənin gövdəsi ondakı sərbəst nuklonların təsiri ilə deformasiyaya uğrayaraq rəqs edə bilər. Gövdənin rəqsi də öz növbəsində sərbəst nuklonların hərəkətinə təsir edir. Deformasiya nəticəsində nüvənin gövdəsi qeyri-sferik (məsələn, ellipsoid) forma alır və buna görə də fırlanır. Dediklərimizi təcrübələr də təsdiq edir: nüvədə rəqsi və fırlanma hərəkətlərinin həyəcanlanma səviyyələri aşkar edilmişdir.

Ümumiləşdirilmiş modeldə nüvənin tam spini sərbəst nuklonların və fırlanan gövdənin impuls momentlərinin cəmi kimi təyin olunur. Bu model eyni qayda üzrə nüvənin enerji səviyyəsini iki komponentə ayırır: gövdənin enerji səviyyəsi və sərbəst nuklonların enerji səviyyəsi.

Göründüyü kimi, ümumiləşdirilmiş model nüvənin enerji səviyyəsini, spinini və cütliyünü təyin etməyə imkan verir.

XXXVI Fəsil

Nüvə reaksiyaları

§36.1. Radioaktivlik. Radioaktiv parçalanma qanunu

Kimyəvi elementin qeyri – stabil izotoplarının elementar zərrəciklər və ya sahə kvantları şüalandırmaqla başqa bir kimyəvi elementin izotopuna çevrilməsinə *radioaktivlik* deyilir. Radioaktiv çevrilmələrə aşağıdakılar aiddir:

- α - şüalanma,
- β - şüalanma (o, cümlədən elektron zəbtetmə),
- γ – şüalanma,
- ağır nüvələrin spontan parçalanması,
- proton radioaktivliyi.

Radioaktivlik təbii və süni olmaqla iki yerə bölünür. Heç bir kənar təsir olmadan təbii elementlərin nüvələrində baş verən radioaktivlik *təbii radioaktivlik*, bu elementin özü isə *radioaktiv element* və ya *radioaktiv maddə* adlanır. Təbii radioaktivlik ilk dəfə (1896) A.Bekkerel tərəfindən kəşf edilmişdir, sonralar isə Pyer və Mariya Kürilər tərəfindən geniş tədqiq edilmişdir. Nüvələrə elementar zərrəciklərlə və başqa nüvələrlə təsir etməklə baş verən radioaktivlik *süni radioaktivlik* adlanır. Süni radioaktivlik İren Jolio və Fredrik Jolio Kürilər tərəfindən kəşf edilmişdir (1936). Təbii və süni radioaktivlik arasında heç bir prinsiplial fərq olmadığından onların hər ikisi eyni qanunlara tabedir. Ona görə də hal-hazırda vahid radioaktivlik anlayışından istifadə edilir.

Digər kvant prosesləri kimi radioaktivlik də statistik hadisədir: radioaktiv elementin atomlarının şüalanma aktları bir-birindən asılı olmadıqlarından və bu aktların nə zaman baş verməsi məsələsi hər bir atom üçün təsadüfi xarakter daşıdığından verilən an üçün nə qədər nüvənin parçalanacağını qabaqcadan dəqiq söyləmək olmaz. Buna baxmayaraq, radioaktiv elementdəki nüvələrin sayı külli miqdarda olduqda, hələ parçalanmayan nüvələrin sayının zamandan asılılığını, yəni *radioaktiv parçalanma*

qanununu tapmaq olar. Tutaq ki, dt müddətində parçalanmış nüvələrin sayı dN , həmin anda parçalanmayan nüvələrin sayı isə N -dir. Aydın ki, dN həm N , həm də dt ilə mütənasib olmalıdır:

$$dN = -\lambda N dt \quad (36.1)$$

Burada, λ - verilən radioaktiv maddə üçün xarakterik kəmiyyət olub, **parçalanma sabiti** adlanır və vahid zamanda nüvənin parçalanma ehtimalını xarakterizə edir, yəni $dt=1$ saniyə olduqda, $\lambda = -dN/N$ olur. Mənfi işarəsi, dN artdıqca N -in azalması ilə əlaqədardır. (36.1) ifadəsində dəyişənləri ayıraraq inteqrallama apararaq:

$$\int_{N_0}^N \frac{dN}{N} = -\lambda \int_0^t dt \quad (36.2)$$

Buradan isə

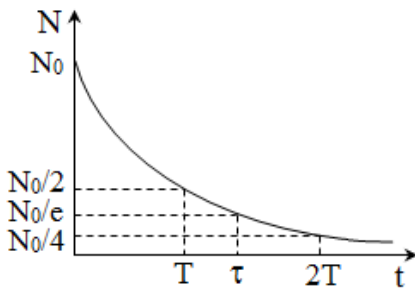
$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (36.3)$$

ifadəsini almış olarıq. Burada, N_0 - başlanğıc zaman anındakı ($t=0$), N - isə t zaman anındakı çevrilməyə məruz qalmamış nüvələrinin sayıdır. Aldığımız bu son ifadə **radioaktiv parçalanma qanunu** adlanır. (36.3) ifadəsindən də göründüyü kimi, parçalanmamış radioaktiv nüvələrin sayı eksponensial qanunla azalır. Radioaktiv parçalanma qanunundan t müddətdə parçalanmış nüvələrin sayı üçün aşağıdakı ifadə alınır:

$$N_0 - N = N_0 (1 - e^{-\lambda t}) \quad (36.4)$$

Nüvələrin sayı kifayət qədər çox olduqda, $\lambda \cdot N$ hasilini radioaktiv şüalanmanın intensivliyini xarakterizə edir və ona görə də **radioaktiv maddənin aktivliyi** adlanır. BS - də onun ölçü vahidi **1Bekkerel (Bk)** qəbul edilib. **1Bekkerel (Bk) hər saniyə müddəti ərzində bir parçalanma aktı verən radioaktiv maddənin aktivliyidir**: 1 Bk=1 parç./san. Praktikada isə bundan dəfələrlə böyük olan vahidlərdən istifadə edilir: 1 meqabekkerel (MBk)= 10^9 Bk, 1 terabekkerel (TBk)= 10^{12} Bk, 1 eksabekkerel (EBk)= 10^{18} Bk və s.

Radioaktiv nümunənin tam parçalanması ($N \rightarrow 0$) prinsipcə sonsuz uzun müddətdə ($t \rightarrow \infty$) baş verir. Buna görə də parçalanmanı yarımparçalanma periodu ilə xarakterizə edirlər. Bu müddətdə parçalanmamış ilkin nüvələrin sayı iki dəfə azalır (şəkil 36.1). İlkin nüvələrin sayının (N_0) yarısının parçalandığı müddət **yarımparçalanma periodu** ($T_{1/2}$) adlanır:



Şəkil 36.1

$$\frac{1}{2} N_0 = N_0 e^{-\lambda T_{1/2}} \quad (36.5)$$

Buradan isə alırıq:

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0.693}{\lambda} \quad (36.6)$$

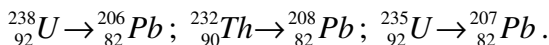
Hal-hazırda bizə məlum olan radioaktiv nüvələrin yarımparçalanma müddəti $3 \cdot 10^{-7}$ san (${}_{84}\text{Po}^{212}$ üçün)-dən $1,4 \cdot 10^{17}$ ilə (${}_{84}\text{Po}^{204}$ üçün) qədər geniş diapazonunu əhatə edir. Asanlıqla isbat etmək olar ki, **radioaktiv nüvənin orta yaşama müddəti** (τ) parçalanma sabitinin (λ) tərs qiymətinə bərabərdir. Nəzərə alsaq ki, dN sayda nüvələrin yekun yaşama müddəti $t \mid dN \mid = t \lambda N dt$ -yə bərabərdir, onda bütün ilkin, yəni parçalanmaya qədər mövcud olan nüvələr üçün τ orta yaşama müddəti üçün

$$\tau = \frac{1}{N_0} \int_0^\infty \lambda N t dt = \lambda \int_0^\infty e^{-\lambda t} t dt = \frac{1}{\lambda} = \frac{T_{1/2}}{\ln 2} \quad (36.7)$$

ifadəsini yaza bilərik. Çox vaxt radioaktiv parçalanmadan alınan nüvələrin özləri də radioaktiv olurlar. Onlar üçün parçalanma sabitinin qiyməti ilkin nüvələrdən fərqli olur.

Təbiətdə üç radioaktiv ailə vardır. Bu ailələrin “əcdadları” ${}_{92}^{238}\text{U}$, ${}_{90}^{232}\text{Th}$ və ${}_{92}^{235}\text{U}$ elementlərinin nüvələridir. Parçalanmanın ardıcıl aktlarında bu radioaktiv ailələrdən hər biri müxtəlif nüvələrə çevrilirlər. Lakin, bütün aktlarının son məhsulu qurğuşunun stabil

izotoplarıdır:



Radioaktiv parçalanma zamanı üç növ şüalanma baş verir. Bunlar α (alfa) - zərrəciklər, β (beta) - zərrəciklər və γ (qamma) - kvantlardır. Buna uyğun olaraq üç növ: α -, β - və γ - radioaktivlikdən danışılır. Təbii radioaktivlik zamanı şüalanan zərrəciklərin və ya kvantların maqnit sahəsindəki meyillərinə görə onların elektrik yükü, kütlələri və b. xassələri müəyyən edilmişdir. Çox zaman eyni bir parçalanma aktında şüalanmanın hər üçü birlikdə baş verir. Lakin, bu şüalanmanın başvermə mexanizmi bir-birindən fərqləndiyindən, onları ayrı-ayrılıqda nəzərdən keçirək.

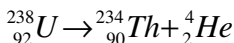
§36.2. α - (alfa) parçalanma

α – (alfa) *parçalanma* bəzi kimyəvi elementlərin nüvələri tərəfindən α - hissəciklərinin buraxmasından (şüalandırılmasından) ibarətdir. α – parçalanma $A > 200$ kütlə ədədli və nüvələrinin yükü $Ze > 82$ olan ağır nüvələrin xassələridir. Belə nüvələrin daxilində hər biri iki protondan və iki neytrondan ibarət olan ayrılmış α - hissəciklərin yaranması baş verir. Buna nüvə qüvvələrinin doyması imkan yaradır. Yaranmış α - hissəcik izolə (təcrid) edilmiş protonlara nisbətən, nüvənin protonlarının Kulon dəfətmə qüvvələri tərəfindən daha çox təsirə məruz qalır. Eyni zamanda α - hissəcik ayrı – ayrı nuklonlara nisbətən, nüvədəki nuklonlar tərəfindən daha az nüvə cəzbətmə qüvvələrinin təsirinə məruz qalır. α – şüaları sürətlə hərəkət edən helium nüvələri (4_2He) selindən ibarətdir. α – parçalanma aşağıdakı sxem üzrə gedir:



Burada, parçalanan nüvənin (*ana nüvənin*) kimyəvi simvolu X hərfi ilə, yaranan nüvənin (*qız nüvənin*) kimyəvi simvolu isə Y hərfi ilə işarə edilmişdir. α – parçalanma adətən qız nüvənin γ – şüaları buraxması ilə müşahidə olunur. Parçalanma sxemindən görüldüyü kimi, α - radioaktiv nüvə hər şüalanma aktında yalnız

bir α -zərrəcik şüalandırdığından bu proses nəticəsində onun yük ədədi iki vahid, kütlə ədədi isə dörd vahid azalır. Bu ***sürüşmə qanunu*** adlanır. Məsəl üçün, uran izotopunun (${}^{238}_{92}U$) α -zərrəcik şüalandırdığı zaman toriumun (*Th*) yaranması ilə gedən reaksiyanı göstərmək olar:



Parçalanan nüvədən ayrılan α -zərrəciyin (və ya 4_2He) sürəti ($\sim 10^9$ sm/san) və kinetik enerjisi (bir neçə MeV tərtibində) çox böyük olur. α -zərrəcik öz enerjisini maddədən keçərkən, maddənin molekulalarının ionlaşmasına sərf edərək tədricən itirir və nəticədə dayanır. Havada bir cüt ionun yaranmasına orta hesabla ~ 35 eV enerji sərf olunur və α -zərrəcik öz yolunda $\sim 10^5$ sayda ionlar cütü yaradır. Belə ki, normal təzyiqlər zamanı havada α -hissəciklərin qaçışı bir neçə santimetr, bərk cisimdə isə 10^{-3} sm təşkil edir. Bu səbəbdən α -zərrəciklər ***ionlaşdırıcı şüalar*** adlanır. Təbiidir ki, maddə nə qədər çox sıxlığa malik olarsa, dayanana qədər α -zərrəciyin uçuş yolu da bir o qədər az olar. Məsələn, havada bu məsafə bir neçə sm, bərk cisimdə onlarla mikrondur (belə ki, α -zərrəciyi kağız vərəqi buraxmır). α -zərrəciyin nüfuzetmə qabiliyyəti zəifdir. Ona görə də onun uçuş məsafəsini azaltmaq üçün böyük sıxlıqlı materiallardan, məsələn, qurğuşundan (*Pb*) istifadə edirlər.

Hazırda 200-dən çox α -aktiv nüvə məlumdur. Bunların çoxu süni yolla əldə edilmiş nüvələrdir.

α -radioaktivlik nəticəsində yaranan qız nüvənin özü də həyəcanlanma halında ola bilər. Belə nüvələr γ -kvantları şüalandıraraq əsas hala keçirlər. Həyəcanlanmış qız nüvələr protonlar, neytronlar və hətta α -zərrəciklər də şüalandıraraq əsas hala keçə bilirlər. Bəzən belə nüvə öz artıq enerjisini atomdakı elektronlardan birinə verərək, onun atomu tərk etməsinə səbəb olur. Bu hadisə ***daxili konversiya*** adlanır. Atomdan çıxan elektronun yeri daha yüksək səviyyədəki elektron tərəfindən tutula da bilər.

Nüvənin α -parçalanmasını yalnız kvant təsəvvürləri əsasında izah etmək mümkündür. Bu təsəvvürlərə görə α -zərrəcik, o hələ

nüvəni tərk etməmişdən həmin nüvədə mövcud olur: nuklonlardan dördü (iki proton və iki neytron) qruplaşaraq, digər nuklonlarla nisbətən zəif rabirtədə olan α -zərrəcik (${}^4_2\text{He}$ nüvəsi) təşkil edir. Nüvə daxilində α -zərrəciklər həm nüvə qüvvələrinin cazibəsinə, həm də protonların elektrostatik dəfətmə qüvvələrinə məruz qalırlar. Lakin, həm öz təsir dərəcəsinə görə və həm də bu təsirdə neytronlar da iştirak etdiyindən nüvə qüvvələri nüvənin mərkəzinə yaxın yerlərdə protonların elektrostatik dəfətmə qüvvələrinə nisbətən müqayisədilməz dərəcədə güclü olurlar. Nüvənin mərkəzindən uzaqlaşdıqca ondan müəyyən məsafəyədək elektrostatik qüvvələrin təsiri artır, nüvə qüvvələrinin təsiri isə əksinə azalır. Nüvənin mərkəzindən müəyyən r_0 məsafəsində α -zərrəciyin nuklonlarla qarşılıqlı təsirinin potensial enerjisi müəyyən maksimum qiymətə çatır. Potensial enerjinin maksimum qiyməti isə demək olar ki, nüvənin səthi yaxınlığındakı nöqtələrə malikdir. Ağır nüvələrdə protonların sayı çox olduğundan potensial enerjinin maksimum qiymətində elektrostatik qarşılıqlı təsirin payı daha çox olur. r_0 məsafəsindən uzaqlaşdıqca elektrostatik qarşılıqlı təsir də tədricən zəifləşdiyindən U -nın qiyməti tədricən azalır. Deyilənlərdən aydındır ki, nüvə daxilində α -zərrəciklər, dərinliyi U_{max} olan potensial çuxurda yerləşirlər. α -zərrəciyin enerjisinə nisbətən potensial çuxurun hündürlüyü çox böyükdür: ağır elementlərin nüvələri üçün bu rəqəm $U_{max} \approx 25\text{MeV}$ olduğu halda, α -zərrəciyin enerjisi (E) qeyd etdiyimiz kimi yalnız $4\div 9\text{ MeV}$ intervalında dəyişir. Klassik təsəvvürlərə görə bu enerji α -zərrəciyin nüvədən ucması üçün kifayət etmədiyindən, belə uçuş mümkün deyildir. Lakin, α -zərrəciklər kvant zərrəcikləri olduğundan, belə uçuş ancaq *tunel effekti* əsasında mümkündür.

α -aktiv nüvələrin orta ömrü geniş intervalda dəyişir: radon izotopu (${}^{215}_{86}\text{Rn}$) ən az ($\sim 10^{-6}$ san.), qurğuşun izotopu (${}^{204}_{82}\text{Pb}$) isə ən uzun ($\sim 10^{17}$ il) ömürlüdür.

§36.3. β (beta) - parçalanma

β - parçalanmanın üç müxtəlif növü mövcuddur:

-**Birinci növ β - parçalanma** nüvədən sürətli elektronların ayrılması ilə əlaqədardır və β - **elektron (β^-) parçalanma** adlanır.

-**İkinci növ β -parçalanma** pozitronların (antielectronların) ayrılması ilə əlaqədardır və β - **pozitron (β^+) parçalanma** adlanır.

-**Üçüncü növ beta-parçalanma** atomun elektron örtüyündən (K, L və ya M təbəqələrinin birindən) nüvənin elektron zəbt etməsi ilə əlaqədardır və β - **elektron zəbt etmə parçalanması** adlanır.

Bunları ayrı-ayrılıqda nəzərdən keçirək.

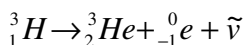
1. β^- - parçalanma aşağıdakı sxem üzrə gedir:



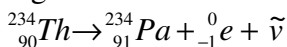
Sxemdən görüldüyü kimi, bu parçalanma nəticəsində ana nüvə yük ədədi ondan bir vahid böyük olan, kütlə ədədi isə dəyişməz qalan nüvəyə çevrilir və bu zaman elektrondan başqa daha bir zərrəcik - antineytrino ($\bar{\nu}$) yaranır.

Beta – parçalanma γ - şüalarının buraxılması ilə müşayiət olunur. Onların yaranma mexanizmi α - parçalanmada olduğu kimidir.

Beta-aktiv nüvəyə tretium nüvəsi (${}_1^3H$) misal ola bilər. Parçalanma nəticəsində tretium nüvəsi heliumun izotopunun nüvəsinə (${}_2^3He$) çevrilir:

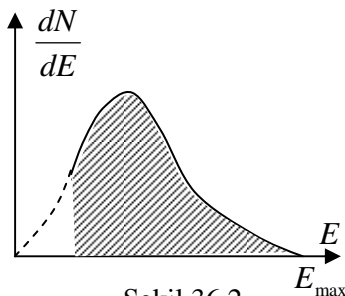


β^- - parçalanmaya digər bir misal olaraq torium izotopunun (${}^{234}Th$) protaktinium izotopuna (${}^{234}Pa$) elektron və antineytron buraxması ilə çevrilməsini göstərmək olar:



β^- - parçalanma həm təbii – radioaktiv, həm də süni – radioaktiv nüvələrdə baş verir.

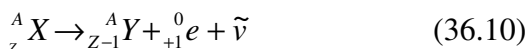
β^- -parçalanmanın mexanizminin başa düşülməsi və onun nəzəriyyəsinin yaradılması üçün həlledici eksperimental fakt olaraq elektronlar tərəfindən buraxılan enerji spektrinin öyrənilməsi oldu. Nüvənin elektron buraxması neytronun (35.5) ifadəsinə uyğun parçalanması ilə müşayət olunur, yəni sərbəst neytronun özü də β^- radioaktivdir. Əgər şüalanan nüvələr həyəcanlaşmış halda olsalar, elektron ilə yanaşı γ - şüalar da buraxırlar. β -parçalanmada α -



parçalanmadan fərqli olaraq buraxılan elektronların kinetik enerjisi sıfır ilə $E_{\max}$ arasında olmaqla böyük intervalda dəyişə bilər. Burada $E_{\max}$ parçalanan nüvənin kütləsinin yeni yaranan nüvənin və elektronun kütlələri fərqiə uyğun rabitə enerjisidir. Buraxılan elektronların kinetik enerjisinin paylanma funksiyası şəkil 36.2-də təsvir olunmuşdur.

Əyri altındakı ştrixlənmiş sahə bütün buraxılan elektronların sayını təyin edir. dN isə enerjisi dE intervalında yerləşən elektronların sayıdır. Elektronun enerjisinin $E < E_{\max}$ olması, enerjinin saxlanma qanununun ödənilməsi üçün yeni bir zərrəciyin, $E_{\max} - E$ enerjisinə malik neytrinin (1932 Paulli) mövcud olmasını tələb edir. Neytrino yükə və kütləyə malik olmadığından E.Fermi tərəfindən italyanca «*kiçik neytron*» adlandırılmışdır. Eyni nəticəni (35.5) ifadəsində impuls momentinin (*spinin*) saxlanma qanununu da tələb edir. Neytrino spini 1/2 olan zərrəcikdir. Bu hissəciyin varlığı təcrübə olaraq yalnız 1956-cı ildə təsdiq olunmuşdur.

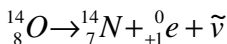
2. β^+ - parçalanma aşağıdakı sxem üzrə gedir:



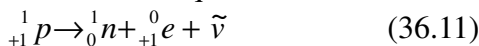
Beta-pozitron parçalanmasında ana nüvədən pozitronun və

neytronun şüalanması nəticəsində o, yük ədədi ondan bir vahid kiçik olan nüvəyə çevrilir:

Pozitron şüalanması verən beta-aktiv elementə oksigenin izotopu ($^{14}_8O$) misal ola bilər:

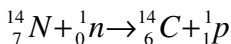


Pozitron elektronun antizərrəciyidir, yəni bütün parametrləri elektronla eyni, yalnız yükü müsbət olmaqla elementar yükə bərabərdir. Reaksiyadan da göründüyü kimi, əmələ gələn Y atomu elementlərin dövrü sistemində bir xana əvvələ doğru sürüşür. Pozitron buraxılması (35.5) ifadəsinə analogi olaraq nüvədə protonun neytrona çevrilməsi nəticəsi kimi təqdim oluna bilər:

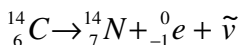


Bu reaksiya enerji nöqteyi nəzərindən sərbəst proton üçün baş verə bilməz. Çünki onun kütləsi neytrondan kiçikdir. Lakin nüvə daxilindəki proton digər nuklonlardan enerji alaraq (36.11) şərtinin ödənilməsinə nail ola bilər. Nüvədən buraxılan pozitronların və neytronun enerjiyi şəkil 36.2-də təsvir olunan hala uyğun gəlir.

β^+ - parçalanma yalnız süni radioaktivlik hadisəsi üçün xarakterikdir. Bu zaman atom nüvəsinin dayanıqlıq şəraiti pozulur. Məsələn, karbonun süni – radioaktiv izotopu ($^{14}_6C$) neytronların təsiri altında protonların ayrılması ilə azotun stabil nüvəsindən ($^{14}_7N$) alınır:



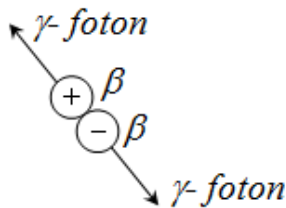
və beta – parçalanmaya məruz qalaraq yenidən $^{14}_7N$ dayanıqlı izotopuna çevrilir:



β^+ - zərrəcik maddəyə düşdükdə daha böyük ehtimal ilə onun maddə elektronu ilə elə qarşılıqlı təsiri baş verir ki, nəticədə elektron-pozitron cütü əvəzinə iki γ - foton yaranır. Bu proses **annihilyasiya** adlanır (şəkil 36.3). Annihilyasiya fotonlarının enerjisi elektronun, yaxud pozitronun sükunət enerjisindən az ola

bilməz.

Qeyd etmək lazımdır ki, ümumiyyətlə β - şüalanma maddədən keçdikdə baş verən proseslərin müxtəlifliyinə baxmayaraq, şüalanma intensivliyinin azalması eksponensial qanunla baş verir ($I=I_0e^{-\mu x}$). β - şüalanma orqanizm toxumlarına 10-15mm



Şəkil 36.3

dərinliyə kimi nüfuz edir. β - şüalanmadan qorunmaq üçün nazik Al, pleksiqlas və s. ekranlardan istifadə olunur.

3. Elektronun zəbti ilə əlaqədar beta-parçalanmanı (beta-zəbt parçalanması) nəzərdən keçirək.

Bu parçalanmada əvvəlcə nüvədəki proton elektron örtüyünün hər hansı, məsələn K təbəqəsindən bir elektron zəbt edərək neytrona çevrilir. Həmin proses neytrinonun yaranması ilə müşaiət olunur:

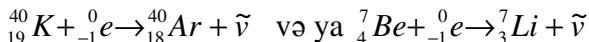


Əgər bu prosesdə nüvə həyəcanlanmışsa, onda o, γ -foton buraxaraq daha aşağı səviyyəyə keçir:

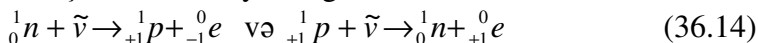


Elektronun təbəqədə boş qalan yerinə daha yuxarı enerji səviyyəsindən elektron keçir və bu proses rentgen şüalanması ilə başa çatır.

Beta-zəbt parçalanmaya kaliumun arqona və ya beriliumun litiuma çevrilməsi proseslərimisal ola bilər:



Beta-parçalanmaların başqa növləri də mümkündür. Bunlara misal olaraq neytrino və ya antineytrionun nüvə ilə toqquşması nəticəsində baş verən reaksiyaları göstərmək olar:



Beta-parçalanmaya aid bütün proseslərdə nəinki nüvənin gövdəsini təşkil edən nuklonlar, eləcə də nüvədəki sərbəst nuklonlar da iştirak edə bilirlər. Bu reaksiyalar zəif qarşılıqlı təsirlərin

məhsullarıdır. Ona görə də β -aktiv nüvənin ömrü makroskopik ölçüdə (dəqiqə və saniyələrlə) olur. Məsələn, sərbəst neytronun ömrü 16 dəqiqədir. α -aktiv nüvələr kimi β -aktiv nüvələrin də ömrü geniş diapazonda dəyişir. Lakin α -aktiv nüvələrdən fərqli olaraq, beta-aktiv nüvələrin sayı xeyli çoxdur: demək olar ki, dövrü sistemdəki bütün elementlərin ya özləri və ya onların bəzi izotopları β -aktivdir. β -şüaların maddədə nüfuzetmə qabiliyyəti α -şüalardan on dəfələrlə böyük olsa da, ionlaşdırma qabiliyyətinə görə onlardan xeyli zəifdir.

§36.4. γ (qamma) – şüalanma. Şüalanmanın ölçülməsi - dozimetriya

Qamma - parçalanma elektromaqnit kvantlarının şüalanması ilə müşayiət olunan nüvə parçalanmasıdır. Ona görə də bu parçalanmaya uğrayan nüvələrin yük və kütlə ədədləri dəyişmir. γ - şüalanma α -aktiv nüvələrdən α -zərrəciklərin ayrılması ilə birlikdə baş verir. Buna səbəb alfa- parçalanma zamanı yaranan "qız" nüvənin həyəcanlanmasıdır, daha doğrusu həyəcanlanan nüvə γ -kvantları şüalandıraraq əsas hala keçir.

γ - şüalanma həyəcanlanmış nüvənin bir haldan digərinə keçidi zamanı baş verdiyindən, onun enerji spektri diskret xarakterli olur. Həmin spektrdə enerji 10 keV-dan 3÷4 MeV-ə qədər və ya dalğa uzunluğunun $0,1\div 4 \cdot 10^{-4}$ nm diapazonunda dəyişir.

γ -parçalanmaya səbəb nüvədəki həyəcanlanmış nuklonlardan bəzilərinin digər nuklonların elektromaqnit sahələri ilə qarşılıqlı təsirləridir. İki nuklonun belə qarşılıqlı təsiri nəticəsində γ -kvantının şüalanmasına bəis olan nuklon öz impulsunun bir hissəsini digər nuklona verir. Bu cür əlavə impuls qazanan nuklonlar da öz növbəsində yeni-yeni γ -kvantlar şüalandıracaqdır.

α -aktiv və β -aktiv nüvələrə nisbətən γ -aktiv nüvələrin ömrü çox qısa, γ - şüaların maddələrə nüfuzetmə qabiliyyəti isə yüksək olur. Uzunömürlü γ -aktiv nüvələr də mövcuddur. Belə nüvələr

izomerlər adlanır. γ - aktiv nüvələrin izomerləşməsi hadisəsi O.Qan tərəfindən kəşf edilmişdir (1921). Nüvələrin izomerləşməsinin səbəbi belə izah edilir. Həyəcanlaşmış nüvənin ömrü həm parçalanma prosesinə hansı fundamental qarşılıqlı təsirin bəis olmasından, eləcə də nüvənin həyəcanlanması nəticəsində onun spininin nə qədər dəyişməsindən asılıdır. Bu dəyişmə nə qədər böyük olarsa, az enerjili γ -kvantların impuls momentinin şüalanmanı təmin edən qiymət ala bilməsi ehtimalı da kiçik olur.

γ - fotonlar maddəyə düşdükdə rentgen şüalanmasının maddə ilə qarşılıqlı təsiri üçün xarakterik olan proseslərdən (koherent səpilmə, Kompton effekti, fotoeffekt) əlavə daha bir hadisə - elektron pozitron cütünün yaranması baş verir.

γ - şüalanma intensivliyinin maddədən keçərkən azalması da təxminən eksponensial qanunauyğunluqla baş verir ($I=I_0e^{-\mu x}$). **Kütlə udma əmsali** (μ) üç əsas qarşılıqlı təsir prosesi ilə şərtlənir: fotoeffekt, Kompton effekti və elektron-pozitron cütünün yaranması; yəni

$$\mu=\mu_f+\mu_K+\mu_c$$

Bu əsas qarşılıqlı təsir prosesləri γ -foton enerjisiindən asılı olaraq müxtəlif ehtimal ilə baş verirlər. Kiçik enerjiddə fotoeffekt, orta enerjiddə - Kompton effekti, $10MeV$ -dən böyük enerjilərdə elektron-pozitron cütünün yaranması əsas rol oynayır.

Yuxarıda adları sadalanan radioaktiv şüalanmalar maddədən, o cümlədən insanın bədən toxumalarından keçdikdə müxtəlif atom və molekulların ionlaşmasına səbəb olmaqla ciddi zədələnmələr doğurur. İonlaşdırıcı şüaların canlı orqanizm toxumalarına təsiri ancaq udulan şüa enerjisinin miqdarı ilə müəyyən olunur. Şüalanma, həmçinin bir sıra xəstəliklərin (məsələn, xərçəng xəstəliyi) müalicəsində tətbiq olunur. Buna görə də bu və digər maddədən keçmiş şüalanmanın miqdarını, yaxud dozasını təyin etmək mühüm əhəmiyyət kəsb edir. Bununla **dozimetriya** məşğul olur.

Şüalanmanı xarakterizə etmək üçün aşağıdakı kəmiyyətlərdən istifadə edilir:

Şüalanmanın gücü (intensivliyi) verilmiş anda **radiaktiv**

maddənin aktivliyi ilə xarakterizə olunur (bax §36.1) və BS-də vahidi **1Bekkerel (Bk)** götürülmüşdür. Sistemdən kənar vahid kimi

$$1Kü(Küri)=3,7\cdot10^{10} \frac{parç.}{san}$$

işlədilir.

Udulmuş şüa enerjisinin (E) udan maddənin kütləsinə (m) olan nisbəti *şüalanma dozası, yaxud şüalanmanın dozası* adlanır:

$$D_u = \frac{E}{m} \quad (36.15)$$

BS-də vahidi $1Qr(Qrey)=1\frac{C}{kq}$ qəbul edilib.

Şüalanmanın udma dozasının gücü:

$$P_u = \frac{D_u}{t} \quad (36.16)$$

BS-də vahidi $[P_u]=1\frac{Vt}{kq}$ qəbul edilmişdir.

Şüalanmanın ekspozisiya dozası (Rentgen və γ - şüalanma üçün):

$$D_e = \frac{q}{m} \quad (36.17)$$

BS-də vahidi $[D_e]=1\frac{Kl}{kq}$ qəbul edilmişdir. $1\frac{Kl}{kq}$ *elə ekspozisiya dozasıdır ki, bu zaman 1 kq quru havada hər iki işarəli 1Kl elektrik yükü yaranır.*

Ekspozisiya dozasının gücü:

$$P_e = \frac{D_e}{t} \quad (36.18)$$

BS-də vahidi $[P_e]=1\frac{A}{kq}$

Şüalanma dozasının ilk vahidi olaraq **1 R (Rentgen)** qəbul edilmişdi: *Əgər 1 kq havanın udduğu enerji $0,878\cdot10^{-2}Coul$ olarsa, bu cür rentgen, yaxud γ - şüalanmanın dozası 1R-dir.*

Daha əlverişli doza vahidi $1\text{ rad}=1,00\cdot 10^{-2}\frac{\text{C}}{\text{kq}}$ -dır (bu vahid rentgen və γ - şüalanma üçün 1R -ə yaxındır). Rad ilə ifadə olunmuş şüalanma dozası yalnız şüalanma intensivliyindən $\left(\frac{p}{s}\right)$ və hissəciklərin enerjisindən asılı olmayıb, həmçinin şüa udan materialın tipindən asılıdır. Sümüklər yumşaq toxumalardan daha sıx olduqlarından və tətbiq olunan şüalanmanı daha çox udduqlarından eyni şüa dəstəsi ilə bədəni şüalandırdıqda sümüklərdə daha çox *rad* ilə ifadə olunmuş doza udulur.

Qeyd etmək lazımdır ki, *Rad* – dozanın fiziki vahididir və *1q* maddənin udduğu enerjiyə bərabərdir. Lakin bu vahid şüalanmanın bioloji təhlükəsini ifadə etmir. Bu onunla izah olunur ki, müxtəlif tip şüalanmalar toxumaların müxtəlif cür zədələnmələrinə səbəb olur. Məsələn, *1rad* α - şüalanma eyni dozada β - və γ - şüalanmalara nisbətən $10\div 20$ dəfə çox zədələnmələrə səbəb olur. Bu onunla əlaqədardır ki, α - şüalanma ağır zərrəciklərdən ibarətdir və onlar digər zərrəciklərə nisbətən yavaş sürətlə hərəkət edir və daha çox ionlaşmaya səbəb olur. Şüalanmanın bioloji təhlükəsini xarakterizə etmək üçün *nisbi bioloji effektivlik (NBE)*, yaxud *keyfiyyət əmsalı (k)* daxil edilir. *Verilmiş şüalanma növünün NBE əmsalı dedikdə 1rad verilmiş şüalanma qədər təsir göstərən rentgen və ya γ -şüalanmanın rad ilə ifadə olunmuş dozası qəbul edilmişdir.* β -şüalanma (elektronlar seli) və γ -şüalanma üçün üçün $k \approx 1$, sürətli neytronlar üçün $k \approx 10$, α -zərrəcik və ağır ionlar üçün $k \approx 20$.

Rad ilə ifadə olunmuş dozanın NBE əmsalına hasili Irem (yaxud Iber- radın bioloji ekvivalenti) adlanan vahidi verir;

$$I_{rem}=1rad\cdot NBE$$

Tərifə görə *Irem* ixtiyari şüalanma eyni bioloji effekt verir. Məsələn, *50rem* sürətli neytronların təsiri *50rem* γ -şüalanma ilə eynidir. Lakin birinci halda bu *5rad* dozaya, ikinci halda isə *50rad* dozaya uyğundur.

İnsanlar daim müxtəlif təbii şüalanmaların - kosmik şüaların, dağ süxurlarının təbii radioaktivliyinin, qidaya təbii daxil olan

radioaktiv izotopların, məsələn, ${}_{19}^{40}\text{K}$ şüalanmalarının təsirinə məruz qalırlar. Təbii radioaktiv fon bir ildə bir insan üçün $0,13\text{rem}$ təşkil edir. Təbii olaraq renten qurğularında insan orta hesabla ildə $0,07\text{rem}$ şüalanma alır. Bəzi ölkələrdə, məsələn, ABŞ-da təbii şüalanmanın sərhədi insan üçün ildə orta hesabla $0,5\text{rem}$ müəyyən edilmişdir. Lakin yadda saxlamaq lazımdır ki, şüalanmanın kiçik dozaları belə xərçəng xəstəlikləri və genetik effektlərlə bağlı xəstəliklər ehtimalını artırır. Buna görə də şüalanma dozasını minimuma endirməyə çalışırlar. Professional fəaliyyətlə bağlı şüalanma dozasının yuxarı həddi ildə 5rem təşkil edir.

§36.5. Nüvə reaksiyaları

Atom nüvəsinin elementar hissəciklərlə yaxud başqa nüvə ilə güclü qarşılıqlı təsiri nəticəsində yeni nüvənin (yaxud nüvələrin) yaranmasına səbəb olan prosesə **nüvə reaksiyaları** deyilir. Reaksiyada iştirak edən hissəciklərin qarşılıqlı təsiri onların 10^{-13} sm məsafəyə qədər yaxınlaşması zamanı nüvə qüvvələri hesabına yaranır.

Nüvə reaksiyasının ən çox yayılmış forması yüngül a hissəciyinin X nüvəsi ilə qarşılıqlı təsirdən ibarətdir ki, bu qarşılıqlı təsir nəticəsində b yüngül hissəcik və Y nüvə yaranır:

Ən çox yayılmış nüvə reaksiyası forması yüngül a hissəciyin, nəticədə yüngül b hissəciyi və Y nüvəsi yaranan, X nüvəsi ilə qarşılıqlı təsirdir:



Belə reaksiyaların tənliyinin qısa olaraq yazılışı aşağıdakı formada qəbul edilmişdir:



Burada, böyük X və Y hərfləri -çevrilən nüvələrin, mötərizədə göstərilən kiçik a və b hərfləri isə- reaksiyada iştirak edən birinci və sonuncu yüngül hissəciklərin simvoludur. Yüngül a və b hissəcikləri kimi neytron (n), proton (p), deytron (d), α - hissəcik və

γ - foton iştirak edə bilər.

Nüvə reaksiyası həm enerjinin ayrılması, həm də udulması ilə gedə bilər. Ayrılan enerji miqdarına **reaksiya enerjisi** deyilir. Bu enerji ilkin və sonuncu nüvələrin enerji vahidləri ilə ifadə olunmuş kütlələri fərqi ilə təyin edilir.

$$E = c^2 \Delta M = c^2 [M_{ilk} - M_{son}] \quad (36.21)$$

İlkin nüvələrin kütlələri cəmini- $(m_a + m_x)$, yaranan nüvələrin kütlələri cəmini isə- $(m_y + m_b)$ qəbul etsək, onda kütlə fərqi

$$\Delta M = (m_a + m_x) - (m_y + m_b) \quad (36.22)$$

olar. Əgər yaranan nüvələrin kütlələri cəmi ilkin nüvələrin kütlələri cəmindən böyük (kiçik) olarsa, onda reaksiya enerjisinin udulması (ayrılması) ilə gedir və reaksiya enerjisi mənfi (müsbət) qiymət alır.

1936 – cı ildə N.Bor müəyyən etmişdir ki, çox da böyük sürətə malik olmayan hissəciklər tərəfindən yaranan reaksiyalar iki mərhələdə gedir. Birinci mərhələ X nüvəsinə yaxınlaşan a hissəciyinin zəbt edilərək, **qarışıq (yaxud kompaund) nüvə** adlanan **A -aralıq nüvənin** yaranmasından ibarətdir. Bu zaman a hissəciyinin enerjisi çox qısa bir müddətdə qarışıq nüvənin bütün nuklonları arasında paylanır və nəticədə yaranan nüvə həyəcanlanmış halda olur. Reaksiyanın ikinci mərhələsi isə həyəcanlanmış qarışıq nüvənin b hissəciyini buraxmasından ibarətdir. Bu ikimərhələli reaksiyanın gedişini aşağıdakı formada yazmaq olar:



Əgər ayrılan a hissəciyi zəbt olunan b hissəciyi ilə eyni olarsa ($b=a$), belə proses **səpilmə** adlandırılır. a hissəciyinin enerjisi b hissəciyinin enerjisinə bərabər olan halda ($E_b = E_a$), səpilmə **elastiki**, əks halda isə ($E_b \neq E_a$) **qeyri – elastiki** olur.

Nüvə reaksiyası a hissəciyi b hissəciyi ilə eyni olmadıqda baş verir. 1MeV enerjiyə malik olan nuklonun $\sim 10^9$ sm/san sürəti ilə nüvənin diametrinə ($\sim 10^{-12}$ sm) bərabər olan **uçuş məsafəni** keçməsi üçün lazım olan τ_n zaman kəsiyinə **nüvə zamanı** (yaxud

nüvə uçuşu zamanı) deyilir. Bu zaman kəmiyyətcə $\tau_n \sim \frac{10^{-12} sm}{10^9 sm / san} = 10^{-21} san.$ -ə bərabər olur.

Qarışıq nüvənin orta yaşama müddəti ($10^{-14} \div 10^{-12} san.$) nüvə uçuşu müddətindən ($\sim 10^{-21} san.$) xeyli çoxdur. Ouna görə də qarışıq nüvənin parçalanması (yəni b hissəciyinin ayrılması), a hissəciyinin zəbt olunmasında ibarət olan reaksiyanın birinci mərhələsindən asılı olmayan prosesdir. Qarışıq nüvənin parçalanması və reaksiya nəticəsində hansı məhsulların alınması prosesi onun hansı yolla və necə təşkil edilməsindən deyil, qarışıq nüvəni xarakterizə edən kəmiyyətlərdən asılıdır.

Sürətli nuklonlar və deytronlar tərəfindən yaranan reaksiyalar aralıq nüvə yaranmadan baş verir. Belə reaksiyalar ***düzünə nüvə qarşılıqlı təsiri*** adlanır. Düzünə qarşılıqlı təsirin tipik reaksiyası deytronun nüvə ilə qeyri – mərkəzi toqquşmaları zamanı müşahidə olunan ***kəsilmə reaksiyasıdır***. Belə toqquşmalar zamanı deytronun nuklonlarından biri nüvə qüvvələrinin təsiri zonasına düşərək nüvə tərəfindən zəbt edilə bilər, eləcə də eyni zamanda başqa nuklon nüvə qüvvələri təsiri sahəsindən kənarda qalaraq nüvənin yanından keçə bilər. Bu reaksiyanı simvolik olaraq (d, p) yaxud (d, n) formasında yazmaq olar.

Qeyd etdiyimiz kimi, reaksiyanın getməsi üçün birinci mərhələdə a hissəciyi (zərrəciyi) nüvə tərəfindən tutulmalıdır. Onun tutulma ehtimalı verilmiş mühitdə nüvələrin konsentrasiyası, mühitin qalınlığı və nüvənin en kəsiyi ilə mütənasibdir. Nüvə və düşən zərrəcik adi kürəcik deyildir. Ona görə də nüvənin en kəsiyinin sahəsi ***effektiv en kəsiyinin sahəsi*** və ya sadəcə olaraq ***effektiv kəsik*** anlayışı ilə verilir. Effektiv kəsik nüvənin onun üzərinə düşən zərrəciklə qarşılıqlı təsir radiusu (hədəf məsafəsi) ilə təyin olunur. Bu isə öz növbəsində, düşən zərrəciyin enerjisindən asılı olmalıdır. Ona görə də nüvə reaksiyalarını öyrənərkən qarşılıqlı təsir ehtimalını effektiv kəsiklə ifadə edirlər. Effektiv kəsik σ ilə işarə olunur (Məsələn, nüvə adi kürəcik olarsa $\sigma = \pi r^2$ olar). Aydın ki, düşən zərrəciklərin sayı - N , verilmiş mühitdə

nüvələrin konsentrasiyası - n və mühitin qalınlığı - l olarsa, onda düşən zərrəciklərin sayının dl yolunda azalması N , σ , n və dl -lə mütənasib olacaqdır, daha doğrusu

$$dN = -N \cdot \tau \cdot n \cdot dx \quad (36.24)$$

düsturu ilə hesablanacaqdır. Bu ifadəni integrallayıb, $l=0$ olduqda $N=N_0$ olduğunu nəzərə alsaq, zərrəciklərin nüvələr tərəfindən tutulması nəticəsində onların sayının dəyişmə qanununu aşağıdakı şəkildə alırıq:

$$N = N_0 e^{-\sigma n l} \quad (36.25)$$

Bu düsturdan isə effektiv kəsik üçün

$$\sigma = \frac{1}{nl} \ln \frac{N_0}{N} \quad (36.26)$$

ifadəsini alırıq. Nüvə proseslərində effektiv kəsiyin vahidi olaraq **barn**dan istifadə edilir: $1 \text{ barn} = 10^{-28} \text{ m}^2$

1919 – cu ildə ilk dəfə olaraq nüvə reaksiyaları Rezerford tərəfindən həyata keçirilmişdir. Radioaktiv mənbə tərəfindən buraxılan α - hissəcikləri ilə azotun şüalandırılması zamanı, azotun bəzi nüvəsi proton buraxaraq, oksigen çevrilir. Bu reaksiyanın tənliyi aşağıdakı formadadır:



və ya qısaca olaraq

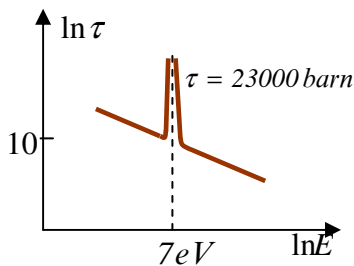


Rezerford, atom nüvəsinin bölünməsi üçün təbii mərmidən - α - hissəciklərindən istifadə etmişdir. α -hissəciyinin mənbəyi kimi radioaktiv ${}_{34}^{214}\text{Po}$ elementi götürülmüşdür. Bu elementdən uçan zərrəciyin enerjisi 7.5 MeV-a yaxın olur.

Süni yolla sürətləndirilmiş hissəciklər hesabına yaranan ilk nüvə reaksiyası isə 1932-ci ildə Kokroft və Uolton tərəfindən aparılmışdır. Onlar protonları 0.8 MeV enejisinə qədər sürətləndirərək aşağıdakı reaksiyanı aparmışlar:



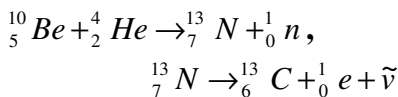
Nüvə reaksiyalarında neytronlar (n) xüsusi əhəmiyyət kəsb edir. Yüklü α və β zərrəciklərinin nüvədəki müsbət yüklə Kulon itələmə qüvvəsi onların nuklonlara çox yaxınlaşmasına imkan vermir. Bu səbəbdən neytronlar böyük kütləyə (enerjiyə) malik olmaqla yanaşı həm də nüvəyə sərbəst daxil ola bilirlər. Burada nisbətən **soyuq neytronlar** (kinetik enerjisi kiçik olan neytronlar) xüsusi əhəmiyyət



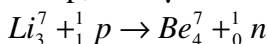
Şəkil 36.4

kəsb edir. Nüvəni uçuş müddəti kifayət qədər böyük olduğundan, belə neytronlar asanlıqla qarşılıqlı təsirə girərək qarışıq (komponent) nüvələr əmələ gətirməyə qadir olurlar. Əksər hallarda qarşılıqlı təsirin effektiv kəsiyi neytronların enerjisindən $\tau \sim E^{-1/2}$ kimi tərs mütənəsb asılı olur. Bir sıra hallarda isə τ -nın neytronların enerjisindən asılılığı rezonans xarakterə malik olur. Şəkil 36.4-də U_{92}^{238} nüvəsi halında $\tau(E)$ asılılığı təsvir olunmuşdur. Göründüyü kimi, çox ləng ($E < 7eV$) və isti ($E > 7eV$) neytronlar halında τ -nın qiyməti enerjinin qiymətinin artması ilə üstlü funksiya olaraq azalır. Lakin $E = 7eV$ olduqda $\tau \sim 4$ tərtib artır. Qarşılıqlı təsirin belə səciyyəvi xüsusiyyətə malik olması nüvələrin diskret enerji səviyyələrində mövcud olmasını, eləcə də rezonansa uyğun enerjinin nüvənin stasionar haldan həyəcanlanmış hala keçməsinə nümayiş etdirir.

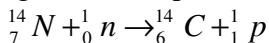
α -zərrəciklərlə yaranan nüvə reaksiyalarında effektiv kəşik (σ) onların enerjisinin (E) böyük qiymətlərində kəskin artır. Bu reaksiyalarda əsasən neytron və ya proton yaranır. Radioaktiv parçalanmadan α -zərrəciyinin təsiriylə yalnız neytron yaranır. Reaksiya nəticəsində əmələ gələn nüvə radioaktiv olur. Aşağıdakı reaksiyalar buna misal ola bilər:



Bu reaksiyalardan neytron almaq üçün istifadə edilir. Protonlarla gedən reaksiyalarda p, n və γ -kvantlar çıxır. Məsələn:



Neytronların təsirlə gedən maraqlı reaksiyalardan biri də



reaksiyasıdır. Yaranan ${}_6^{14}C$ -radioaktivdir. Onun yarımparçalanma periodu 5600 ildir, 1 q karbon hər dəqiqədə 14 parçalanmaya uğrayır. Bu izotop atmosferdə kosmik şüalar tərəfindən həmişə yaranır və təbiətdə maddələr mübadiləsində iştirak edir. Onların konsentrasiyası sabit qalır. Orqanizm canlı olduqda ${}_6^{14}C$ -un miqdarı azaldıqca maddələr mübadiləsi hesabına bərpa olunur. Orqanizm öldükdə ${}_6^{14}C$ -nün miqdarı radioaktivlik qanununa uyğun olaraq azalır. Deməli, ${}_6^{14}C$ -un konsentrasiyasına görə orqanizmin nə vaxt məhv olduğunu tapmaq olar.

§36.6. Nüvənin bölünməsi və sintezi. Zəncirvari nüvə reaksiyaları

Nüvədə gedən proseslər külli miqdarda enerjinin ayrılması ilə baş verə bilər. Nüvələrin bölünməsini və birləşməsini (sintezini) məqsəduyğun şəkildə həyata keçirməklə müxtəlif məqsədlər üçün istifadə olunan nüvə enerjisi hasil etmək olar.

1938-ci ildə alman alimləri O. Qan və F. Ştrassman neytronlarla aparılan nüvə reaksiyalarını öyrənərkən müəyyən etmişdirlər ki, ağır element olan uranı neytronlarla atəşə tutduqda, onun ${}_{92}^{235}U$ izotopu Mendeleyev cədvəlinin ortalarında yerləşən iki nüvəyə - barium (*Ba*) və lantan (*Ln*) nüvələrinə parçalanır. Bu nüvələr **qəlpələr** adlanır.

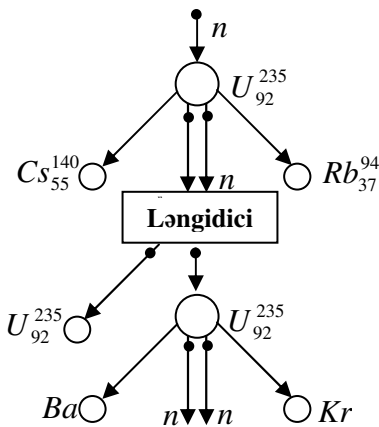
Sonrakı tədqiqatlar göstərdi ki, bölünmə müxtəlif yollarla baş verə bilər və bölünmə nəticəsində 80-ə qədər müxtəlif qəlpələr yaranır ki, onlardan da kütlələri 2:3 nisbəti kimi olanlarının

qəlpələrə bölünmə ehtimalı daha çoxdur. Ağır nüvələrdə neytronların nisbi sayı, orta nüvələrdəkinə nisbətən daha çoxdur. Ona görə də yaranan qəlpələr həddən artıq neytronlarla yüklənir və nəticədə onlar özlərindən bir neçə neytron buraxırlar. Şəkil 35.2-dən də göründüyü kimi, orta kütləli nüvələrin xüsusi rabitə enerjisi urana nisbətən 1 MeV böyükdür və buna görə də uranın bölünməsi zamanı hər nuklona düşən rabitə enerjisi 1 MeV artır, yəni hər bir nuklonun 1 MeV kütləsi enerjiyə çevrilir. Uran nüvəsinin müxtəlif izotoplarında aşağı-yuxarı ~ 238 izotop var. Deməli uran atomunun parçalanması nəticəsində $\sim 200 \text{ MeV}$ enerji ayrılır. Məsələn, uranın xüsusi rabitə enerjisi $7,6 \text{ MeV}$, qəlpələrin xüsusi rabitə enerjisi $8,5 \text{ MeV}$ və $A = 235$ olduğundan bu bölünmə zamanı

$$\Delta E = A \cdot (8.5 - 7.6) = 0.9 \cdot 235 \approx 200 \text{ MeV}$$

enerji ayrılmalıdır. Bu o deməkdir ki, 1 qram uranda olan nüvələr bölünərsə, $8 \cdot 10^{10} \text{ C}$ enerji ayrılır. Buradan görünür ki, uran bölünərkən böyük enerji ayrılmalıdır. Ayrılan enerjinin əsas hissəsi ($\sim 80 \%$ -i) qəlpələrin kinetik enerjisindən ibarət olur.

Uranın bölünməsi zamanı yaranan qəlpələr artıq neytronlarını birbaşa və ya β -parçalanma yolu ilə buraxırlar. Bölünmə reaksiyasında yaranan neytronların əksəriyyəti ($\sim 99 \%$ -i) bölünmə aktının ilk anında ($\sim 10^{-4}$ san. müddətdə) ayrılırlar. Belə neytronlar **ani neytronlar** adlanır. Qalan 1% -ə yaxın **gecikmiş neytronlar** adlanan neytronlar isə 0.05 saniyədən 1 dəqiqəyə qədər gecikmə ilə buraxılırlar. Müəyyən edilmişdir ki, hər bölünmə aktında çıxan neytronların orta sayı $2,5$ -ə bərabərdir, yəni hər bölünmədə 2



Səkil 36.5

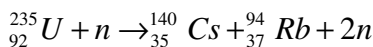
və ya 3 neytron çıxır. Neytronların enerjisi $1 \div 2 \text{ MeV}$ tərtibində olur. Bu neytronlar yenidən uran nüvəsinin üzərinə düşərsə nüvənin bölünməsi yaranacaqdır. Beləliklə, nüvə reaksiyasının məhsulu yeni

reaksiya üçün tərkib rolunu oynayır. Belə reaksiyalar ***zəncirvari nüvə reaksiyaları*** adlanır. Şəkil 36.5-də zəncirvari reaksiyanın prinsipial sxemi göstərilmişdir.

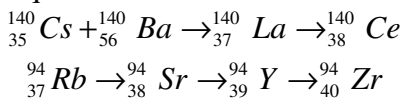
Bölünmənin yaranması üçün $^{235}_{92}\text{U}$ nüvəsinin aktivləşmə enerjisi 6,5 MeV $^{238}_{92}\text{U}$ nüvəsininki isə 7,1 MeV olmalıdır. Bu nüvələr $^{235}_{92}\text{U} \rightarrow ^{236}_{92}\text{U}$, $^{238}_{92}\text{U} \rightarrow ^{239}_{92}\text{U}$ neytron udduqda çevrilir və onlarda neytronların xüsusi rabitə enerjisi uyğun olaraq 6,8 MeV və 5,5 MeV olur. $^{236}_{92}\text{U}$ -da neytron və protonların sayı cüt olur, enerjisi artır, $^{239}_{92}\text{U}$ -da isə təkləşdiyi üçün azalır. Onda $^{235}_{92}\text{U}$ nüvəsi onun üzərinə düşən neytronun enerjisindən asılı olmayaraq bölünəcək, $^{239}_{92}\text{U}$ nüvəsinin isə bölünməsi üçün onun üzərinə düşən neytronun enerjisi 1,6 MeV (7,1-5,5=1,6 MeV) olmalıdır. Bu enerjiyə ***sürətli neytronlar*** malik olur. Qeyd edək ki, enerjisi $0,025 \div 0,5$ eV intervalında olan neytronlar ***yavaş neytronlar***, enerjisi $0,5 \div 10^4$ eV intervalında olan neytronlar ***rezonans neytronlar***, enerjisi $10^4 \div 10^5$ eV intervalında olan neytronlar ***aralıq neytronlar***, enerjisi $10^5 \div 10^8$ eV intervalında olan neytronlar isə ***sürətli neytronlar*** adlanırlar

Neytronların ani və ləngimə ilə ayrılması neytronlara bölünən qəlpələrin artıq yükünü tam olaraq ləğv edə bilmir. Buna görə də qəlpələrin əksəriyyəti radioaktiv olur və γ -şüaları buraxaraq, β -silsilə çevrilməsinə məruz qalırlar.

Məsələn, neytronların təsiri ilə $^{235}_{92}\text{U}$ izotopunun bölünmə reaksiyalarından biri aşağıdakı sxem üzrə gedir:



Bölünmənin ilk məhsulları olan sezium və rubidium nüvələri (qəlpələri) γ - və β -aktiv olduqlarından, aşağıdakı növbəti çevrilmələrə məruz qalırlar:



Y Reaksuyanın son məhsulu olan serium ($^{140}_{38}\text{Ce}$) və

sirkonum ($^{94}_{40}\text{Zr}$) stabil nüvələrdir.

Urandan başqa, neytronlarla şüalanma zamanı torium ($^{233}_{90}\text{Th}$) və protaktinium ($^{231}_{91}\text{Pa}$), eləcə də plutonium da ($^{239}_{94}\text{Pu}$) bölünür. Həddən artıq yüksək enerjiyə (bir neçə yüz MeV) malik olan sürətli neytronlar yüngül nüvələrin də bölünməsinə səbəb olur. ^{235}U və ^{239}Pu nüvəsi istənilən enerjili neytronlarla şüalandırılan zaman bölünür. ^{238}U nüvəsi yalnız sürətli neytronlar hesabına bölünür. Enerjisi az olan neytronlar ^{238}U nüvəsini bölə bilmədiyindən onlar nüvə tərəfindən udulur. Nəticədə, həyəcanlanma enerjisi γ -foton formasında ayrılaraq, ^{239}U nüvəsi yaranır. Ona görə də belə prosesə radiasiya alma deyilir.

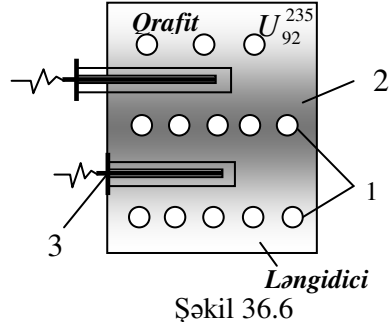
^{235}U , ^{239}Pu və ^{233}U nüvələrinin bölünməsi zamanı bir neçə neytronların buraxılması zəncirvari reaksiyanın yaranmasına imkan yaradır. Həqiqətən, bir nüvənin bölünməsi zamanı buraxılan Z sayda neytronlar Z sayda nüvənin bölünməsinə səbəb ola bilər. Növbəti aktda Z^2 nüvənin bölünməsinə səbəb olan, yeni Z^2 neytronlar buraxılırlar və s. Beləliklə, hər bölünmə zamanı yaranan neytronların sayı, həndəsi silsilə ilə artır.

Ancaq, məlumdur ki, uran elementinin 99,3%-i $^{238}_{92}\text{U}$ izotopundan ibarətdir. Onlar neytronları udaraq bölünmə reaksiyasını söndürə bilirlər. Ona görə də neytronların enerjisini $^{238}_{92}\text{U}$ izotopunun rezonans udma enerjisindən aşağıya salmaq lazımdır. Bu məqsədlə uran kütləsinin içərisinə ləngidici elementlər yerləşdirirlər. Ləngidici elementlər olaraq ağır sudan, qrafitdən istifadə olunur. Neytron bu elementlərlə qarşılıqlı təsir nəticəsində enerjilərini azaldırırlar və $^{235}_{92}\text{U}$ izotopunun bölünməsində iştirak edə bilirlər ki, bu reaksiya zəncirvari xarakter alır.

Bölünmə reaksiyasının getməsi üçün yaranan neytronlardan heç olmazsa biri sonrakı bölünmədə iştirak etməlidir. Bölünmə reaksiyası neytronların *çoxalma əmsali* ilə xarakterizə olunur. *Çoxalma əmsali verilmiş aktda bölünmə yaradan neytronların sayının (n_i) əvvəlki aktda yaranan neytronların sayına (n_{i+1}) nisbəti ilə təyin olunur :*

$$k = \frac{n_i}{n_{i+1}} \quad (36.29)$$

Əgər $k > 1$ olduqda, nüvələrin bölünməsi zəncirvari xarakter alır və partlayışla nəticələnir (atom bombası), $k < 1$ olduqda uisə reaksiya sönür, $k = 1$ olduqda reaksiya sabit sürətlə davam edir. Bu sərti ödəyən və ləngidicilər vasitəsilə idarə olunan nüvə qurgusu **nüvə reaktoru** adlanır. Nüvə reaktorunda ayrılan enerjiden atom elektrik stansiyalarında istifadə edilir. Belə prinsiplə ilk dəfə olaraq 1942-ci



ildə E.Fermi nüvə reaktoru qurmuşdur (şəkil 36.6). 1 - U_{92}^{235} çubuqlarında neytronun təsiri ilə bölünmə reaksiyası baş verir və əmələ gələn qəlpələr xüsusi hazırlanmış hədəfə dəyərək öz enerjilərini itirirlər. Uran çubuqlarının arasına doldurulan 2 - qrafitdir və neytronları ləngitmək funksiyasını yerinə yetirir. 3 - Cd çubuqları və M - vinti vasitəsilə parçalanma reaksiyası gedən məkana daxil edilir və reaksiyanın sürətini tənzimləyir. Qəlpələrin hədəfə verdiyi enerji ilə suyu qızdıraraq elektrik stansiyası yaratmaq mümkün olmuşdur

(36.29) düsturundan görünür ki, bir bölünmədə neytronların sayının artması

$$\Delta n = n(k - 1) \quad (36.30)$$

qədər olur. İki növbəti bölünmə arasında keçən müddət t olarsa, neytronların artma sürəti

$$\frac{dn}{dt} = \frac{n(k - 1)}{\tau} \quad (36.31)$$

olar. Buradan τ müddətində bölünmədə iştirak edən neytronların sayı üçün aşağıdakı ifadə alınır:

$$n = n_0 e^{\frac{k-1}{\tau} t} \quad (36.32)$$

Burada, n_0 – bölünmə prosesinin əvvəlində olan neytronların sayıdır. Sonlu həcmdə gedən prosesdə bu neytronların hamısı iştirak edə bilmirlər. Onların bir hissəsi həcmdən kənara çıxırlar. Çıxan neytronların sayı nüvə qazanının səthinin sahəsi ilə mütənasibdir. Deməli, çıxan neytronların sayını azaltmaq üçün reaktorun səthinin sahəsinin onun həcminə nisbəti minimum olmalıdır. Bu şərti ödəyən həndəsi fiqur kürədir. $k=1$ şərtini ödəyən kürə həcmi **böhran həcmi**, radius **böhran radiusu**, bu həcmdə olan kütlə isə **böhran kütləsi** adlanır. $R > R_B$ olduqda $k > 1$ olur və zəncirvari reaksiya baş verir.



Şəkil 36.7

Uranda zəncirvari nüvə reaksiyasını iki qayda ilə yaratmaq olar. Birinci qayda təbii urandan bölünən ^{235}U izatopunun ayrılmasmdan ibarətdir. U_{92}^{235} nüvəsinin bölünməsi zamanı

buraxılan neytronların eneijisi $\sim 2 \text{ MeV}$, sürəti isə $\sim 2 \cdot 10^9 \text{ sm/san.}$ -dir. Tərkibcə təmiz U_{92}^{235} -in kiçik bir hissəsində nüvə tərəfindən alınan hər bir neytron ~ 2.5 yeni neytron buraxaraq bölünməyə səbəb olur. Lakin, əgər baxılan hissənin kütləsi müəyyən kritik qiymətdən kiçikdirsə, onda əksər buraxılan neytronlar, bölünmə yaratmadan, nüvədən uzaqlaşırırlar. Baxılan kütlə, kritik qiymətdən böyük olduqda, neytronlar sürətlə artır və reaksiya (təhlükəli) partlayışlı xarakter alır. Atom bombasının təsiri bu prinsipə əsaslanır. Zəncirvari reaksiyada $Z > 1$ olması üçün U_{92}^{235} kütləsi müəyyən böhran kütlədən $m_{böh}$ böyük olmalıdır. Kütlələri $m_1, m_2 < m_{böh}$, lakin $m_1 + m_2 > m_{böh}$ olan iki uran kütləsi bir-birindən aralı germetik qabda saxlanılır (şəkil 36.7). Bombanı partlatmaq lazım gəldikdə barıt yandırılmaqla aralıq açılır və uran kütlələrinin birləşməsi nəticəsində nüvə reaksiyası baş verir.

Nüvə enerjisinin dinc məqsədlər üçün istifadə edilməsi ilk dəfə keçmiş Sovet İttifaqında İ.V.Kurçatovun rəhbərliyi altında həyata keçirilmişdir. 1954 – cü ildə Sovet dövlətində 5000 kVt gücündə ilk atom elektrik stansiyası (AES) istifadəyə verilmişdir.

Atom elektrik stansiyasının sxemi şəkil 36.8 – də təsvir edilmişdir.

Stansiya əsasən reaktordan-1, istilik ötürücüsündən-2,

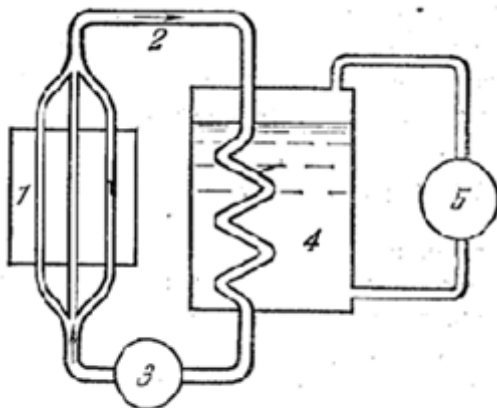
nasosdan-3, istilikayırcıdan-4 və trubindən-5 ibarətdir. İstilikötürücüsü

kimi su yaxud ərimə temperaturu aşağı olan ($T_{\text{ər.}}=98^{\circ}\text{C}$) qələvi metal-

lar, məsələn natrium tətbiq edilir. Həmin maye

hermetik qapalı konturda sirkulyasiya edərək reaktordan istilik alıb, onu istilikayırcıya ötürür. Burada istilik başqa bir qapalı sistemdə dövr edərək trubini hərəkətə gətirən buxara ötürülür. Əslində belə ikipilləli istilikötürmə sisteminin qurulmasında məqsəd ondan ibarətdir ki, reaktordan istilik alan birinci istilikötürücü sistemdə radioaktiv zərrəciklər qala bilər. Buna görə də onların stansiyanın sonrakı qurğularına düşməməsi üçün belə təhlükəsizlik tədbirləri görülür. İlk istilikayırcı sistemdə maye buxar halında olduğundan, elektrik enerjisini almaq üçün buxar trubinindən istifadə edilir.

Belə stansiyalar ucuz enerji mənbəyi olsa da, reaksiyalar nəticəsində yaranan müxtəlif radioaktiv şüalar və reaksiyaların tullantı məhsulları ətraf mühitin çirklənməsinə və radioaktiv fonun normadan yüksək olmasına səbəb olur.



Şəkil 36.8

§36.7. Termonüvə reaksiyaları

Nüvə sintezi, yəni güngül nüvələrin birləşərək vahid nüvəyə çevrilməsi (qovuşması), ağır nüvələrin bölünməsində olduğu kimi, böyük miqdarda enerjinin ayrılması ilə müşaiyət olunur. Çox yüksək temperaturda güngül nüvələrin sintezi ilə gedən reaksiya *termonüvə reaksiyası* adlanır.

Termonüvə reaksiyasının baş verməsi üçün yüklü nüvələr bir-birinə ən azı nüvə qüvvələrinin təsir radiusuna bərabər məsafəyə qədər ($\sim 2 \cdot 10^{-15} m$) yaxınlaşmalıdırlar. Məsələn, üykü $Z_1 = Z_2 = 1$ olan iki protonun sintezi üçün onların kinetik enerjisi

$$E = k \frac{Z^2 e^2}{r} = 9 \cdot 10^9 \frac{(1,6 \cdot 10^{-19})^2}{2 \cdot 10^{-15}} = 11,52 \cdot 10^{-14} C$$

olmalıdır. Bu isə

$$T = \frac{2E}{3k} = \frac{2 \cdot 11,52 \cdot 10^{-14}}{3 \cdot 1,38 \cdot 10^{-23}} = 5,5 \cdot 10^9 K$$

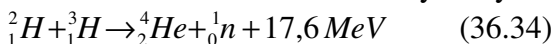
temperatura uyğundur. Belə yüksək temperatur ulduzların daxilində olduğu üçün termonüvə reaksiyaları ulduzlarda gedir.

Yerdə bu temperatur yalnız laboratoriya şəraitində yüksək temperaturlu plazmada alınır. Plazmada cərəyan yaradarkən onun maqnit sahəsi plazmanı sıxır, enerji kiçik radiuslu silindr daxilində toplanır və kənara yayılır. Digər tərəfdən nazik naqıl - plazmada əlavə Coul-Lens istiliyi ayrılır və onun temperaturunu daha da artırır. Belə plazmada termonüvə reaksiyası yaratmaq mümkün olmuşdur. Lakin nüvə reaksiyalarında olduğu kimi idarə olunan termonüvə reaksiyasını həlölük müntəzəm aparmaq və onun enerjisindən istifadə etmək mümkün deyildir. Bu vəziyyət plazma sütununun dayanıqlı olmaması ilə əlaqədardır.

Lakin, qeyd etmək lazımdır ki, güngül nüvələrin sintezi nisbətən aşağı temperaturalarda da gedə bilər. Məsələn burasındadır ki, hissəciklərin sürətlərə görə təsadüfi olaraq paylanması hesabına həmişə, enerjiləri orta qiymətdən kifayət qədər çox olan müəyyən sayda nüvələr olur. Digər tərəfdən, xüsusi əhəmiyyət kəsb edən

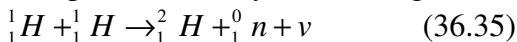
məsələlərdən biri də nüvələrin sintezinin tunel effekti nəticəsində baş verə bilməsidir. Buna görə də, bəzi termonüvə reaksiyaları artıq $10^7 K$ temperatur civarında da baş verir.

Hidrogen nüvəsinin və onun izotoplarının xüsusi rabitə enerjisi helium nüvəsinin xüsusi rabitə enerjisindən az olduğundan onların sintezi zamanı böyük enerji ayrılır. Deyterium (2_1H) və tritium (3_1H) nüvələrinin sintezi üçün şərait xüsusən (daha) əlverişlidir, çünki onlar arasındakı reaksiya rezonans xarakterlidir. Deyterium və tritiumun nüvələrinin sintezinin reaksiyası tənzimlənməyən reaksiya olub **hidrogen bombası** adlanır. Bu nüvələrin sintezi zamanı helium nüvəsi və neytron yaranır:

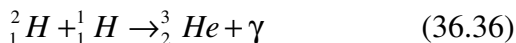


Göründüyü kimi, reaksiya $17,6 MeV$ enerjinin ayrılması ilə gedir və reaksiyada beş nuklon iştirak etdiyindən hər nuklonun payına düşən enerji $\sim 3,5 MeV$ olur. Müqayisə üçün yadımıza salaq ki, uranın parçalanması zamanı bu enerji $1 MeV$ -ə yaxındır. Deməli, termonüvə reaksiyasında ayrılan enerji uran nüvəsinin parçalanması zamanı çıxan enerjiden təqribən 4 dəfə çoxdur. Ona görə də termonüvə reaksiyası enerji əldə etmək baxımından daha sərfəlidir. Ulduzların tükənməz enerjisi bu reaksiyanın hesabındadır.

Məlumdur ki, ulduzların əksəriyyəti, o cümlədən Günəş 80 faizə qədər hidrogendən, 20 faizə qədər heliumdan və 1 faizə qədər karbon, azot və oksigendən ibarətdir. Günəşdə və temperaturu onun temperaturuna yaxın olan digər ulduzlarda proton-proton (və ya hidrogen-hidrogen) silsiləsində termonüvə reaksiyaları gedir. Məsələn, iki protonun qarşılıqlı təsiri ilə başlayan reaksiyanın ilk mərhələsində deytron, pozitron və neytino əmələ gəlir:

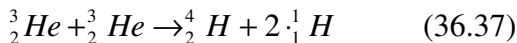


Reaksiyanın ikinci mərhələsində deytron protonla birləşərək 3_2He nüvəsini əmələ gətirir və bu zaman ayrılan enerji γ -şüaları şəklində yayılır.



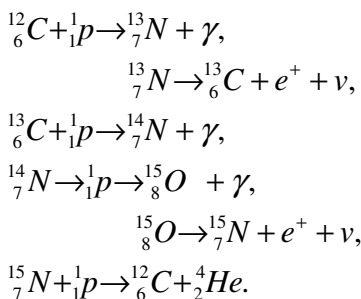
Qeyd edək ki, bu mərhələdə yaranmış pozitron da öz

növbəsində Günəş plazmasındakı elektronla rastlaşaraq annihilyasiya edir (zərrəcik halından foton halına keçir) və əlavə enerji yaradırlar. Nəhayət, reaksiyanın sonuncu mərhələsi stabil ${}^4_2\text{He}$ helium izotopunun və eləcə də iki protonun əmələ gəlməsindən ibarət olur:



Göstərilən reaksiya nəticəsində ayrılan enerji fəzaya yayılır və o cümlədən Yerə də gəlib çatır. Günəş 1 saniyədə $3,8 \cdot 10^{26}$ C enerji şüalandırır. Günəşin kütləsinin $\sim 2 \cdot 10^{30}$ kq olduğunu nəzərə alsaq, onun vahid kütlənin 1 saniyədə buraxdığı enerji $1,9 \cdot 10^{-4}$ C/kq·san olar. Müqayisə üçün qeyd edək ki, canlı orqanizmin maddələr mübadiləsi nəticəsində ayırdığı enerji bu enerjiden 100 dəfə böyükdür.

H. Bete daha yüksək temperaturalarda ($\sim 10^8$ K) tərəfindən aşağıdakı mərhələlərdən ibarət olan, karbon–azot tipli reaksiyaların (karbon–azot tsiklinin) böyük ehtimala baş verdiyini göstərmişdir (1939):



Karbon–azot tsiklinin yekunu dörd protonun itməsindən və bir α - hissəciyinin yaranmasından ibarətdir. Karbon nüvəsinin sayı sabit – dəyişməz qalır: bu nüvələr reaksiyalarda katalizator rolunda iştirak edirlər.

Qeyd edək ki, idarəolunan termonüvə sintezinin həyata keçirilməsi bəşəriyyətə praktiki olaraq tükənməz istilik mənbəi verə bildiyindən, bu sahə üzrə işlər bir çox ölkələrdə intensiv olaraq aparılır. Xüsusən bu işlər Rusiyada və Amerikada geniş vüsət almışdır. İdarə olunmayan və partlayışla nəticələnən termonüvə

reaksiyası nüvə bombalarında yaradılır. Bu bombalarda termonüvə reaksiyasının getməsi üçün lazım olan temperatur atom bombasının partladılması ilə əldə edilir. Termonüvə reaksiyasını idarə etmək üçün, müəyyən həcmdə 10^8 K həddində temperatur yaratmaq və saxlamaq lazımdır.

XXXVII Fəsil

Elementar zərrəciklər

§37.1. Elementar zərrəciklərin xassələri və təsnifatı

Elementar zərrəciklərin kütlələri və ölçüləri çox kiçikdir. Onlardan çoxunun kütləsi protonun kütləsi tərtibindədir. Təcrübədən protonun, neytronun və π -mezonun ölçülərinin tərtibi üçün 10^{-15} m rəqəmi alınmışdır. Çox kiçik olduğundan elektronun və müonun ölçüsünün tərtibini təyin etmək mümkün olmamışdır. Lakin, məlum olmuşdur ki, bu rəqəm 10^{-17} m-dən böyük deyildir. Aydınır ki, kütlələri və ölçüləri belə kiçik olduğundan, elementar zərrəciklərin kvant təbiəti özünü daha aşkar şəkildə büruzə verir. Ona görə də elementar zərrəciklər kvant qanunlarına tabe olan zərrəciklərdir və onların hərəkətini dalğa prosesi kimi qiymətləndirmək lazımdır. Bu dalğanın uzunluğu bir-birinə qarşılıqlı təsir göstərə biləcəyi məsafə tərtibindədir:

$$\lambda = \frac{\hbar}{mc} = 1.4 \cdot 10^{-15} \text{ m.}$$

Elementar zərrəcikləri, onların hərəkətlərini, xassələrini, qarşılıqlı təsirlərini aşkar etmək və qiymətləndirmək üçün bu zərrəciklərin aşağıdakı xassəsindən istifadə edirlər: elementar zərrəciklərin ya özləri və ya onların təsirlə yaranan digər zərrəciklər, hərəkətləri zamanı qarşılaşdıqları atomları və ya molekulaları ionlaşdırır. Elementar zərrəciyin hərəkət etdiyi mühiti elə seçirlər ki, bu zərrəciyin təsirlə yaranan ionlar rekombinasiya edərək makroskopik ölçüdə obyektlər əmələ gətirir. Həmin obyektlərin həndəsi yerinə görə elementar zərrəciyin trayektoriyası vizual müşahidə edilir və onun şəkli çəkilir. Trayektoriyanın formasına, uzunluğuna, qalınlığına və s. görə zərrəciyin elektrik yükü, yükün işarəsi (bunu zərrəciyin maqnit sahəsindəki meylinə görə təyin edirlər), enerjisi, impulsu və s. xassələri haqqında

məlumatlar əldə edilir. Elementar zərrəciklərin fotolövhəyə və ya flüoressensiya edə bilən maddəyə təsiri nəticəsində yaranan izlərə görə də onların xassələri haqqında məlumat əldə edilir.

Elementar zərrəciyin əsas xassəsi ondan ibarətdir ki, o digər zərrəciklərin qarşılıqlı təsiri zamanı yaranır və zərrəciklərlə belə təsir zamanı yox olur (udulur). Buna görə də hər elementar zərrəcik *yaşama müddəti* ilə xarakterizə olunur. Yaşama müddətindən başqa elementar zərrəciklər *kütlə*, *spin* və *elektrik yükü* kimi ümumi xassələrə də malikdirlər. Yaşama müddətinə görə elementar zərrəciklər üç növə: stabil, kvazistabil və qeyri-stabil zərrəciklərə bölünürlər. Stabil zərrəciklərə elektron ($\tau > 10^{21}$ il), proton ($\tau > 10^{30}$ il) kimi uzunömürlü zərrəciklər daxildir. Elektromaqnit və zəif qarşılıqlı təsirlər nəticəsində parçalanan zərrəciklər kvazistabil zərrəciklər adlanır. Bunların ömrü $\tau > 10^{-20}$ san-dir. Ömrü $\sim 10^3$ san olan sərbəst neytron da kvazistabil zərrəcikdir. Güclü qarşılıqlı təsirlər nəticəsində parçalanan zərrəciklərin ömrü $\tau \sim 10^{-23} \div 10^{-24}$ san olur. Bunlar qeyri-stabil zərrəciklər hesab olunur.

Məlumdur ki, hər bir zərrəcik *spin* adlanan S məxsusi impuls momentinə malikdir, ancaq qeyd etmək lazımdır ki, mikroaləmdə zərrəcik heç cür fırlana bilməz. Spin-elementar zərrəciyin makroaləmdə analoqu olmayan sırf kvant xarakteristikasıdır.

Mikroaləmdə *elektrik yükünün saxlanması qanunu* da ödənilir. Zərrəciklərin yükünü elektronun yükünün mütləq qiyməti vahidlərində ölçmək qəbul olunmuşdur. Elektrik yükü $q = \pm 1, \pm 2, \dots$ qiymətlərini alır. Lakin adronları əmələ gətirən kvarkların elektrik yükləri elektronun yükünün $2/3$ -nə və ya $1/3$ -nə bərabər olan kəsr qiymətlər alır.

Zərrəciklərin bir sıra xassələrini nəzərə almaq üçün uyğun *kvant ədədlərindən* istifadə edirlər. Həmin kvant ədədlərinə bəzən yüklər də deyirlər. Məsələn, kvarklara qırmızı, sarı, göy kimi üç qiymətdən birini qəbul edən *rəng kvant ədədi* xasdır. Kvarklardan qurulmuş adronlar tam və ya yarımtam qiymətlər alan *I_3 -izotopik spinə* malikdir. Xüsusi halda, neytron üçün I_3 -ün qiyməti $-1/2$ -ə, proton üçün isə $+1/2$ -ə bərabərdir.

Adronlar həmçinin *qəribəliklə* də xarakterizə olunur. Λ -hiperonun qəribəliyi -1 -ə, nuklonların qəribəliyi 0 -a, K - mezonların qəribəliyi 1 -ə bərabərdir. Digər kvant ədədləri də mövcuddur: barion ədədi, lepton ədədi və s.

Fizikanın digər bölmələrinə nisbətən elementar zərrəciklər fizikasında saxlanma qanunları daha mühüm rol oynayır. Bunun başlıca səbəbi odur ki, elementar zərrəciklərin hələlik bitkin nəzəriyyəsi yoxdur. Ona görə də bu qanunlar nəinki makroskopik aləmdə olduğu kimi bu və ya digər prosesi qadağan edir, eləcə də onlar qarşılıqlı təsirlərin doğura biləcəyi hadisələrin mexanizmini qabaqcadan görməyə və təhlil etməyə imkan verir. Makroskopik hadisələrdən fərqli olaraq elementar zərrəciklər üçün saxlanma qanunlarının sayı daha çoxdur. Bu qanunlardan bəziləri dəqiq, digərləri isə təqribi ödənilir. Dəqiq saxlanma qanunları bütün qarşılıqlı təsirlərdə, təqribi saxlanma qanunları isə fundamental qarşılıqlı təsirlərin bəzilərində gözlənilir. Dəqiq saxlanma qanunlarına klassik fizikada məlum olan enerjinin, impulsun, impuls momentinin, elektrik yükünün və klassik analoqu olmayan və yalnız kvant zərrəciklərinə xas olan yüklərin (barion yükünün, lepton yükünün və s.) saxlanması qanunları aiddir.

Hal-hazırda çoxlu sayda elementar zərrəciklər kəşf edilmişdir. Onları iki sinfə – **fermionlar** və **bozonlar** sinfinə bölürlər. Fermionlar sinfinə spinləri $1/2$ -ə bərabər olan zərrəciklər, bozonlar sinfinə isə spinləri tam və 0 olan zərrəciklər daxildir. Fermionlar Fermi-Dirak, bozonlar Boze-Eynşteyn statistikasına tabedir.

Müasir təsəvvürlərə görə təbiətdə fundamental qarşılıqlı təsirin dörd növü vardır: *qüvvətli və ya nüvə qarşılıqlı təsiri, elektromaqnit qarşılıqlı təsiri, zəif qarşılıqlı təsir və qravitasiya qarşılıqlı təsiri*

Qüvvətli qarşılıqlı təsir elektromaqnit qarşılıqlı təsirindən ~ 100 dəfə, zəif qarşılıqlı təsirdən isə $\sim 10^{14}$ dəfə böyükdür. Qarşılıqlı təsir qüvvətli olduqca, uyğun proseslər daha böyük intensivliklə baş verir. Məsələn, qüvvətli qarşılıqlı təsiri nəticəsində bölünən və *rezonans* adlanan zərrəciklərin yaşama müddəti 10^{-23}

san, elektromagnit qarşılıqlı təsir altında bölünən π^0 mezonun yaşama müddəti 10^{-16} san, zəif qarşılıqlı təsir altında bölünən zərrəciyin yaşama müddəti 10^{-10} - 10^{-8} san təşkil edir.

Təsvir olunan dörd növ qarşılıqlı təsir elementar zərrəciklər vasitəsilə reallaşır.

Elementar zərrəcik dedikdə elə zərrəciklər nəzərdə tutulur ki, onlar özləri yeni zərrəciklərə parçalanmırlar, bu zərrəciklər ibtidai zərrəciklər hesab olunurlar. Elementar zərrəciklərin əsas parametrləri onların kütləsi, elektrik yükü, spin ədədi və bir sıra başqa kəmiyyətlər göstərilə bilər. İlk elementar zərrəcik elektron ($_{-1}e^0$) 1897 ildə Tomson tərəfindən kəşf edilmişdir. Tomson elektronun xüsusi yükünü $\left(\frac{e}{m}\right)$ təcrübədə ölçərək ilk elementar zərrəciyin mövcudluğunu sübut etmişdir.

1911-ci ildə Rezerford atomun nüvə modelini müəyyən edərək atom nüvəsində müsbət yüklü zərrəciklər – **protonlar** olduğunu göstərdi. Bundan sonra 20 il müddətində **foton**, **elektron** və **proton** (γ , $_{-1}e^0$, p) kimi elementar zərrəciklərin sırası dəyişməz qaldı.

1932-ci ildə Çedvik **neytronu** ($_0n^1$), Anderson **pozitronu** ($_{+1}e^0$) kəşf etdilər. Qeyd etmək lazımdır ki, pozitronun varlığı hələ o kəşf edilməmişdən xeyli qabaq nəzəri olaraq Dirak tərəfindən əsaslandırılmışdı.

β^- - parçalanma zamanı enerjinin və impulsun saxlanması qanunlarının ödənilməsi üçün Pauli 1930-cu ildə neytrino zərrəciyindən mövcud olması fikrini irəli sürmüşdü. 1955-ci ildə antiproton ($\bar{p}$), 1956-cı ildə antineytron ($\bar{n}$) kəşf edilmişdir. Neytrino (ν) ilə yanaşı antineytrino ($\bar{\nu}$) zərrəciyi də mövcuddur. Artıq isbat olunmuşdur ki, β^- -parçalanma zamanı buraxılan zərrəcik antineytrino ($\bar{\nu}$) və β^+ -parçalanma zamanı buraxılan zərrəcik neytrinodur (ν).

$$n \rightarrow p + _{-1}e^0 + \bar{\nu} ; p \rightarrow n + _{+1}e^0 + \nu \quad (37.1)$$

1947-ci ildə Pauell mövcudluğu Yukava tərəfindən irəli sürünən π -mezonları (onlara *pionlar* da deyirlər) kəşf etdi. Üç cür π -mezon vardır: π^+ , π^- və π^0 . Bu zərrəciklər haqda §23.2-də məlumat verilmişdir. Yüklü π -mezonlar μ -mezonlara (*müonlara*) parçalanır:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu; \quad \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu} \quad (37.2)$$

Pionların spini sıfır ($S=0$)-dır.

Belə ardıcıl kəşflərdən sonra, 1947-ci ildə elementar zərrəciklərin təsnifatı sadə idi: elektron və nuklonlar atomu təşkil edirlər, fotonlar və pionlar isə elektromaqnit və nüvə qüvvələrinin ötürücüləridir, antizərrəciklər təbiətdə simmetriyanın təminatçılarıdır. Bu sxemdə yalnız neytrino və müonlar yer almamışlar. Lakin 1947-53 cü illərdə «*qəribə zərrəciklər*» anlandırılan böyük bir qrup zərrəciklərin kəşf olunması bu sıralanmaya sığmadı.

Qəribə zərrəciklər iki qrupa bölünür: ***K- mezonlar və onların antizərrəcikləri; hiperonlar və onların antizərrəcikləri.***

K mezonların 4 müxtəlif növü mövcuddur: mezonlar və onların antihissəciyi K^- və $\bar{K}^0$. π mezonlar kimi K mezonların da spini sıfırdır ($S=0$), yaxın məsafələrdə nüvə qüvvələrinin ötürücüsüdür.

Hiperon qrupuna 6 növ hiperon və onların antizərrəcikləri daxildir, ağır nuklonlar kimi təqdim olunurlar. Nuklonlarla birgə hiperonlar 8 hissəcikdən ibarət ***barionlar*** (*ağır zərrəciklər*) qrupunu təşkil edirlər. Yüklərinə görə hiperonlar yüngül λ^0 (*lambda*) hiperon, Σ^+ , Σ^0 , Σ^- (*sigma*), Ξ^0 , Ξ^- (*ksi*), Ω^+ (*omega*) ailələrinə bölünürlər. Onların hamısının spini $S=1/2$, kütlələri isə elektronun kütləsindən 2000 ~3500 dəfə böyükdür.

Qarşılıqlı təsir xarakterinə və kütlələrinə görə elementar zərrəciklər dörd qrupa bölünürlər.

Leptonlar. Leptonlar yalnız elektromaqnit, zəif və qravitasiya qarşılıqlı təsirlərdə iştirak edə bilən, spini $\frac{1}{2}$ olan elementar zərrəciklər (elektron, müon, taon və hər üç növ neytrino) qrupudur. Lepton yükü (L), leptonların sayını xarakterizə edən

kvant ədədidir. Lepton üçün $L=1$, antilepton üçün isə $L=-1$. Leptonlar qrupuna daxil olmayan digər elementar zərrəciklər üçün $L=0$ hesab olunur. Sistemdəki leptonların sayı istənilən prosesdə sabit qalır. Bu nəticə lepton yükünün saxlanması qanunu adlanır.

Fotonlar. Bu zərrəciklər elektromaqnit sahəsinin γ kvantları olub, sükunət kütləsi 0, spini $1\hbar$ -dir və yalnız elektromaqnit qarşılıqlı təsirdə iştirak edir.

Barionlar. Barionlardan yalnız proton stabildir. Barionlar fundamental qarşılıqlı təsirlərin dördündə də iştirak edir. Barion (B) yükü hər hansı sistemə daxil olan və ya prosesdə iştirak edən barionların sayını xarakterizə edən ədəddir. Barionlardan hər birinin barion yükü $B=1$, antibarionun yükü isə $B=-1$ qəbul olunmuşdur. Barionlara daxil olmayan zərrəciklər üçün barion yükü $B=0$ hesab olunur. Xüsusi halda atom nüvəsinin kütlə ədədi nüvənin barion yükünə bərabərdir. Barionların və antibarionların iştirak etdiyi bütün proseslərdə bir barion digər bariona çevrilə bilər, lakin istənilən prosesin əvvəlindəki və sonundakı barionların sayı bir-birinə bərabər olur. Məsələn, sərbəst neytronun, elektron və antineytrino şüalandıraraq protona çevrildiyi: $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$ prosesin həm əvvəlində və həm də sonundakı barionların sayı vahiddir. Ümumiyyətlə, elementar zərrəciklərin iştirak etdiyi bütün proseslərdə barion yükü sabit qalır. Bu nəticə barion yükünün saxlanması qanunu adlanır. Nüvələrin stabil olmalarına səbəb barion yükünün saxlanması qanunudur: protonun pozitrona və ya γ -kvanta çevrilməsi prosesi enerji baxımından əlverişli olsa da barion yükünün saxlanması qanunu belə prosesləri qadağan edir.

Mezonlar. Onların spini yoxdur, kütlələri elektron və protonun kütlələri arasındadır, stabil deyildir. Öz aralarında və barionlarla güclü qarşılıqlı təsirdə olurlar.

Mezonlar, barionlar və onların rezonansları elementar hissəciklərin **adronlar** adlanan sinfinə aiddir ("adros"- yunanca nəhəng, massiv deməkdir).

Mezonlar güclü qarşılıqlı təsirdə olan qeyri-stabil hissəciklərdir: 1) π - mezonlar (π^+, π^-, π^0); 2) K - mezonlar

($K^+, K^-, K^0, \tilde{K}^0$) ; 3) μ - mezonlar (μ^+, μ^-)

π - mezonlar (pionlar) adı çəkilən nəzəriyyədən xeyli sonra kəşf olunmuşdu. Bunun birinci səbəbi nuklona veriləcək və mezonun buraxılmasını şərtləndirəcək enerjinin ($m_\pi c^2 \sim 140 \text{ MeV}$) olduqca böyük olmasıdır. Yalnız bu halda impuls və enerjinin saxlanma qanunu ödənilir. Yəni sərbəst π -mezonun yaranması üçün bir neçə yüz MeV enerji lazımdır. Bu hissəciklər təbiətdə Yeri bombardman edən seyrəlmiş kosmik şüalanma selində aşkar olunmuşdur. π -mezonun kəşfi kosmik şüaların qarşılıqlı təsirinin tədqiqinin daha dəqiq və həssas metodları inkişaf etdikdən sonra mümkün ola bilərdi. XX əsrin II yarısında yüksək enerjili hissəciklər almağa imkan verən sürətləndiricilər quraşdırıldı və mezonların tədqiqi mümkün oldu. Digər tərəfdən π - mezonların (yükü $\pi^\pm$, π^0 -neytral) yaşama müddəti olduqca kiçikdir ($\tau \sim 10^{-8} \div 10^{-17} \text{ san}$) və onlar qeyri-stabildirlər:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$$

μ^+ , μ^- - myü mezonlar, ν_μ - neytrino, $\bar{\nu}_\mu$ - antineytriodur. π - mezonların parçalanmasında alınan neytrino, β -parçalanmada alınan neytrinodan fərqlidir. İki sinif neytrinonun varlığı 1962-ci ildə müəyyən edilmişdir. Neytral π - mezon (π^0) iki γ -kvanta parçalanır:

$$\pi^0 \Rightarrow \gamma + \gamma$$

π^+ və π^- mezonların sükunət kütləsi $273m_e$, π^0 -mezonlar üçün isə $264m_e$ bərabərdir. π^- mezon π^+ mezonun antihissəciyi, π^0 mezon isə özü özünün antihissəciyidir. Bu xassəyə π^0 mezondan başqa fotonlar və η^0 -mezonlar malikdir.

μ - mezonların (myüonlar) (μ^+ və μ^-) sükunət kütləsi $207m_e$ və spinləri bərabərdir ($1/2$):

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu + \bar{\nu}_\mu \quad (\nu, \bar{\nu}_\mu - \text{neytrino-antineytrino cütü})$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu + \bar{\nu}_\mu$$

Elektronlar üçün olduğu kimi müsbət yüklənmiş μ^+ -

antihissəcikdir. Neytral μ - mezon yoxdur. π - mezon nüvə ilə güclü qarşılıqlı təsirdə olduğu halda, μ - mezonların maddə ilə qarşılıqlı təsiri elektrostatik sahə üzərindən baş verir. Buna görə udulmaya qədər μ - mezonlar kifayət qədər maddə qalınlığından nüfuz edə bilirlər. Dəniz səviyyəsində kosmik şüalarda hissəciklərin əksəriyyəti π - mezonların parçalanmasından alınan μ - mezonlarıdır. μ - mezonla bağlı sirli problem onların “təyinatı”, daha doğrusu “təyinatsızlığı” ilə bağlıdır.

μ - mezon elektrondan kifayət qədər yalnız öz kütləsinə görə fərqlənir və çox zaman “ağır” elektron adlandırılır.

Kütlələri elektron və proton kütlələri arasında yerləşən III sinif hissəciklər K - mezonlar (kaonlar) müxtəlif sxemlər üzrə parçalanırlar:

$$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^-;$$

$$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + \pi^0;$$

$$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0;$$

$$K^+ \rightarrow \mu^+ + \pi^0 + \nu;$$

$$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu;$$

$$K^+ \rightarrow e^+ + \pi^0 + \nu$$

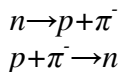
K^+ - mezonların antihissəciyi, K^- - mezonlardır.

Yüklü K - mezonların kütləsi $966 m_e$, spinləri sıfıra bərabər və yarımparçalanma periodu $8 \cdot 10^{-9} san$ -dir.

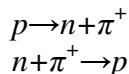
K^- - mezonlar antihissəcik kimi təsnif olunur və mümkün parçalanmaları yuxarıdakına analogidir. K_1^0 , və K_2^0 - kimi iki neytral kaonların olduğu hesab olunur.

K - mezonlar nüfuz etdikləri maddə ilə elektromaqnit qarşılıqlı təsiri ilə yanaşı, müxtəlif dərəcədə nüvə qarşılıqlı təsirdə də olur. Müəyyən edilmişdir ki, nüvələrin radiusu kütlə ədədinə (A) mütənəsb, bir nuklona düşən rabitə enerjisi bütün nüvələr üçün sabitdir, yəni hər bir nuklon çox az sayda yaxın ətrafındakı nuklonlarla qarşılıqlı təsirdədir. Nüvədə nuklonların bir-birilə “qovuşmaması” nüvə qüvvələrinin “adi” qravitasiya və elektrik

qüvvələrinə oxşar olmamasına bir işarədir. Pauliyə görə bütün nuklonlar nüvədə müxtəlif kvant hallarında olduğundan, nüvədə “adi” nüvə cazibə qüvvələri ilə yanaşı eyni zamanda “mübadilə” cazibə və itələmə qüvvələri olmalıdır. Bəs nuklonlar hansı hissəcikləri mübadilə edir? Heyzenberqin fərziyyəsinə (1932-ci il) görə nuklonlar arasında elektron və pozitronlar hərəkət edirlər. Məsələn, neytron elektron buraxaraq protona, proton isə elektron udaraq neytrona çevrilə bilər. Lakin təcrübi hesablamalar göstərdi ki, bu cür “mübadilə” qüvvələri olduqca kiçikdir və onların nüvə quruluşunda əhəmiyyətli rol oynaması üçün bu qüvvələr ən azı 10^{14} dəfə böyük olmalıdır. 1935-ci ildə yapon fiziki H.Yukava nüvə qüvvələrini şərtləndirən və elektrondan daha ağır olan hissəciklərin – mezonların varlığı hipotezini irəli sürdü. O, göstərdi ki, mezonların iştirakı ilə nuklonlar arasında yaranan qarşılıqlı təsir tərtibinə görə təcrübi nəticələrə uyğundur. Mezon nəzəriyyəsinə görə bütün nuklonlar mezon buludu ilə əhatə olunmuş eyni özəklərdən ibarətdirlər. Mezonlar yüklü, yaxud neytral ola bilər və protonla neytron arasında yeganə fərq onlara uyğun mezon bulundudur. İki neytron, yaxud protonlar arasında təsir edən qüvvə onlar arasında neytral mezonlar (π^0) mübadiləsinin nəticəsidir. Neytron və proton arasında təsir edən qüvvə yüklü mezonlarla (π^+ , π^-) mübadilə zamanı ortaya çıxır:



Əks proseslərdə protonun buraxdığı π^+ - mezonu udan neytron protona çevrilir:



Mezon nəzəriyyəsi əsasında təcrübə ilə üst-üstə düşən keyfiyyət öncəgörmələri söyləmək mümkün olmuşdur. Lakin bu nəzəriyyə, kvant nəzəriyyəsi atom xassələrini izah etdiyi kimi, nüvənin bütün xassələrini izah edə bilmir.

Elementar hissəciklərin çoxluğuna və xassələrinin müxtəlifliyinə baxmayaraq, onların davranışında müəyyən qanunauyğunluqlar görmək olar. Bu qanunauyğunluqların

aşkarlanması heç də elementar hissəciklər nəzəriyyəsinin yaradılması demək deyildir. Lakin bu fakt nə vaxtsa elementar hissəciklərin vahid nəzəriyyəsinin yaradıcılığına ümid verir. Cədvəl 37.1-də sükunət kütləsinin artma sırasında nisbətən stabil elementar hissəciklər verilmişdir.

$$p \rightarrow n + \pi^+$$

Cədvəl 37.1

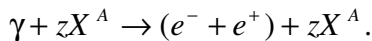
Simiflər	Adı	Hissəcik	Antihissəcik	Spin	Sükunət kütləsi, m_e	Sükunət kütləsi, Mev	Yarımparçalanma periodu, san	L	M	B	S	Y	I
		+e 0 -e	+e 0 -e										
Fotonlar	Foton	γ	(γ)	1	0	0	Stabil	0	0	0			
Leptonlar	e-neytrino	ν_e	$\bar{\nu}_e$	1/2	0	0	Stabil	+1	0	0			
	μ -neytrino	ν_μ	$\bar{\nu}_\mu$	1/2	0	0	Stabil	0	+1	0			
	elektron	e^-	e^+	1/2	1	0,51	Stabil	+1	0	0			
	μ -mezon	μ^-	μ^+	1/2	207	106	$1,5 \cdot 10^{-6}$	0	+1	0			
Mezonlar	π -mezon	π^0	(π^0)	0	264	135	$7 \cdot 10^{-17}$	0	0	0	0	0	1
	π^+	π^-	K^-		273	140	$1,8 \cdot 10^{-8}$						
	K- mezon	K^+	K^0	0	966	494	$8 \cdot 10^{-9}$	0	0	0	+1	+1	1/2
	μ -mezon	K^0	(η^0)		974	498	$7 \cdot 10^{-11}; 4 \cdot 10^{-8}$						
Barionlar	proton neytron	η^0	(η^0)	0	1073	548	$\sim 10^{-18}$	0	0	0	0	0	0
		$\bar{p}$	$\bar{p}$	1/2	1836	938	Stabil	0	0	+1	0	0	1
	Λ -hiperon Σ -hiperon	n	$\bar{n}$	1/2	1839	940	$6,5 \cdot 10^{-2}$	0	0	+1	+1	+1	1/2
		Λ^0	$\bar{\Lambda}^0$		2182	1115	$1,7 \cdot 10^{-10}$						
		Σ^+	$\bar{\Sigma}^+$	1/2	2328	1192	$0,6 \cdot 10^{-10}$	0	0	+1	0	0	0
		Σ^0	$\bar{\Sigma}^0$		2332	1194	$< 10^{-12}$						
	Ξ -hiperon Ω -hiperon	Σ^-	$\bar{\Sigma}^-$	1/2	2341	1197	$1,2 \cdot 10^{-10}$	0	0	+1	-2	-1	1/2
		Ξ^0	$\bar{\Xi}^0$		2571	1310	$1,0 \cdot 10^{-10}$						
		Ξ^-	$\bar{\Xi}^-$		2583	1320	$0,9 \cdot 10^{-10}$						
		Ω^-	$\bar{\Omega}^-$	3/2	3290	1676	$\sim 10^{-10}$	0	0	+1	-3	-2	0

§37.2. Zərrəciklər və antizərrəciklər

Hər bir zərrəciyin *antizərrəciyi* mövcuddur. Kütlələri və başqa fiziki xassələri eyni, lakin qarşılıqlı təsirlərini xarakterizə edən bəzi xassələri (məsələn, elektrik yükü, maqnit momenti və s.) işarəcə və ya istiqamətcə bir-birinə əks olan iki zərrəcikdən hər biri digəri üçün antizərrəcik hesab olunur. Bəzi hallarda zərrəciklə antizərrəcik üst-üstə düşə bilər (məsələn, foton antifotonla tam eynidir). Antizərrəciyin mövcud olması relyativistik kvant sahə nəzəriyyəsinin tənliklərinin nəticəsidir və təcrübədə tam təsdiq olunmuşdur.

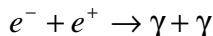
İlk dəfə kəşf edilən antizərrəcik pozitron (antielektron) olmuşdur: əvvəlcə P.Dirak tərəfindən nəzəri mülahizələr əsasında kəşf edilmiş, sonra K.D.Anderson onu kosmik şüaların tərkibində aşkar etmişdir (1932).

1933-cü ildə F. və İ.Jolio-Kürilər, həmçinin K.Anderson və başqaları təcrübədə müşahidə etdilər ki, maddələrlə qarşılıqlı təsir nəticəsində qamma-kvantından elektron-pozitron cütü yaranır. Məlum oldu ki, bu proses nüvə yaxınlığında nüvə sahəsində baş verir və nüvə burada qamma fotonun elektron-pozitron cütünə verdiyi enerjiden artıq qalan hissəsini mənimsəyən katalizator rolunu oynayır. Bu prosesi aşağıdakı reaksiya şəklində yazmaq olar:



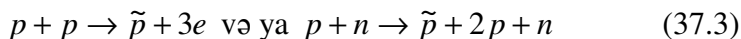
Burada, zX^A nüvədir.

Təcrübələr göstərir ki, elektronla pozitron görüşdükdə onların əvəzinə iki qamma – kvant yaranır. Bu hadisə elektron-pozitron cütünün və ya sadəcə cütün anniqilyasiyası adlanır:

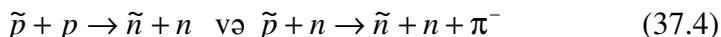


Sonrakı nəzəri və təcrübi tədqiqatlar göstərdi ki, bir çox bizə məlum olan elementar zərrəciklərin də antiləri mövcuddur. Məsələn, antiprotonun elektrik yükü və məxsusi maqnit momenti mənfi işarəlidir. Bu o deməkdir ki, məxsusi maqnit momenti onun

məxsusi mexaniki momentinin əksinə yönəlmişdir. Antiproton nuklonlardan hər hansı biri ilə (ya protonla və ya neytronla) görüşdükdə anniqilyasiya edir və bu proses nəticəsində pionlar yaranır. Protonlarla mis hədəfə zərbə vurduqda proton – antiproton ($p, \bar{p}$) cütləri müşahidə edilmişdir. Reaksiya aşağıdakı sxem üzrə gedir:



Təkcə yüklü deyil, yüksüz zərrəciklərin də antiləri olur. Məsələn, antineytron aşağıdakı sxem üzrə yaranır:



Neytrondan fərqli olaraq antineytronun məxsusi maqnit momenti müsbət işarəlidir. Antineytron da nuklonlarla qarşılaşdıqda anniqilyasiya edir və yeni zərrəciklər, əsasən pionlar əmələ gətirir.

Antisi olan zərrəcik mütləq neytral zərrəcik adlanır. Bunlardan biri də fotondur.

Antizərrəciklərin varlığından antimaddənin mümkünlüyü alınır: antimaddə atomlarının nüvələri antiprotonlardan və antineytronlardan ibarət olmalıdır. Belə atomda elektronları pozitronlar əvəz edir.

§37.3. Kvarklar

Enerjisi 7 QeV olan pionların protonlarda və ya elektronların protonlarda və neytronlarda səpilməsi ilə aparılan müvafiq təcrübələr də nuklonların quruluşca mürəkkəbliyini güman etməyə əsas verir: pionun belə zərbədə protona verdiyi impuls o qədər kiçik olur ki, bu da protonun maddi nöqtə deyil, mürəkkəb zərrəcik olduğunu göstərir. Buna görə də adronları əmələ gətirən həqiqi elementar zərrəciklərin müəyyən edilməsinə maraq artır.

1964-cü ildə bir-birindən xəbərsiz Hell-Man və C.Sveyq adronların həqiqi elementar zərrəciklərdən ibarət mürəkkəb sistem olmaları barəsində cəsarətli fərziyyə irəli sürdülər. Sonralar elektronların və neytronların nuklonlarda səpilməsi ilə aparılan

təcrübələr bu fikri təsdiq etdi: Stanford universitetində (ABŞ) aparılan bu cür təcrübələrdə (1982) elektrik yükü e -nin hissələrinə bərabər olan 15 adron qeydə alındı. Adronları əmələ gətirən həqiqi elementar zərrəciklər **kvarklar** adlandırıldı. Sonralar adronların kvark modeli daha da təkmilləşdirildi.

Adronların kvark modelinə görə bütün adronlar üç növ u, d, s kvarkdan və $\bar{u}, \bar{d}, \bar{s}$ antikvarkdan təşkil olunmuşdur. Kvarkların spini $1/2$ təşkil edir, yəni fermiondurlar. Kvarkların bütün digər zərrəciklərdən əsas fərqi, onların elektrik yükünün elementar yükdən kiçik olmasıdır. Bu səbəbdən kvarkların yükü kəsrlə ifadə olunur. $u(\bar{u})$ kvarkın yükü $+2/3(-2/3)$, $d(\bar{d}), s(\bar{s})$ kvarkların hər ikisinin yükü $-1/2(+1/2)$ elementar yükə bərabərdir. Kvarklardan istifadə edərək adronların qurulmasına baxaq: mezonlar kvark-antikvark cütündən, barionlar üç kvarkdan(antibarion üç antikvarkdan) qurulur. Məsələn, π^+ mezon $u\bar{d}$, π^- mezon $\bar{u}d$, proton uud , neytron udd kimi qurulur.

Antikvarkın rəngi kvarkın rənginə elə əlavədir ki, bu zaman kvark-antikvark sistemi rəngsiz olur. Qırmızı, sarı və mavi kvarkların antikvarkları uyğun olaraq yaşıl, bənövşəyi və narıncı rənglərdə olur. Məhz kvarkların rəng fərqlərinə görə zərrəcikdəki kvarklar üçün Pauli prinsipi gözlənilir. Hətta zərrəcik eyni kvarklardan təşkil olunduqda belə onların hər biri bir rəngdə olur. Başqa sözlə, kvarklar fermionlardır.

Kvark modeli adronların bəzi xassələrini izah etməyə imkan verir. Bunlardan biri barionlardan mezonların şüalanmasıdır. Tutaq ki, həyəcanlanmış barionun üç kvarkından biri qalanlardan uzaqlaşır.

Bunun nəticəsində barionun həyəcanlanma enerjisi artır. Bu enerjinin müəyyən qiymətində kvark-antikvark cütü əmələ gəlir. Yeni yaranan kvark əvvəlki iki kvark tərəfindən cəzb edilərək, yenidən barionu ilk halına qaytarır. İlk dəfə ayrılan kvark isə antikvarkla birləşərək mezon əmələ gətirir və bariondan

uzaqlaşır (şüalanır).

Kvark modeli adronların əvvəllər məlum olmayan bir çox nümayəndələrinin nəinki varlığını, eləcə də onların xassələrini qabaqcadan söyləməyə də imkan vermişdir.

Son tədqiqatlar daha iki kvarkın, c və b kvarklarının mövcud olduğunu göstərmişdir. Belə fərz edilir ki, kvarkların sayı leptonların sayına bərabər olmalıdır. Bu səbəbdən də, altıncı kvarkın axtarışları davam edir.

§37.4. Elementar zərrəciklərin qeyd olunma metodları

Elementar zərrəciklər, eləcə də mürəkkəb mikroəzərrəciklər (α, d və s.) maddədən keçərkən onların buraxdıqları izlərin hesabına müşahidə edilə bilirlər. İzlərin xarakteri zərrəciyin yükünün işarəsi, onun enerjisi, impulsu və s. haqqında müzakirə aparmağa imkan verir. Yüklənmiş hissəciklər öz yollarındakı molekulların ionlaşmasına səbəb olur. Neytral zərrəciklərin izləri qalmır, ancaq onlar yüklənmiş zərrəciklərə parçalanma anında, yaxud ixtiyari nüvə ilə toqquşma anında özlərini biruzə verə bilirlər.

Ionlaşdırılmış zərrəcikləri qeyd etmək üçün tətbiq olunan cihazlar iki qrupa bölünürlər. Birinci qrupu, zərrəciyin uçuş faktını qeyd edən və bəzi hallarda onun enerjisi haqqında fikir yürütməyə imkan verən qurğular təşkil edir. İkinci qrupa isə zərrəciyin maddədə izini müşahidə etməyə imkan verən trek (iz) cihazları aiddir.

Qeydetmə cihazları sırasına *ionizasiya kamerası* və *qazboşalması sayğacı*, eləcə də *çerenkov sayğacı*, *ssintillyasiya sayğacı* və *yarımkeçirici sayğacları* aiddirlər.

Ssintillyasiya (lyüminessensiya) sayğaclarının iş prinsipi ionlaşdırıcı şüalanmanın təsiri ilə bəzi maddələrdə qısa müddətli işıqlanmaların – ssintilyasiyaların yaranmasına əsaslanmışdır. Lyüminessensiya sayğaclarında onlar avtomatik şəkildə

fotogücləndiricilər vasitəsilə qeyd olunur. Fotogücləndiricinin çıxışında alınan impulsar hesablanır. Həmçinin impulsların amplitudunun təyin edilməsi qeyd olunmuş zərrəciklər haqqında əlavə məlumatlar verir.

Yarımkeçirici sayğac, müəyyən işarəli gərginlik verilərkən, cərəyanın əsas yükdaşıyıcıları keçid təbəqəsində ləngiyən yarımkeçirici dioddan ibarətdir. Ona görə də, diod normal vəziyyətdə bağlı olur. Sürətli yüklü zərrəciklər keçid təbəqəsindən keçərkən elektrodlara sorulan, yaxud elektrodlar tərəfindən mənimsənilən elektronlar və deşiklər yaradır. Nəticədə, yaranan yükdaşıyıcılarının sayına mütənasib olan elektrik impulsu yaranır.

Maddədə zərrəciklərin izini (trekini) müşahidə etməyə imkan verən cihazlar sırasına Vilson kamerası, diffuzion kamera, qabarcıqlı kamera, qılgıclımlı kamera və emulsiyalı kamera aiddir.

Vilson kamerası. Bu cihaz 1912 – ci ildə ingilis fiziki Ç.Vilson tərəfindən yaradılmışdır. Vilson kamerasında sürətli yüklü zərrəcik iz buraxır. Bu izi bilavasitə müşahidə etmək və ya fotoşəklini çəkmək olur. Vilson kamerasının iş prinsipi ixtiyari mayenin doymuş buxarının ionlar üzərində kondensasiyası nəticəsində su damcılarının əmələ gəlməsinə əsaslanır. Cihaz fasiləsiz işləməyib, çikllə (dövr) işləyir. Kameranın nisbətən qısa ($\sim 0,1 \div 1$ san.) həssaslıq vaxtı, kameranın növbəti iş dövrünə hazırlaşdığı müddətdə ölü vaxtla ($100 \div 1000$ dəfə çox) əvəzlənirlər.

Vilson kamerası su və ya spirtin doymuş hala yaxın buxarları ilə doldurulmuş hermetik (kip) bağlı qabdır.

Porşenin kəskin hərəkəti ilə kameranın həcmi artırılır, nəticədə kameradakı buxar adiabatik genişlənir. Bunun nəticəsində buxar soyuyur və ifrat doymuş hala keçir. Aydın ki, bu, buxarın dayanıqlı olmayan halıdır. Buxar asanlıqla kondensasiya edir. Kameradan keçən zərrəciyin işçi həcmdə əmələ gətirdiyi ionlar kondensasiya mərkəzləri olur. Zərrəcik kameraya genişlənən zaman daxil olursa, onun yolunda su damcıları əmələ gəlir. Bu izlərə “trek” deyilir. Sonra kamera başlanğıc hala qaydır və ionlar elektrik sahəsi ilə ondan kənar edilir. Kameranın ölçülərindən asılı

olaraq, onun işçi rejimini bərpa etmə vaxtı bir neçə saniyədən onlarca dəqiqəyədək çəkir.

Vilson kamerasında zərrəciyin izindən alınan məlumat sayğacların verdiyi məlumatdan daha ətraflıdır. İzin uzunluğuna görə zərrəciyin enerjisini təyin etmək, vahid uzunluqdakı damcıların sayına görə işə zərrəciyin sürətini qiymətləndirmək olur.

İz uzun olduqca zərrəciyin kinetik enerjisi böyük olur. İzin vahid uzunluğunda yaranan damcıların sayı çox olduqca, zərrəciyin sürəti kiçik olur. Böyük yüklü zərrəcik daha qalın iz buraxır. Vilson kamerasının bircins maqnit sahəsində yerləşdirdikdə, maqnit sahəsi hərəkət edən yüklü zərrəciyə müəyyən qüvvə (Loren qüvvəsi) ilə təsir edir. Bu qüvvə zərrəciyin sürətinin modulunu dəyişdirmək şərti ilə onun trayektoriyasını əyir. Zərrəciyin yükü böyük, kütləsi kiçik olduqca onun trayektoriyasını əyir. Zərrəciyin yükü böyük, kütləsi isə kiçik olduqca onun trayektoriyasının əyriliyi böyük olur. İzin əyriliyinə görə zərrəciyin yükünün kütləsinə nisbətini təyin etmək olur.

Diffizion kamera. Vilson kamerasında olduğu kimi, diffizion kamerada da işçi maddə həddən artıq doymuş buxardır. Lakin doyma halı adiabatik genişlənmə hesabına yaranmayıb, spirt buxarının $\sim 10^{\circ}\text{C}$ temperaturda olan kameranın qapağından dibdə olan soyudulmuş (-70°C) bərk haldakı karbon turşusuna diffuziyası nəticəsində onun üzərində bir neçə santimetr qalınlığında olan, həddən artıq doymuş buxar təbəqəsi şəklində yaranır. Bu təbəqədə isə izlər (trek) yaranır. Vilson kamerasından fərqli olaraq, diffizion kamera fasiləsiz işləyir.

Qabarcıqlı kamera. 1952 – ci ildə D.A.Qlezer tərəfindən kəşf edilmiş qabarcıqlı kamerada həddən artıq doymuş buxar şəffaf maye aralığı ilə əvəz edilmişdir (yəni, onun həddən artıq doymuş buxarının təzyiqindən az olan xarici təzyiq altında olan maye ilə). Kameradan uçub keçən ionlaşdırıcı zərrəcik (yaxud hissəcik) mayenin şiddətli qaynamasına səbəb olur, nəticədə hissəciklər qabarcıqlar cütü zənciri ilə işarələnmiş olur – iz (trek) yaranır. Qabarcıqlı kamera, Vilson kamerası kimi tsikllərlə

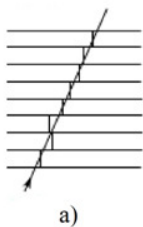
(dövrələrlə) işləyir. Kamera təzyiqin birdən – birə kəskin azaldılması ilə işə salınır, nəticədə işçi maye metastabil qızmış hala keçir. Həmin bu müddətdə mayedən keçən yüklü zərrəcik, buxarın qabarcıqlarından təşkil olunmuş izin gəlməsinə səbəb olur. Bu kamerada ondan uçub keçən zərrəciklər (hissəciklər) üçün hədəf olan işçi maye kimi hidrogen, ksenon, propan (C_3H_8) və bəzi başqa maddələr tətbiq olunur. Kameraların işçi həcmi $30m^3$ çatır. Qabarcıqlı kameranın iş tsikli o qədər uzun deyil – 0,1 saniyəyə yaxındır.

Qabarcıqlı kameranın Vilson kamerasına nəzərən üstünlüyü onda işçi maddənin sıxlığının böyük olmasıdır. Bunun nəticəsində zərrəciklərin yürüş məsafəsi kifayət qədər qısa olur və hətta böyük enerjili zərrəciklər kamerada qalır. Bu, zərrəciyin ardıcıl çevrilmələrini və onun doğurduğu reaksiyaları müşahidə etməyə imkan verir.

Vilson kamerasında və qabarcıqlı kamerada alınan izlər elementar zərrəciklərin xassələri haqqında məlumat verən əsas mərhələlərdən biridir.

Qığılçımli kamera. 1957 – ci ildə Kranşay və de – Bir tərəfindən yüklü zərrəciklərin trayektoriyalarını qeyd etmək üçün, qığılçımli kamera adlanan cihaz düzəldilmişdir.

Qığılçımli kameranın iş prinsipi nəzərdən keçirək. O, aralarındakı fəza qazla doldurulmuş elektrodlardan ibarətdir. Hissəcik kamera fəzasını keçərkən elektrodlara yüksək gərginlik verilir; yük-



Şəkil 37.1

sək gərginliyin qoşulması üçün signal digər dedektorlardan daxil olur. Qaz atomlarının ionlaşması zamanı hissəciyin trayektoriyası boyunca yaranan elektronlar elektrik sahəsi tərəfindən sürətləndirilir və özləri zərbə ilə ionlaşmanı şərtləndirirlər. Nəticədə çox da böyük olmayan oblastlarda gözlə müşahidə olunan

qığılçımlı boşalma yaranır.

Qığılçımlı kamerada yerləşdirilmiş üfiqi düz elektrodlar arasında məsafə *l_{sm}*-dir (şəkil 37.1, a).

Qığılçımlı boşalma elektrodlara perpendikulyar yaranır və onların toplusu hissəciyin trayektoriyasını göstərir (şəkil 37.1, b).

Cihaz, tədqiq olunan zərrəciklərin kameranın işçi həcmindən (yaxud sahəsindən) keçməsinə qeyd edən, sxemə görə uyğun gələn əlavə qoşulmuş sayğacların köməyi ilə avtomatik olaraq işə salınır.

Emulsiya kamerası. Sovet fizikləri L.V.Mısovski və A.P.Jdanov ilk dəfə olaraq mikrozərrəcikləri qeyd etmək üçün fotolövhələr tətbiq etmişlər. Yüklü zərrəciklərin fotoqrafik emulsiyaya göstərdikləri təsir, fotonun göstərdiyi təsir kimidir. Buna görə də, yuyulmadan sonra emulsiyalı lövhədə uçmuş zərrəciyin aydın izi (treki) yaranır. Fotolövhə metodunun çatışmayan cəhəti emulsiya təbəqəsinə paralel olaraq uçan, nəticədə yalnız hissəciklərin izinin tam alındığı emulsiya təbəqəsinin qalınlığının azlığıdır. Emulsiyalı kameralarda ayrı – ayrı fotoemulsiya təbəqələrindən (çəkisi bir neçə on kiloqrama qədər və qalınlığı bir neçə yüz millimetr olan) tərtib edilmiş qalın dəsti şüalandırmaya məruz qalır. Emulsiya dəsti şüalandırıldıqdan sonra təbəqələrə ayrılır və aydınlaşdırıldıqdan (yuyulduqdan) sonra mikroskop altında baxılır.

§37.5. Kosmik şüalar

Yüklü zərrəciklərin güclü sürətləndiricilərinin yaradılmasına qədər kosmik şüalanma, mezonların və hiperonların yaranması üçün kifayət edən, enerjiyə malik zərrəciklərin vahid mənbəyi olmuşdur. Pozitron, müonlar, π - mezonlar və bir çox qərribə zərrəciklər kosmik şüaların tərkibində tapılmışdır. Kosmik şüalar kainatdan yer səthinə gələn və çoxlu sayda nüvə çevirmələri əmələ gətirən böyük enerjili hissəciklər selindən ibarətdir. Kosmik şüalar iki yerə ayrılır: ***birinci kosmik şüalar*** və ***ikinci kosmik şüalar***.

Birinci kosmik şüalar fasiləsiz olaraq yerə düşən yüksək enerjili (orta hesabla ~ 10 QeV, hətta ayrı – ayrı zərrəciklərin

enerjisi 10^{10} QeV-ə çatır; $1\text{QeV}=10^9\text{QeV}$) atom nüvələri selindən (xüsusi ilə protonlardan) ibarətdir. Birinci kosmik şüaların zərrəcikləri atmosferin yuxarı qatlarındakı atomların nüvələri ilə qeyri – elastiki toqquşmaya məruz qalırlar, nəticədə **ikinci kosmik şüalanma** yaranır. 20 km – dən aşağı olan hündürlüklərdə kosmik şüalar praktiki olaraq tamamilə ikinci xarakterli olurlar. İkinci kosmik şüalanma selində hal – hazırda elmə məlum olan bütün elementar zərrəciklər müşahidə olunur. Kosmik şüaların ionlaşdırma qabiliyyətinə malik olmaları, onların aşkara çıxarılmasına səbəb olmuşdur.

Birinci kosmik şüaların atmosfer sərhəddindəki (yəni, ~50 km hündürlükdə) intensivliyi hər kvadrat metrə saniyədə 10^4 zərrəciyə uyğun gəlir və atmosferdə udulmaya məruz qalaraq dəniz səviyyəsində 200-ə qədər azalır. Yerin maqnit sahəsinin mövcudluğu, kosmik şüaların intensivliyinin en dairəsindən (qütblərdən) asılı olaraq dəyişməsinə səbəb olur. Bu hadisəyə qütb effekti deyilir.

Yerin süni peyklərində və kosmik raketlərdə quraşdırılmış cihazların köməyiylə, Yerin yaxınlığında ionlaşdırıcı şüalanmanın intensivliyinin kəskin artdığı yeri əhatə edən iki zonadan ibarət olan radiasiya qurşağı kəşf edilmişdir. Onların mövcudluğu yerin maqnit sahəsi tərəfindən yüklü kosmik zərrəciklərin zəbt olunması və saxlanması ilə əlaqədardır. Ekvator müstəvisində radiasiyanın daxili qurşağı 600 km – dən 6000 km - ə, xarici qurşağı isə 20000 km– dən 60000 km - ə qədər uzanır. Hər iki qurşaq 60 – 70° – lik enliklərə bir neçə yüz kilometrələr məsafəsində yerə yaxınlaşırlar.

İkinci kosmik şüaların tərkibində iki komponent mövcuddur: **yumşaq kosmik şüalar** və **bərk kosmik şüalar**.

Yumşaq şüalar adlandırılan II növ kosmik şüalar qurğuşun lövhədən keçdikdə çox zəifləyir, yəni qurğuşun tərəfindən güclü udulmaya məruz qalırlar. Bu şüalar əsasən elektron-roziton leysanından və γ -kvantlardan ibarətdir, nüvə çevrilmələri və ya sürətli elektronun kəskin tormozlanması nəticəsində yaranır.

Bərk kosmik şüaların tərkibi əsasən μ - mezonlardan ibarət olur, onlar əsasən atmosferin yuxarı qatlarında π -mezonların

parçalanması nəticəsində əmələ gəlirlər. Kosmik şüalar həm də hiperonların və digər ağır zərrəciklərin mənbəyidir.

ƏDƏBİYYAT

1. N.M.Mehtiyev. Ümumi fizika kursu. Bakı, Çarşıoğlu, 2010.
2. B.D.Əliyev, Q.T.Həsənov. Ümumi fizika kursu. Bakı, Çarşıoğlu, 2005.
3. N.M.Qocayev. Ümumi fizika kursu. Mexanika. Bakı, 1978.
4. N.M.Qocayev. Ümumi fizika kursu. Optika. Bakı, 1998.
5. M.H.Ramazanadə. Fizika kursu. Bakı, Maarif, 1987.
6. N.Ş.Məmmədzadə. Fizika. Bakı. Maarif. 1996.
7. Y.Ş.Feyziyev, R.M.Rzayev. Ümumi fizika kursu. Bakı. 2001.
8. Т.И.Трофимова. Курс физики. М.: Высшая школа. 2003.
9. И.В.Савельев. Курс общей физики. М.: Наука. 1987.
10. Д.В.Сивухин. Общий курс физики. М.: Высшая школа. 1987.
11. А.А.Детлаф, Б.М.Яворский. Курс физики. Т. III. М.: Высшая школа. 1989.
12. Э.В.Шпольский. Атомная физика. Т. I, II. М.: Наука. 1984.
13. С.Г.Калашников. Электричество. М.: Наука. 1985.

MÜNDƏRİCAT

GİRİŞ.....	3
------------	---

I HİSSƏ

MEXANİKANIN FİZİKİ ƏSASLARI

I FƏSİL. KİNEMATİKA

§ 1.1. Düzxətli bərabərsürətli hərəkət, yerdəyişmə, yol, sürət və təcil.....	5
§ 1.2. Əyrixətli hərəkət.....	9
§ 1.3. Fırlanma hərəkətinin kinematikasısı.....	11
§ 1.4. Fiziki kəmiyyətin ölçüsü və vahidi.....	14

II FƏSİL. DİNAMİKA

§ 2.1. Nyuton qanunları. Ətalət hesablaması sistemləri.....	16
§ 2.2. Qalileyin nisbilik prinsipi və Qaliley çevrilmələri.....	20
§ 2.3. Eynşteynin xüsusi nisbilik nəzəriyyəsi. Lorens çevrilmələri.....	23
§ 2.4. Nyutonun qanunlarından çıxan nəticələr.....	25
§ 2.5. İmpulsun (hərəkət miqdarının) saxlanma qanunu.....	25

III FƏSİL. ÜMUMDÜNYA CAZİBƏSİ

§ 3.1. Ümumdünya cazibə qanunu.....	28
§ 3.2. Ağırılıq qüvvəsi və cisimlərin çəkisi	31
§ 3.3. Kosmik sürətlər.....	33

IV FƏSİL. QÜVVƏLƏR

§ 4.1. Qüvvələrin təbiəti haqqında.....	35
§ 4.2. Elastiki qüvvələr.....	36

§ 4.3. Sürtünmə qüvvəsi.....	40
------------------------------	----

V FƏSİL. İŞ, GÜC, ENERJİ

§ 5.1. Mexaniki iş və güc	44
§ 5.2. Enerji.....	46
§ 5.3. Enerjinin saxlanması qanunu.....	50

§ 5.4. Kürələrin	
zərbəsi.....	51
§ 5.5. Klassik mexanikanın tətbiq olunma həddləri	
.....	53

VI FƏSİL. BƏRK CİSİMİN MEXANİKASI

§ 6.1. Bərk cisimin kütlə mərkəzinin	
hərəkəti.....	57
§ 6.2. Bərk cismin tərpənməz ox ətrafında fırlanma	
hərəkəti.....	59
§ 6.3. İmpuls momenti və onun saxlanma	
qanunu.....	62

VII FƏSİL. QEYRİ ƏTALƏT HESABLAMA SİSTEMİ

§ 7.1. Ətalət qüvvəsi.....	65
§ 7.2. Mərkəzdənqaçma ətalət qüvvəsi.....	68
§ 7.3. Koriolis qüvvəsi.....	69

VIII FƏSİL. HİDRO- VƏ AERODİNAMİKA

§ 8.1. Mayələrin hərəkəti. Bernulli tənliyi.....	72
§ 8.2. Mayələrdə daxili sürtünmə.....	77

IX FƏSİL. RƏQSLƏR VƏ DALĞALAR

§ 9.1. Harmonik rəqsi	
hərəkət.....	82
§ 9.2.	
Rəqqaslar.....	85
§ 9.3. Harmonik rəqsi hərəkətin	
enerjisi.....	88
§ 9.4. Rəqslərin	
toplanması.....	90
§ 9.5. Sönən rəqslər.....	95

§ 9.6. Məcburi rəqslər. Rezonans.....	97
§ 9.7.	
Dalğalar.....	99
§ 9.8. Elastiki mühitdə dalğanın yayılma sürəti.....	101
§ 9.9. Dalğanın enerjisi.....	103
§ 9.10. Doppler effekti.....	104
§ 9.11. Səs dalğaları və onun xassələri.....	106
§ 9.12. Ultrasəs və onun tətbiqi sahələri.....	109

II HİSSƏ

MOLEKULYAR FİZİKA VƏ TERMODİNAMİKA X FƏSİL. MOLEKULYAR KİNETİK NƏZƏRİYYƏNİN ƏSASLARI

§ 10.1. Makroskopik hadisələrin öyrənilmə metodları.....	111
§ 10.2. Molekulyar kinetik nəzəriyyə və onun əsas tənliyi.....	112
§ 10.3. Molekulyar kinetik nəzəriyyənin əsas tənliyindən çıxan nəticələr	115
§ 10.4. Qaz molekullarının sürəti. Ştern təcrübəsi.....	119
§ 10.5. Barometrik düstur. Bolsman paylanması.....	120
§ 10.6. Maksvelə görə sürətlərin paylanma qanunu.....	121

§ 10.7. Broun hərəkəti. Avaqadro ədədinin təyini.....	124
§ 10.8. Molekulun sərbəst yolunun orta uzunluğu.....	126
§ 10.9. İdeal qazın daxili enerjisi. Molekulların sərbəstlik dərəcəsi.....	128
§ 10.10. Qazların istilik tutumu.....	130

XI FƏSİL. QZLARDA DAŞINMA HADİSƏLƏRİ

§ 11.1. Diffuziya.....	135
§ 11.2. Qazların daxili sürtünməsi.....	138
§ 11.3. Qazların istilikkeçirməsi.....	139

XII FƏSİL. TERMODİNAMİKANIN FİZİKİ ƏSASLARI

§ 12.1. Termodinamikanın birinci qanunu.....	144
§ 12.2. Adiabatik proses. Puasson tənliyi.....	148
§ 12.3. Müxtəlif izoproseslər zamanı genişlənən qazın gördüyü iş.....	150
§ 12.4. Termodinamikanın ikinci qanunu.....	154
§ 12.5. Karno dövrü.....	156
§ 12.6. Entropiya. Termodinamikanın ikinci qanununun statistik mənası.....	158

XIII FƏSİL. REAL QAZLAR

§ 13.1. Van-der-Vaals tənliyi.....	163
§ 13.2. Van-der-Vaals izotermələri. Maddənin böhran halı.....	165
§ 13.3. Real qazın daxili enerjisi.Coul-Tomson effekti.....	168

XIV FƏSİL. MAYELƏRİN VƏ BƏRK CİSİMLƏRİN ƏSAS XÜSUSİYYƏTLƏRİ

§ 14.1. Mayelərin quruluşu.....	172
§ 14.2. Mayelərin sərbəst səthi.....	174

§ 14.3. Buxarlanma, kondensasiya və qaynama.....	175
§ 14.4. Mayelərin səthi gərilmə qüvvəsi.....	177
§ 14.5. Əyilmiş maye səthi altındakı təzyiq. Laplas düsturu.....	178
§ 14.6. Bərk cisimlə maye sərhəddində baş verən hadisələr. İslatma.....	180
§ 14.7. Kapillyarlıq hadisəsi.....	181
§ 14.8. Kristal və amorf cisimlər.....	183
§ 14.9. Kristalların təsnifatı	184
§ 14.10. Kristal qəfəsin növləri.....	186
§ 14.11. Bərk cisimin molekulyar qüvvələri.....	189
§ 14.12. Bərk cisimlərin istilik tutumu. Dülonq-Pti qanunu.....	190
§ 14.13. Ərimə və bərkimə.....	191
§ 14.14. Bərk cisimlərin istilikkeçirməsi.....	193

III HİSSƏ

ELEKTROMAQNÉTİZM

XV FƏSİL. ELEKTROSTATİKA

§ 15.1. Elektrik yükü və onun saxlanması qanunu.....	194
§ 15.2. Elektrik yüklərinin qarşılıqlı təsiri. Kulon qanunu.....	197
§ 15.3. Elektrostatik sahə. İntensivlik. İntensivlik seli.....	200
§ 15.4. Qauss teoremi.....	204
§ 15.5. Qauss teoreminin tətbiqləri.....	206
§ 15.6. Elektrostatik sahədə yükün yerdəyişməsi zamanı görülən iş. Potensial.....	211
§ 15.5. Sahə intensivliyi ilə potensiallar fərqi arasında əlaqə.....	215

XVI FƏSİL. DİELEKTRİKLƏR VƏ NAQİLLƏR

ELEKTRİK SAHƏSİNDƏ

§ 16.1. Dielektriklər elektrik sahəsində.....	217
§ 16.2. Elektrostatik induksiya vektoru.....	220
§ 16.3. Naqillər elektrik sahəsində.....	223

§ 16.4. Elektrik tutumu. İki naqilin qarşılıqlı tutumu. Kondensatorlar.....	22
6	
§ 16.5. Yüklər sisteminin, təklənmiş naqilin və elektrostatik sahənin enerjisi.....	234
XVII FƏSİL. SABİT CƏRƏYAN	
§ 17.1. Sabit elektrik cərəyanı.....	237
§ 17.2. Metalların elektrik keçiriciliyi nəzəriyyəsi.....	240
§ 17.3. Klassik elektron nəzəriyyəsi və sabit cərəyan qanunları.....	24
2	
§ 17.4. Videman-Frans qanunu. Klassik elektron nəzəriyyəsinin ziddiyyətləri.....	246
§ 17.5. Keçiriciliyin kvant nəzəriyyəsi haqda məlumat.....	248
§ 17.6. Tam dövrə üçün Om qanunu.....	252
§ 17.7. Budaqlanmış dövrlər. Kirxhof qaydaları.....	256
XVIII FƏSİL. MÜXTƏLİF MÜHİTLƏRDƏ ELEKTRİK CƏRƏYANI	
§ 18.1. Qazların elektrik keçiriciliyi.....	259
§ 18.2. Plazma.....	266
§ 18.3. Yarımkəçiricilər.....	271
§ 18.4. Elektrolitlərdə elektrik cərəyanı.....	275
XIX FƏSİL. TERMOELEKTRON EMİSSİYASI VƏ KONTAKT HADİSƏLƏRİ	

§ 19.1. Elektronun metaldan çıxış işi. Termoelektron Emissiyası.....	278
§ 19.2. Kontakt potensiallar fərqi. Volta qanunu	284
§ 19.3. Termoelektrik effektləri. Zeebek effekti.....	287
§ 19.4. Peltze effekti.....	289
§ 19.5. Tomson effekti.....	291
XX FƏSİL. MAQNİT SAHƏSİ	
§ 20.1. Cərəyanın maqnit sahəsi. Maqnit sahəsinin induksiyası və intensivliyi.....	293
§ 20.2. Bio-Savar-Laplas qanunu və onun tətbiqləri.....	298
§ 20.3. Amper və Lorens qüvvələri.....	306
§ 20.4. Cərəyanlı naqilləin və hərəkət edən yüklərin qarşılıqlı təsiri.....	310
§ 20.5. Maqnit sahəsində elektrik keçirijiliyi. Holl effekti.....	312
§ 20.5. Maqnit sahəsində cərəyanlı naqilin hərəkəti zamanı görülən iş. Maqnit seli.....	314
XXI FƏSİL. ELEKTROMAQNİT İNDUKSİYASI	
§ 21.1. Elektromaqnit induksiyası hadisəsi. Faradey qanunu.....	317
§ 21.2. Öz-özünə induksiya hadisəsi.....	319
§ 21.3. Solenoidin induktivliyi.....	321
§ 21.4. Qarşılıqlı induksiya.....	323
§ 21.5. İnduksiya zamanı konturdan axan elektrik yükünün miqdarı.....	324
§ 21.6. Cərəyanın maqnit sahəsinin enerjisi.....	325
§ 21.7. Yerdəyişmə cərəyanı.....	327
§ 21.8. Maksvell tənlikləri.....	331
XXII FƏSİL. MADDƏNİN MAQNİT XASSƏLƏRİ.	
§ 22.1. Maqnit sahə intensivliyi.....	340
§ 22.2. Maqnit nüfuzluğu.....	344
§ 22.3. Maqnit materialları – maqnetiklər.....	347
XXIII FƏSİL. ELEKTROMAQNİT RƏQSLƏRİ VƏ DALĞALARI	
§ 23.1. Rəqs konturu. Rəqs konturunda enerji çevrilməsi.....	357
§ 23.2. Sönən elektromaqnit rəqsləri. Loqarifmik dekrement.....	360

§ 23.3. Sönməyən elektromaqnit rəqsləri. Rezonans	362
§ 23.4. Elektromaqnit dalğaları.....	364
§ 23.5. Elektromaqnit dalğalarının xassələri.....	366
§ 23.6. Elektromaqnit sahəsinin enerjisi. Poyntinq vektoru.....	368
§ 23.7. Dipolun şüalanması.....	370

XXIV FƏSİL. DƏYİŞƏN CƏRƏYAN

§ 24.1. Dəyişən cərəyanın alınması. Dəyişən cərəyan üçün Om qanunu.....	372
§ 24.2. Dəyişən cərəyanın və gərginliyin effektiv qiyməti	380
§ 24.3. Elektrik enerjisinin uzaq məsafələrə verilməsi. Transformatorlar	382
§ 24.4. Fuko cərəyanları	385

IV HİSSƏ OPTİKA

XXV FƏSİL. HƏNDƏSİ OPTİKA

§ 25.1. Işığın təbiəti haqqında.....	387
§ 25.2. Həndəsi optikanın əsas qanunları	390
§ 25.3. Tam daxili qayıtma. Lifli optika	396
§ 25.4. Üçbucaqlı prizmada şüanın yolu.....	398
§ 25.5. Ferma prinsipi	400
§ 25.6. Fotometrik kəmiyyətlər	402
§ 25.7. Linzalar	408

§ 25.8. Optik cihazlar.....	414
§ 25.9. Optik sistemlərin xətalı.....	420

XXVI FƏSİL. İŞIĞIN İNTERFERENSİYASI

§ 26.1. Işıq dalğalarının interferensiyası.....	422
§ 26.2. Kohərent mənbələrin alınma üsulları	427
§ 26.3. Nazik təbəqələrdə işıq interferensiyası	430
§ 26.4. Işıq interferensiyasının tətbiqi. İnterferometrlər	437

XXVII FƏSİL. İŞIĞIN DİFRAKSİYASI

§ 27.1. Işıq difraksiyası. Hüyqens – Frenel prinsipi.....	443
§ 27.2. Frenel zonaları metodu. Işıq düzxətt boyunca yayılması	446
§ 27.3. Amplitudların qrəfik toplanma metodu	450

§ 27.4. Müxtəlif maneələrdən Frenel difraksiyası	452
§ 27.5. Müxtəlif maneələrdən Fraunhofer difraksiyası	457
§ 27.6. Difraksiya qəfəsi	462
§ 27.7. Spektral cihazın ayırdetmə qabiliyyəti.....	466
§ 27.8. Rentgen şüalarının difraksiyası	468
XXVIII FƏSİL. İŞIĞIN POLYARLAŞMASI	
§ 28.1. Təbii və polyarlaşmış işıq. Malyus qanunu.....	474
§ 28.2. Işığın polyarlaşma üsulları	479
§ 28.3. Işığın ikiqat sınıması	482
§ 28.4. Elektrik sahəsində ikiqat şüasınma. Süni anizotropluq. Kerr effekti.....	486
§ 28.5. Polyarlaşmış işığın interferensiyası	489
§ 28.6. Polyarlaşma mikroskopu	491
§ 28.7. Polyarlaşma müstəvisinin fırlanması.....	492

XXIX FƏSİL. İŞIĞIN MADDƏLƏRLƏ QARŞILIQLI TƏSİRİ

§ 29.1. Işığın dispersiyası.....	496
§ 29.2. Işığın faza və qrup sürəti	498
§ 29.3. Işığın dispersiyasının elektron nəzəriyyəsi.....	501
§ 29.4. Işığın udulması	507
§ 29.5. Işığın səpilməsi	509
XXX FƏSİL. İŞIĞIN KVANT TƏBİƏTİ	
§ 30.1. İstilik şüalanması.....	512
§ 30.2. Kirxhof qanunu	515
§ 30.3. Stefan-Bolsman qanunu.....	516
§ 30.4. Vin qanunu	516
§ 30.5. Reley-Cins qanunu	518
§ 30.6. İstilik şüalanması üçün Plank düsturu	519
§ 30.7. Optik pirometriya.....	522
§ 30.8. Fotonun xassələri. Işığın təzyiqi	523
§ 30.9. Fotoelektrik effekti	526
§ 30.10. Kompton effekti.....	531
§ 30.11. Lüminessensiya.....	534

V HİSSƏ

ATOM VƏ NÜVƏ FİZİKASI

XXXI FƏSİL. ATOMUN QURULUŞU

§ 31.1. Atomun Tomson və Rezerford modelləri.....	539
§ 31.2. Hidrogen atomunun spektri	546
§ 31.3. Bor postulatları.....	549
§ 31.4. Frank və Hers təcrübəsi.....	552
§ 31.5. Hidrogen və hidrogenəbənzər atomların Bor nəzəriyyəsi.....	555

XXXII FƏSİL. KVANT MEXANİKASININ ELEMENTLƏRİ

§ 32.1. Zərrəciklərin dalğa xassələ.....	560
§ 32.2. Qeyri – müəyyənlik prinsipi	567
§ 32.3. Şredinger tənliyi.....	571
§ 32.4. Zərrəcik potensial çuxurda hərəkəti. Potensial çəpərdən keçid	576
§ 32.5. Hidrogen atomu və hidrogenəbənzər ionlar üçün Şredinger tənliyi. Kvant ədədləri	582

XXXIII FƏSİL. ÇOXELEKTRONLU ATOMLAR. ATOMUN MAQNİT XASSƏLƏRİ

§ 33.1. Qələvi metalların spektrləri.....	588
§ 33.2. Spektrin incə quruluşu. Elektronun spini	591
§ 33.3. Stern-Herlax təcrübəsi.....	594
§ 33.4. Zeyeman effekti	596
§ 33.5. Atomda elektronların enerji səviyyələri üzrə paylanması	598
§ 33.6. Elementlərinin dövrü sistemi	602

XXXIV FƏSİL. MOLEKULLARIN QURULUŞU

§ 34.1. Molekulyar spektrlər.....	611
§ 34.2. Molekulun fırlanma spektrləri	615
§ 34.3. Molekulun rəqsi spektrləri.....	617
§ 34.4. Molekulun elektron spektrləri	620
§ 34.5. Işığın kombinasiyalı səpilməsi	621
§ 34.6. Məcburi şüalanma. Lazerlər	623
§ 34.7. Holoqrafiya haqqında anlayış.....	629

XXXV FƏSİL. ATOM NÜVƏSİNİN QURULUŞU

§ 35.1. Atom nüvəsinin tərkibi, yükü və ölçüsü.....	632
§ 35.2. Kütlə defekti. Nüvənin rabitə enerjisi	637
§ 35.3. Nüvə qüvvələri.....	640
§ 35.4. Atom nüvəsinin modelləri	643

XXXVI FƏSİL. NÜVƏ REAKSİYALARI

§ 36.1. Radioaktivlik. Radioaktiv parçalanma qanunu.....	646
§ 36.2. α (alfa) - parçalanma	649
§ 36.3. β (beta) - parçalanma.....	652
§ 36.4. γ (qamma) – şüalanma. Şüalanmanın ölçülməsi - dozimetriya.....	656
§ 36.5. Nüvə reaksiyaları	660
§ 36.6. Nüvənin bölünməsi və sintezi. Zəncirvari nüvə reaksiyaları	665
§ 36.7. Termonüvə reaksiyaları.....	672

XXXVII FƏSİL. ELEMENTAR ZƏRRƏCİKLƏR

§ 37.1. Elementar zərrəciklərin xassələri və təsnifatı.....	676
§ 37.2. Zərrəciklər və antizərrəciklər.....	686
§ 37.3. Kvarqlar.....	687
§ 37.4. Elementar zərrəciklərin qeyd olunma metodları.....	689
§ 37.5. Kosmik şüalar	693
ƏDƏBİYYAT	695

