Fizikadan imtahan suallarının cavabları. (AZ)

1. Mexaniki hərəkət. Maddi nöqtə. Yol. Yerdəyişmə.

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 müəy-yənləşdirmək 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 oturacaqlar 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 sisteminə 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*.

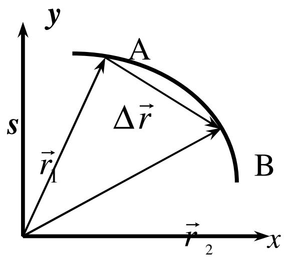
Mexanika üç bölmədən ibarətdir: *kinematika, dinamika və statika.*

***Kinematika**–cismin 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.

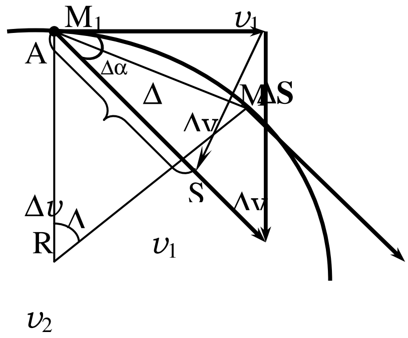


Trayektoriyanın formasına görə hərəkətlər düzxətli və əyrixətli olmaqla iki yerə bölünür. Maddi nöqtənin hərəkətləri içərsində ən sadəsi *düzxətli bərabərsürətli* hərəkətdir. Bu hərəkətdə maddi nöqtə istənilən bərabər zaman fasilələrində bərabər yerdəyişmələr icra edir. Fərz edək ki, hərəkət edən maddi 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 (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.

2. Əyrixətli hərəkətdə sürət və təcil

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

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



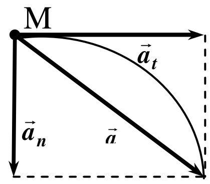
Bilirik ki, təcil $\vec{a} = \lim\limits_{\Delta t \to 0} \dfrac{\Delta\vec{\upsilon}}{\Delta t}$ şəklində yazılır. $\Delta\vec{\upsilon}$–ni toplananlara ayırmaq üçün $\vec{\upsilon}_2$ vektoru üzərində qiymətcə $\vec{\upsilon}_1$–ə bərabər M_1S parçasını ayıraq. SB=$\Delta\vec{\upsilon}_\tau$ bu vektorların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

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

olar.

Buradan görünür ki, dəyişən əyrixətli hərəkətdə təcil iki toplanandan ibarətdir. Burada $\lim\limits_{\Delta t \to 0} \dfrac{\Delta\vec{\upsilon}_n}{\Delta t}$ ifadəsi sürətin istiqamətcə, $\lim\limits_{\Delta t \to 0} \dfrac{\Delta\vec{\upsilon}_\tau}{\Delta t}$ isə sürətətin qiymətcə dəyişməsi hesabına yaranır.

Deməli,



$$\vec{a}_n = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta\vec{\upsilon}_n}{\Delta t} \qquad (1.12.)$$

normal təcili,

$$\vec{a}_\tau = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta\vec{\upsilon}_\tau}{\Delta t} \qquad (1.13)$$

isə ***tangensial təcili*** göstərir.

$\Delta M_1AS -$дян $\Delta\vec{\upsilon}_n = \vec{\upsilon}_1 \cdot \Delta\alpha$ olduğunu yaza bilərik. Digər tərəfdən M_1M_2=D*s*=*R*D*a* olar. *R*- əyrilik radiusudur.

Bu ifadələrdən istifadə edərək yazmaq olar:

$$\Delta\vec{\upsilon}_n = \vec{\upsilon}_1 \cdot \frac{\Delta s}{R} \quad \text{вя} \quad \Delta\alpha = \frac{\Delta s}{R} \qquad (1.14)$$

(1.14)-ü (1.12)-də nəzərə alsaq,

$$\vec{a}_n = \frac{\vec{\upsilon}_1}{R} \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta s}{\Delta t} = \frac{\vec{\upsilon}_1^2}{R}; \; \vec{a}_n = \frac{\vec{\upsilon}_1^2}{R} \qquad (1.15)$$

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

$$\vec{a}_\tau = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta\vec{\upsilon}_\tau}{\Delta t} = \frac{d\vec{\upsilon}_\tau}{dt} \qquad (1.16)$$

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

İxtiyari əyrixətli hərəkətdə tam təcil

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

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

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

olar. Hərəkət düzxətli dəyişən olduqda $\vec{a}_n = 0,\ (R = \infty)$ olur və $|\vec{a}| = \frac{d\upsilon}{dt}$ olar, əyrixətli bərabərsürətli olduqda $\vec{a}_\tau = 0$ və $|\vec{a}| = |\vec{a}_n| = \frac{\vec{\upsilon}^2}{R}$ olur.

3.Nyutonun I qanunu. Cismin kütləsi və impulsu

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 daşıdığı 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 düzxəttli 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 istiqamətcə) 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. Yalnız belə nəticə çıxarmaq olur 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 sisteminə ətalət hesablama sistemi deyilir. 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.

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

4.Nyutonun II və III qanunu

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

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

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

Bu Nyutonun ikinci qanunudur.

(2.1) ifadəsini aşağıdakı kimi də yazmaq olar:

$$\vec{F} = m\vec{a} = m\frac{d\vec{\upsilon}}{dt} \qquad (2.2)$$

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

Klassik mexanikada kütlə sabit kəmiyyət olduğundan (2.2) – ni

$$\vec{F} = m\frac{d\vec{\upsilon}}{dt} = \frac{d}{dt}(m\vec{\upsilon}) \qquad (2.3)$$

şəklində yazmaq olar.

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

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

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:

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

Burada $\vec{F}dt$ hasili qüvvə impulsu adlanır. Əgər qüvvənin təsirindən cisim öz sürətini υ_1-dən υ_2 - yə qədər dəyişmiş olarsa, onda

$$\int_0^t \vec{F}dt = \int_{\upsilon_1}^{\upsilon_2} d(m\vec{\upsilon}) = m\int_{\upsilon_1}^{\upsilon_2} d\vec{\upsilon}$$

və buradan

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

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 $a = 1\frac{sm}{s^2}$ olarsa, onda $F = 1q \cdot \frac{sm}{s^2} = 1dm$ olar.

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

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

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

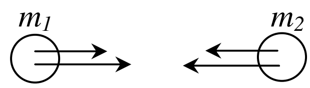
olar. Digər tərəfdən kütlənin sıfırdan fərqli olmasını nəzərə alsaq,

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

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 qalaı və ya bərabərsürətli düzxətli hərəkət edər.

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



Şəkil 2.1

Əgər M_1 cismi M_2 cisminə hər hansı bir $\vec{F}_{2.1}$ qüvvəsilə təsir göstərərsə, 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 təsirə qiymətcə bərabərdir, yəni

$$\vec{F}_{1.2} = -\vec{F}_{2.1} \qquad (2.8)$$

Təsir və əks təsir qüvvələri iki müxtəlif cismə tətbiq olduğun-dan bu qüvvələr bir – birini tarazlaşdırmır və cisimləri birləşdirən düzxətt boyunca yönəlirlər.

5.İmpulsun saxlanma qanunu.

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

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 qarçılıqlı 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, ... , m_n və sürətləri $\vec{\upsilon}_1, \vec{\upsilon}_2, \vec{\upsilon}_3, ..., \vec{\upsilon}_n$ olsun.

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

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

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

$$\begin{aligned}
&\sum_{i=1}^{n}\frac{d}{dt}(m_i\vec{\upsilon}_i)=\left(\vec{f}_{1_2}+\vec{f}_{2_1}\right)+\left(\vec{f}_{1_3}+\vec{f}_{3_1}\right)+...+\\
&+\left(\vec{f}_{(n-1)_n}+\vec{f}_{n_{(n-1)}}\right)+\left(\vec{F}_1+\vec{F}_2+...+\vec{F}_n\right)
\end{aligned} \qquad (2.19)$$

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

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

şəklini alar. Sistem qapalı olduğu üçün $\sum_{i=1}^{n}\vec{F}_i=0$ olmalıdır. Nəticə-də (2.20) düsturunu

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

şəklində yazmaq olar. Burada $\sum_{i=1}^{n}(m_i\vec{\upsilon}_i)=\vec{P}$ bütün sistemin hərə-kət miqdarının (impulsun) cəmidir. Beləliklə,

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

olar. Deməli, ***qapalı sistemi təşkil edən cisimlərin hərəkət miqdarlarının (impulsun) cəmi sabit qalır. Bu hərəkət miqdarının (impulsun) saxlanmsı 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.

6. Ümumdünya cazibə qanunu

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 qarşılı cazibə qüvvəsi o cisimlərin kütlələri hasili ilə düz, aralarındakı məsafənin kvadratı ilə tərs mütənasibdir:***

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

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.

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

Onda, bu iki cisim arasındakı yekun cazibə qüvvəsi

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

olar.

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

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

bərabər qüvvə 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»R_y).

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

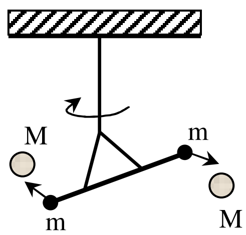
İlk dəfə cazibə sabitini təcrübədə burulma tərəzisi vasitəsilə təyin edən Kevendiş olmuşdur. Hər birinin kütləsi təqribən 730 q olan iki qurğuşun kürə metal çubuğun uclarına bərkidilmiş və çubuq ortasından elastik sapla (kvars sap) asılmışdır (şəkil 3.1). Bu sistem kütlələri M=158 kq olan, simmetrik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

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

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

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

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



Şəkil 3.1

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 yaza bilərik:

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

7.Kinetik və potensial enerji. Sistemin tam mexaniki enerjisi

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 $\vec{\upsilon}_1$-dən $\vec{\upsilon}_2$-yə qədər dəyişdirir. Bu zaman kiçik dS yolunda dt zamanında $\vec{F}$ qüvvəsinin gördüyü elementar iş

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

şəklində yazılır.

$$F = m\frac{d\upsilon}{dt} \qquad (5.7)$$

və

$$dS = \upsilon dt \qquad (5.8)$$

olduğunu nəzərə alsaq

$$dA = m\upsilon d\upsilon \qquad (5.9)$$

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

$$A = \int_{\upsilon_1}^{\upsilon_2} m\upsilon d\upsilon = \frac{m\upsilon_2^2}{2} - \frac{m\upsilon_1^2}{2} \qquad (5.10)$$

$$A = \frac{m\upsilon_2^2}{2} - \frac{m\upsilon_1^2}{2} \qquad (5.11)$$

olar. Buradan görünür ki, cisimin öz sürətini $\vec{\upsilon}_1$-dən $\vec{\upsilon}_2$-yə qədər dəyişdirdikdə sabit $\vec{F}$ qüvvəsinin gördüyü iş $\frac{m\upsilon^2}{2}$ kəmiyyətinin artmasına bərabərdir. $\frac{m\upsilon^2}{2}$ kəmiyyəti cismin kinetik enerjisi adlanır. Kinetik enerjini E_k -ilə işarə etsək, onda

$$E_k = \frac{m\upsilon^2}{2} \qquad (5.12)$$

olar. (5.11) bərabərliyini

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

kimi 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, yə'ni

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

Potensial enerji. ***Sistemin potensial enerjisi onu təşkil edən cisimlərin qarışılıqlı vəziyyətindən asılı olub, sistem bir haldan başqa hala keçdikdə görülən işlə ölçülür.*** Kütləsi m olan cismin ağırlıq qüvvəsinin tə'sirindən hərəkəti zamanı görülən işi hesablayaq. Fərz edək ki, cisim ağırlıq qüvvəsinin tə'sirindən 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. ΔS_i elementar yolunda görülən iş

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

olar.

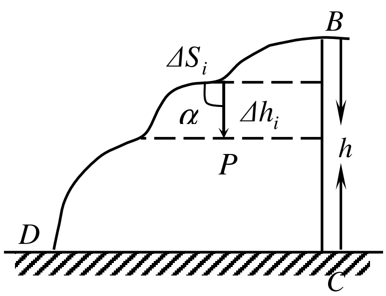
Şəkildən görünür ki, $\Delta S_i \cdot \cos\alpha_i = \Delta h_i$ olduğundan (5.15)- i aşağıdakı kimi yazmaq olar:

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

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

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

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 potensiallı qüvvələr və ya konservativ qüvvələr adlanır. Potensial qüvvələrin qapalı yolda gördüyü iş sıfıra bərabərdir.***



Шякил 5.3

Potensial qüvvələrin gördüyü işi xarakterizə etmək üçün potensial enerji anlayışından isifadə 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

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

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

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

Bunu nəzərə alsaq (5.16) ifadəsini

$$A = E_{p_1} - E_{p_2} = -\left(E_{p_2} - E_{p_1}\right) \qquad (5.20)$$

şəklində yazmaq olar.

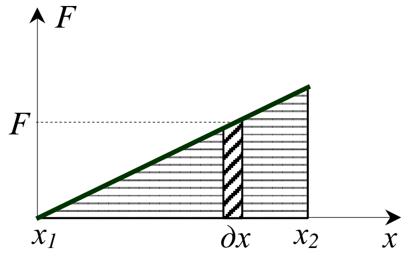
Deməli, ağırlıq qüvvəsinin təsirindən görülən iş cismin potensial enerjisinin dəyişməsinə bərabərdir:

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

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

$$F_{el} = -kx$$

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



Şəkil 5.4

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

kimi təyin olunar. Yay x_1 vəziyyətindən x_2 vəziyyətinə keçdiyindən, inteqrallama vasitəsilə ştrixlənmiş fiqurun sahəsi olaraq görulən işi təyin etmək olar:

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

(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 kimidir.

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:

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

Buradan da alırıq ki,

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

və ya

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

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

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

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

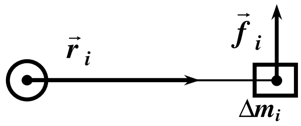
$$E_{T1} = E_{T2} \qquad (5.27)$$

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

$E_T = const$ (5.28)

8.İmpuls momenti və onun saxlanması qanunu.

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



Шякил 6.2

Tutaq ki, bərk cismin Δm_i kütlə hissəsi fırlanma oxundan $\vec{r}_i$ məsafədədir (şəkil 6.2). Bu Δm_i–yə təsir edən daxili və xarici qüvvələrin əvəzləyicisini $\vec{f}_i$ ilə göstərək. Onda Nyutonun 2-ci qanununa əsasən yaza bilərik:

$$\Delta m_i \frac{d\vec{\upsilon}_i}{dt} = \vec{f}_i \qquad (6.1)$$

Bu tənliyin hər tərəfini vektorial olaraq r_i radius vektoruna vuraq:

$$\left[\vec{r}_i \Delta m_i \cdot \frac{d\vec{\upsilon}_i}{dt}\right] = \left[\vec{r}_i \cdot \vec{f}_i\right] \qquad (6.2)$$

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

$$\Delta\vec{M}_i = \left[\vec{r}_i \cdot \vec{f}_i\right] \qquad (6.3)$$

(6.2)-ni aşağıdakı kimi də yazmaq olar:

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

Bu düsturda sağ tərəfdəki axırıncı ifadə iki kolleniar vektorların vektorial hasili olduğundan 0-a bərabərdir. Yəni

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

Onda,

$$\frac{d}{dt}\left[\vec{r}_i (\Delta m_i \vec{\upsilon}_i)\right] = \Delta\vec{M}_i \qquad (6.4)$$

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

$$\Delta\vec{Z}_i = \left[\vec{r}_i (\Delta m_i \vec{\upsilon}_i)\right] \qquad (6.5)$$

Bu ifadədən görünür ki, ***cisim elementinin impulsunun həmin elementin radius vektoruna hasili impuls momenti verir***. Bunu nəzər alsaq (6.4)-ü aşağıdakı kimi yaza bilərik:

$$\frac{d}{dt}\left(\Delta\vec{Z}_i\right) = \Delta\vec{M}_i \qquad (6.6)$$

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

(6.6)-nı bütün bərk cisim üçün yazsaq:

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

olduğunu nəzərə alsaq;

$$\frac{d\vec{Z}}{dt} = \vec{M} \qquad (6.7)$$

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

Əgər xarici qüvvələrin momenti sıfıra bərabərdirsə, yə'ni sistem qapalıdırsa,

$$\frac{d\vec{Z}}{dt} = 0, \text{ йахуд } \vec{Z} = const \quad (6.8)$$

olar. (6.8) qapalı sistem üçün impuls momentinin saxlanma qanununu ifadə edir. ***Qapalı sistem təşkil edən cisimlərin impuls momentləri cəmi sabit qalır.***

9. Mayelərin hərəkəti. Bernulli tənliyi

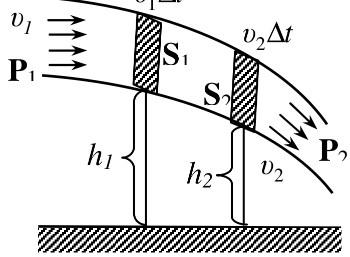
Hidrodinamika-sıxılmayan mayelərin hərəkətini və bu mayelərin bərk cisimlərlə qarşılıqlı təsirini öyrənən elmdir. Maye hərəkətini təsvir etmək üçün, mayenin hər bir hissəciyinin vəziyyətini zamanın funksiyası kimi vermək olar, başqa sözlə desək mayenin hərəkət halını fəzanın hər bir nöqtəsi üçün sürət vektorunu zamanın funksiyası kimi göstərməklə təyin etmək olar. Fəzanın bütün nöqtələri üçün təyin olunmuş $\vec{\upsilon}$ 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 $\vec{\upsilon}$ 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. $\vec{\upsilon}$ vektorunun qiyməti və istiqaməti hər bir nöqtədə zamandan asılı olaraq dəyişə bildiyindən, axın xətlərinin mənzərəsi də fasiləsiz olaraq dəyişir.

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 mayelər üçün bu şərt kifayət qədər dəqiqliklə ödənilir, çünki mayelər sıxılmaya qarşı güclü müqavimət göstərirlər. Əgər mayenin hərəkəti zamanı hərəkət sürəti səsin sürətindən çox-çox kiçikdirsə, belə maye və qaz praktik olaraq sıxılmayan maye və qaz kimi qəbul edilir. Yəni, $\upsilon_{maye} << \upsilon_{ses}$.

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 mayelərin 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 səthində h_1 və h_2 hündürlükdədir (şəkil 8.2). Mayenin boruya daxil olduğu hissədə sürəti υ_1, borunun en kəsiyi S_1, mayenin borudan çıxdığı hissədə sürəti υ_2, en kəsiyi S_2 -yə bərabərdir. Borunun giriş hissəsində təzyiq P_1, çıxış hissəsində P_2 –dir. Mayenin hərəkət sürəti en kəsiyə perperdikulyar 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 $\upsilon_1 \cdot \Delta t$ olan silindrik səth doldurur. Elə həmin vaxt intervalında S_2 –kəsiyindən bir o qədər maye kütləsi (Δm) axır. Δm– kütləsinin qiymətini, hər bir elementar maye həcminin qiymətini onun sıxlığına vurmaqla təyin etmək olar. Onda yaza bilərik:

$$\Delta m = \rho S_1\, \upsilon_1 \Delta t = \rho S_2\, \upsilon_2 \Delta t \qquad (8.1)$$

Bu ifadəni r Δt –yə ixtisar etsək,

$$S_1 u_1 = S_2 u_2$$

və ya

$$\frac{\upsilon_1}{\upsilon_2} = \frac{S_2}{S_1} \qquad (8.2)$$

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

$$P + \frac{\rho \upsilon^2}{2} + \rho g h = const \qquad (7.6)$$

Bu tənlik ***Bernulli tənliyi*** adlanır. (8.6) – da P – ***statistik təzyiq***, rgh - ***hidravlik təzyiq***, $\frac{p\upsilon^2}{2}$ - isə ***dinamik təzyiq*** adlanır.

Buradan görünür ki, tam təzyiq (maye hərəkət edərkən) sabit qalır

Axan maye daxilindəki təzyiq məlum olarsa, ***Pito borusu*** vasitəsilə mayenin axma sürətini təyin etmək olar (şəkil 8.1). Üfqi maye borusuna ($h_1 = h_2$) iki boru elə birləşdirilir ki, ikinci boruda maye hərəkətsiz qalır ($\upsilon_2 = 0$). Bu hala uyğun Bernulli tənliyi

$$P_1 + \frac{\rho \upsilon_1^2}{2} = P_2 \qquad (8.8)$$

olur və mayenin axın sürəti isə

$$\upsilon_1 = \sqrt{\frac{2(P_2 - P_1)}{\rho}} \qquad (8.9)$$

düsturu vasitəsilə P_1 və P_2-nin təcrübi qiymətlərinə əsasən təyin olunur.

10. Molekulyar kinetik nəzəriyyənin əsas tənliyi

MKN əsas ideyaları qaz halında olan maddələr üzərində aparılan təcrübi nəticələr əsasında formalaşmışdır. Bu faktların bəzilərinə nəzər salaq.

- Qazların yüksək sıxılma qabiliyyəti bərk və maye hallarına nisbətən onların molekullarının bir-birindən çox böyük məsafədə yerləşməsi ilə əlaqədardır.
- Qazların miqdardan asılı olmadan yerləşdiyi qabın bütün həcmini tutması onun molekulları arasında qarşılıqlı təsirin zəif olmasını sübuta yetirir.
- Qarışdırılan qazların və mayelərin asanlıqla birinin digərinə nüfuz etməsi (*diffuziya hadisəsi*) bir qazın molekullarının digər qazın «*molekulları arasındakı boşluqlarda*» hərəkət etdiyini nümayiş etdirir.
- Qazın yerləşdiyi qabda yaratdığı təzyiq, onun molekullarının qabın divarına endirdiyi zərbələr hesabınaformalaşır. Qazın sıxlığının artması ilə təzyiqinin artması, qabın divarına zərbə endirən molekulların sayının artmasının göstəricisidir.
- *Broun hərəkəti* – kiçik hissəciklərin maye və qazlarda xaotik trayektoriya üzrə hərəkəti ona molekullar tərəfindən endirilən zərbələrin assimmetriyası ilə əlaqədardır.

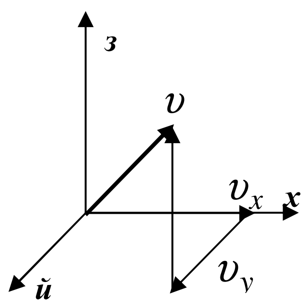
Bu təcrübi müşahidələr MKN üç əsas müddəasını formalaşdırmağa imkan yaratdı:

1. Bütün cisimlər ən kiçik maddə hissəciyi olan atom və ya molekullardan ibarətdir.
2. Atom və molekullar dayanmadan hərəkət edirlər, bu hərəkət xaotik (*qarma-qarışıq*) xarakterlidir və istilik hərəkəti adlanır.
3. Maddənin atom və molekulları qarşılıqlı təsirdədirlər. Molekullar arasında qarşılıqlı təsir molekulun tipindən və onlar arasında məsafədən asılıdır. Bu isə maddələrin müxtəlif aqreqat hallarının mövcudluğunu müəyyənləşdirir.

MKN əsasən qaz halında olan maddələrin xassələrini aydınlaşdırır. Qaz halında maddələrin molekulları arasında məsafə molekulların öz ölçülərinə nəzərən çox böyük olduğundan, molekullara qarşılıqlı təsirdə olmayan maddi nöqtələr kimi baxmaq olar. *Molekulların məxsusi ölçüləri və aralarında qarşılıqlı təsir nəzərə alınmayan maddələr ideal qaz adlanır.* Beləliklə, ideal qaz üçün molekulların potensial enerjisi və həcmi «0» götürülür ($E_p = 0$, $V_m = 0$). İdeal qazın molekulu 1 atomdan təşkil olunarsa, onun tam enerjisi yalnız atomların irəliləmə hərəkətinin ε kinetik enerjiləri cəmindən ibarət olacaqdır. Xaotik hərəkət sürəti υ_i, molekullarının sayı N olan ideal qazın enerjisi

$$E = \sum_{i=1}^{N} \varepsilon_i = \frac{1}{2}\sum_{i=1}^{N} m\upsilon_i^2 = \frac{1}{2} m \sum_{i=1}^{N} \upsilon_i^2 \qquad (5.1)$$

olar. Molekulların kütlələri eyni, sürətləri isə müxtəlifdir. Bir molekula düşən *orta enerji* bütün molekullar üçün eyni olmaqla,



Шякил 5.1

$$\bar{\varepsilon} = \frac{1}{2} m \overline{\upsilon^2} \qquad (5.2)$$

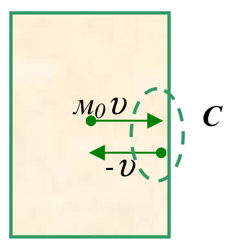
kimi təyin olunar. Burada $\sqrt{\overline{\upsilon^2}}$ - *orta kvadratik sürət* adlanır və

$$\overline{\upsilon^2} = \frac{\upsilon_1^2 + \upsilon_2^2 + \cdots + \upsilon_N^2}{N} \Rightarrow \sqrt{\overline{\upsilon^2}} = \sqrt{\frac{\upsilon_1^2 + \upsilon_2^2 + \cdots + \upsilon_N^2}{N}} \qquad (5.3)$$

ifadəsi ilə təyin olunaraq, sürətin hesabi orta qiymətindən fərqlənir. Molekulların *hesabi orta sürəti* (**sadəcə orta sürəti**)

$$\bar{\upsilon} = \frac{\upsilon_1 + \upsilon_2 + \cdots + \upsilon_N}{N} \qquad (5.4)$$

kimi təyin olunur. Fərz edək ki, qabda yerləşən qaz o dərəcədə seyrəkləşdirirlib ki, molekullar bir-birindən asılı olmayaraq υ sürəti ilə hərəkət edirlər.



Шякил

Qazın təzyiqi onun molekullarının qabın divarına endirdiyi zərbələr nəticəsində yaranır. Şəkil 5.3- də m_0 kütləli molekulun qabın divarına zərbə endirərək əks olunması təsvir olunmuşdur. Molekulun kütləsi qabın kütləsindən çox kiçik olduğundan, molekulun qabın divarına elastiki zərbəsi nəticəsində onun modulca eyni υ sürəti ilə geri sıçramasını qəbul edə bilərik (bax § 3.5, kürələrin mərkəzi zərbəsi). Zərbə nəticəsində molekulun qabın divarına verdiyi implus

$$\Delta K = m_0[\upsilon-(-\upsilon)] = 2m_0\upsilon = F\cdot\Delta t \qquad (5.9)$$

kimi qüvvə implusuna bərabər olacaqdır. ΔN sayda molekulun divara zərbə vuraraq implus verdiyindən, yaranan təzyiq qüvvəsi qazın P təzyiqi ilə S səthinin sahəsinin hasilinə bərabər olacaqdir. Bu mülahizələrdən istifadə edərək (5.7) və (5.9) ifadələr əsasında qazın təzyiqini təyin edək:

$$\begin{aligned} P\cdot S\cdot\Delta t &= \Delta K\cdot\Delta N_+ = 2m_0\upsilon\cdot\frac{1}{6}nS\upsilon\cdot\Delta t \\ P &= \frac{1}{3}nm_0\overline{\upsilon^2} = \frac{2}{3}n\overline{\varepsilon_{kin}} \end{aligned} \qquad (5.10)$$

Burada müxtəlif molekulların sürətlərinin müxtəlif ola bilməsi nəzərə alınaraq sürətinin kvadratı (υ^2) orta kvadratık sürətilə ($\overline{\upsilon}^2$) əvəz edilmişdir. (5.10) ifadəsi ölçülə bilən makroskopik parametr təzyiqlə mikroskopik parametr olan molekulun sürəti (enerjisi) arasında əlaqə yaradır və buna görə də ***MTN əsas tənliyi*** adlanır. Bu tənliyin nəticələrinə baxaq:

V həcmində qaz molekullarının konsentrasiyası $n=\frac{N}{V}$ kimi təyin olunduğundan, (5.10) tənliyi uyğun çevrilmələrdən sonra

$$PV = \frac{2}{3}N\overline{\varepsilon_{kin}} = \frac{2}{3}E \qquad (5.11)$$

şəklinə düşər. Burada E ideal qazın bütün molekullarının kinetik enerjiləri cəmi, yəni *ideal qazın enerjisidir.*

Molekulyar fizikada *0,012kq* karbonda yerləşən molekuların sayı N_A– *Avaqadro ədədi* adlanır. Bu sabit ədəd $N = 6{,}02\cdot10^{23}mol^{-1}$ qiymətinə malikdir. Avaqadro ədədi sayda molekulun kütləsi isə ($M = m_0\cdot N_A$) *molyar kütlə* adlandırılır. M -in vahidi $\frac{kq}{mol}$ - dur. İstənilən m kütləsini təşkil edən molların sayı *maddə miqdarı* adlanır və

$$\nu = \frac{m}{M} = \frac{N}{N_A} \qquad (5.12)$$

ifadəsi ilə təyin olunur. *ν -nün vahidi BS-də 7 əsas vahiddən biridir və **mol** adlanır.* (5.12) ifadəsindən m kütləli maddədə molekulların sayı

$$N = \frac{m}{M}N_A \qquad (5.13)$$

olar. Bu təyinatı (5.11)- də nəzərə alaq:

$$PV = \frac{2}{3}\frac{m}{M}N_A\overline{\varepsilon_{kin}} \qquad (5.14)$$

Molekulun orta kinetik enerjisi ölçüsü olaraq molekulyar fizikada ***temperatur*** anlayışından istifadə olunur. Temperaturun ölçü vahidi BS-də əsas vahid götürülür və ***Kelvin (K)*** adlanır. Kelvinlə ölçülən orta kinetik enerji mütləq temperatur adlanır və T ilə işarə olunur. Belə təyinatda 1 sərbəstlik dərəcəsinə düşən enerji $\frac{1}{2}kT$ -yə bərabər götürülür. Burada Coulla ölçülən enerji ilə Kelvinlə ölçülən enerji arasında mütənasiblik əmsalı olan k *-Bolsman sabiti* adlanır. Bu sabitin qiyməti $k = 1{,}38\cdot10^{-23}\,{}^{C}\!/\!{}_{K}$ -dir.

Biratomlu molekul kütlə mərkəzinin koordinatları kimi üç sərbəstlik dərəcəsinə malik olduğundan, molekulun orta kinetik enerjisini temperaturla

$$\overline{\varepsilon_{kin}} = \frac{3}{2}kT \qquad (5.15)$$

şəklində əlaqələndirə bilərik. Bu ifadəni (5.14) də nəzərə alaq:

$$PV = \frac{m}{M}N_A \cdot kT = \frac{m}{M}RT \qquad (5.16)$$

$R = N_a \cdot k$ *universal qaz sabiti* adlanır və qiyməti $R = 8{,}31\frac{C}{mol \cdot K}$ -dir. (5.16) ifadəsi *ideal qazın hal tənliyi* – Mendeleyev-Klapeyron tənliyi adlanır. Bu tənlik ideal qazın üç makroskopik parametri olan təzyiq, həcm və temperaturu əlaqələndirir.

(5.16) ifadəsində (5.13)-ü nəzərə alıb təzyiqi tapsaq

$$P = \frac{N}{V}kT \Rightarrow P = nkT, \qquad (5.17)$$

11. İdeal qaz. İdeal qazın hal tənliyi

İdeal qaz nədir?

Qarşılıqlı tə’sirdə olmayan maddi nöqtələr çoxluğunun malik olduğu xassələr malik olan qaz ideal qaz adlanır. Başqa sözlə abstrakt (mücərrəd) məfhum olan ideal qaz dedikdə bu qazın molekulları arasında qarşılıqlı tə’sir qüvvələri və molekulların ölçüləri nəzərə alınmır. Çox da kiçik olmayan temperaturlarda və kifayət qədər kiçik təzyiqlərdə mövcud olan qazlar seyrəldilmiş qazlar öz xassələrinə görə ideal qaza yaxındırlar. Beləki otaq temperaturunda və aşağı təzyiqdə helium qazı kifayət qədər dəqiqliklə ideal qaz qanunlarına tabe olur. Qazın olduğu qabın divarlarına təzyiq göstərməsi onun əsas xassəsidir. Məhz bu xassəsinə görə əksər hallarda qazın varlığını aşkar etmək olur. Qazın halı təzyiqdən əlavə həcm və temperatur kimi kəmiyyətlərlə xarakterizə olunur. Boyl, Lyussak və Şarl bu kəmiyyətlərdən birini sabit saxlamaqla qalan iki kəmiyyətdən birinin dəyişilməsindən asılı olaraq digərinin necə dəyişilməsini izləməklə təcrübi qaz qanunlarını müəyyən etmişlər:

(2) PV = $const$ (T=$const$); (3) P/T = $const$ (V=$const$); (4) $\frac{V}{T} = const(P = const)$.

Boyl Lyussak Şarl

(4) tənliyi göründüyü kimi P=const olduqda doğrudur. Qazın həcmi isə əhəmiyyətli dərəcədə təzyiqdən və temperaturdan asılıdır. Buna görədə qazın həcmi, təzyiqi, temperaturu və qazın kütləsi arasında münasibəti müəyyən etmək lazımdır. Bu münasibət qazın hal tənliyi adlanır: (2), (3), (4)-ü birləşdirsək

PV~T (5) alarıq.

Bu tənlikdə temperatur, həcm və təzyiq sabit qaldıqda uyğun olaraq (2), (3) və (4)-ü alarıq.

Nəhayət qaz miqdarının (yaxud kütləsinin) tə’sirini nəzərə almaq lazımdır. Dəqiq təcrübələr göstərir ki, sabit temperatur və sabit təzyiqdə V həcmi qazın kütləsinə düz mütanasib olaraq artır:

$$PV \sim mT \qquad (6)$$

Əgər qaz kütləsi əvəzinə maddə miqdarı (mol sayı) istifadə etsək mütanasiblik əmsalı bütün qazlar üçün eyni olar.

(6) – da ν maddə miqdarını daxil etsək

$$PV=\nu RT \qquad (7) \qquad\qquad (\nu=\frac{m}{\mu}=\frac{N}{N_A})$$

R-mütanasiblik əmsalı olub universal qaz sabiti adlanır:

$$R=8{,}31=\frac{\tau}{molk}=0{,}082\,; \qquad \frac{l\cdot atm}{mol\cdot k}=1{,}99\frac{kal}{mol\cdot k}$$

(7) tənliyi ideal qazın hal tənliyi- Mendeleyev-Klapeyron tənliyi adlanır.

12.Termodinamikanın I qanunu. Qaz genişlənərkən görülən iş.

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 nöqteyi 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 vardır. ***İş enerjinin bir cisimdən digərinə verilməsinin makroskopik formasıdır. İstilik 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 tə’sir 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 fərqinə bərabər olur:

$$U_2 - U_1 = Q - A \qquad (12.1)$$

Bu ***termodinamikanın birinci qanununun riyazi ifadəsidir.*** Sözlə bu qanunu aşağıdakı kimi ifadə etmək olar:

Sistemə (qaza) verilən istilik miqdarının hamısı onun daxili enerjisinin artmasına və sistemin xarici qüvvələrə qarşı gördüyü işə sərf olunur.

Əgər sistemə Q qədər istilik miqdarı verilərsə və xarici qüvvələr onun üzərində A işini görsələr (sistem özü iş görmürsə) onda birinci qanun

$$U_2 - U_1 = Q + A \qquad (12.2)$$

şəklində ifadə olunar.

(12.2)-düsturuna görə birinci qanuna belə 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 də 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 kal=1kkal olur.

Elementar proseslər üçün (12.2)-i aşağıdakı kimi yazılır:

$$\Delta' Q = \Delta U + \Delta' A \qquad (12.4)$$

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 dəyişdirərsə, onda onun gördüyü iş də sonsuz kiçik dA qədər olar. Bu halda ***termodinamikanın birinci qanunu***

$$d'Q = dU + d'A \qquad (12.5)$$

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:

$$\int_1^2 d'Q = \int_1^2 dU + \int_1^2 d'A \qquad (12.6)$$

Daxili enerjinin dəyişməsi prosesin keçdiyi yolun formasından yox, yalnız sistemin başlanğıc və son hallarından asılıdır. Ona görə də yazmaq olar:

$$\int_1^2 d'Q = U_1 - U_2 + \int_1^2 d'A \qquad (12.7)$$

13. Termodinamikanın I qanununun müxtəlif izoproseslərə tətbiqi

1. İzobarik proses. ***Sabit təzyiqdə*** $(p = const)$***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

$$A = \int_{V_1}^{V_2} pdV = p(V_2 - V_1) \qquad (12.29)$$

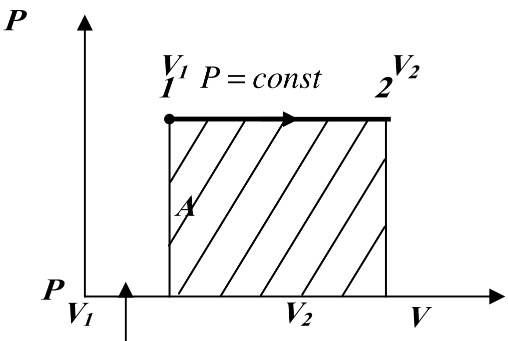
olar.

İzobarik proses üçün termodinamikanın I qanunu

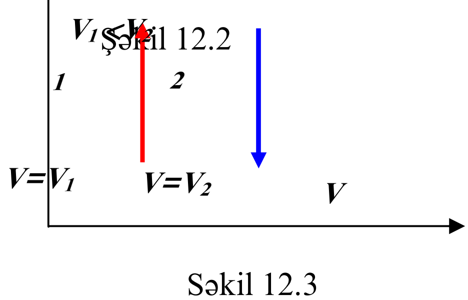
$$Q = \Delta U + P\Delta V \qquad (12.30)$$

kimi yazılır. Belə proses zamanı ***qaza verilən istilik qismən daxili enerjinin dəyişməsinə (qızmaya 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 qüv-vələr üzərində iş gör-dükdə onun daxili ener-jisi azalır və qaz soyu-yur. 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.



Şəkil 12.2



Şəkil 12.3

2. İzoxorik proses. ***Sabit həcmdə*** $(V = const)$

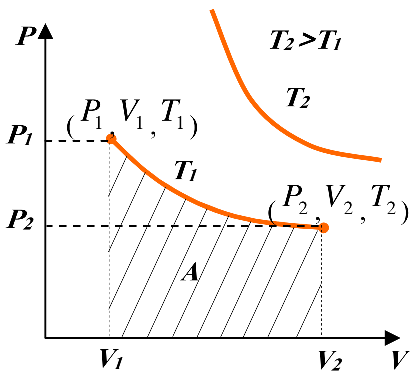
gedən proseslərə izoxorik proses deyilir. Proses sabit həcmdə getdiyindən $\Delta V = 0$ və ya $V_2 - V_1 = 0$ olur. Ona görə də görülən iş $A = 0$ olur.

Belə proses $P(V)$ diaqramında həcmin müxtəlif qiymətləri üçün təzyiq oxuna paralel xətlər kimi göstərilir (şəkil 12.3). 1-izoxor qızmaya, 2-izoxor soyumaya uyğundur. Hər iki halda A=0 olur və termodinamikanın I qanunu izoxor proses üçün

$$\Delta U = Q \qquad (12.31)$$

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*** $(T = const)$ ***proseslərə izotermik proses deyilir.*** Fərz edək ki, izotermik geniş-lənən qazın həcmi V_1 –dən V_2–yə qədər dəyişir. Belə proses zamanı qazın da-xili enerjisi dəyişməz qa-lır ($\Delta U = 0 \Rightarrow U = const$). İzotermik proses üçün qazın hal tənliyi**n**dən təzyiq ilə həcmin tərs mütənasib olması səbə-bindən, belə prosesin $P(V)$ diaqramında qra-fiki hiperbolaya uyğun gəlir (şəkil 12.4).



Şəkil 12.4

İzotermik proses üçün termodinamikanın I qanunu

$$A = \int_{V_1}^{V_2} pdV \qquad (12.32)$$

şəklində ifadə olunar. Kalpeyron tənliyinə görə $p = \frac{RT}{V}$ olduğundan

$$A = \int_{V_1}^{V_2} \frac{RTdV}{V} = RT \ln\frac{V_2}{V_1} \qquad (12.33)$$

olar. İstənilən miqdarda qaz üçün

$$A = \frac{m}{\mu} RT \ln\frac{V_2}{V_1} \qquad (12.34)$$

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 temperaturlu 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 olmadan (*** $Q = const$ ***) gedən proseslərə adiabatik proses deyilir.***

Yenədə fərz edək ki, adiabatik genişlənən qaz 1mol qazdır. 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

$$A = -\int_{T_1}^{T_2} C_V dT = C_V \cdot (T_1 - T_2) \qquad (12.35)$$

olar. Bu ifadənin şəklini dəyişək. Onda

$$A = C_V T_1 \left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right) \qquad (12.36)$$

alarıq. 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,

$$A = \frac{RT_1}{\gamma - 1} \cdot \left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right) \qquad (12.37)$$

olar. Bu ifadəni $\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\gamma - 1}$ düsturunda nəzərə alsaq,

$$A = \frac{RT_1}{\gamma - 1} \cdot \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\gamma - 1}\right] \qquad (12.38)$$

alınar. Bu ***- adiabatik genişlənən qazın gördüyü işin ifadəsidir.*** Burada, $\gamma = \frac{C_p}{C_V}$ adiabatik prsesin göstəricisi adlanır.

14. Termodinamikanın II qanunu. Entropiya

Termodinamikanın I qanunu təbiətin ən mühüm qanunlarından biri 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 termodinmikanın II qanunu həll edir.

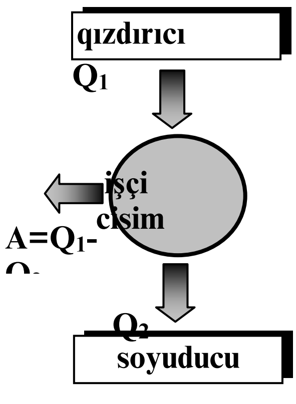
Termodinmaikanın II qanununa müxtəlif təriflər verilmişdir:

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).



Şəkil 12.5

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 qədəri səmərəsiz olaraq soyuducuya verilir. İşə çevrilən istilik $A = Q_1 - Q_2$ olur. Ona görə də istilik maşınlarının faydalı iş əmsalı

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} \qquad (12.39)$$

olur.

Əgər okean sualarından istilik alıb işə çevirməklə bu suyun temperaturunun 0,1 dərəcədə 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 prseslər 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 gələr.

Termodinamik proseslər ***dönən*** və ***dönməyən*** olmaqla iki yerə ayrılır. ***Sistem bir haldan digər hala keçib, yenidən əvvəlki vəziyyətinə qayıdarsa və bu zaman nə sistemdə və nə də ətraf mühitdə 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 d ətraf mühitdə hər hansı dəyişiklik baş verirsə belə proses dönməyən proses adlanır.

Təbiətdə baş verən bütün real proseslər döyənməyəndirlər. Termodinmaik sistemin dönən olması üçün əsas şərt prosesin tarazlıqda olmasıdır; yəni zaman keçdicə halını xarakterizə edən paramerlər (P,V,T) dəyişmirsə sistem tarazlıqda olur. Termodinamikanın II qanunundan aydın oldu ki, qızdırıcıdan alınan istiliyin $A = Q_1 - Q_2$ qədəri faydalı işə çevrilir. Q_2 qədər istilik səmərsiz olaraq soyuducuya verilir. Q_2 istiliyi kifayət qədər böyük olduğu üçün həmişə istilik maşınının F.İ.Ə. $\eta < 1$ olur. Karno dövrünün faydalı iş əmsalının

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} \qquad (12.47)$$

ifadəsindən görünür ki, hətta ideal istilik maşının F.İ.Ə. $\eta < 1$ olur, çünki $\eta = 1$ olması üçün $T = 0$ olmalıdır. Bu temperaturu (mütləq sıfır temperaturunu) almaq mümkün deyildir. (12.47)-dən

$$\frac{Q_1}{T_1} = \frac{Q_2}{T_2} \qquad (12.48)$$

yazmaq olar.

Cismə verilən istilik miqdarının qızdırıcının və ya soyuducunun mütləq temperaturuna olan nisbəti gətirilmiş istilik adlanır. (12.48)- i aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$\frac{Q_1}{T_1} - \frac{Q_2}{T_2} = 0 \qquad (12.49)$$

Soyuducunun istilik miqdarını ($-Q_2$) qəbul etsək, onda $\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} = 0$ alınar.

Karno dövrü (tsikli) üçün gətirilmiş istiliklərin cəbri cəmi sıfıra bərabərdir.

Dönməyən proseslə işləyən istilik maşınları üçün

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} < \frac{T_1 - T_1}{T_1} \quad \text{və ya} \quad \frac{\mathrm{Q}_1}{\mathrm{T}_1} < \frac{Q_2}{T_2} \qquad (12.50)$$

yazılır. Bunları birləşdirsək, yəni dönən və dönməyən proseslər üçün

$$\frac{Q_1}{T_1} \leq \frac{Q_2}{T_2} \qquad (12.51)$$

olar. Alınmış bu ifadə daha ümumi şəkildə

$$\sum \frac{Q}{T} \leq 0 \qquad (12.52)$$

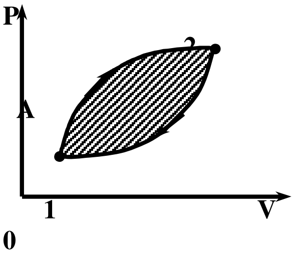
yazılır. (12.52)-düsturunu çoxlu sayda elementar dairəvi proseslərdən təşkil olunmuş ixtiyari dairəvi prosesə tətbiq etdikdə, cəmi inteqrallama ilə əvəz etmək lazımdır.

$$\oint \frac{d'Q}{T} \leq 0 \qquad (12.53)$$

Bu ifadə Klauzius bərabərliyi (bərabərsizliyi) adlanır.

İndi fərz edək ki, sistem 1 halından 2 halına V yolu ilə qayıdaraq dönən 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,

$$\int_{1}^{2}\frac{d'Q}{T}=\int_{2}^{1}\frac{d'Q}{T}=\int_{1}^{2}\frac{d'Q}{T}$$

alarıq. Deməli, dönən proses üçün $\int\frac{d'Q}{T}$ inteqralının qiyməti sistemin 1 halından 2 halına hansı yolla keçməsindən asılı deyildir. Bu o deməkdir ki, $\int\frac{d'Q}{T}$ inteqralı sistemin halını təyin edən müəyyən bir funksiyanın dəyişməsini ifadə edir. Bu funksiyanı Klauzius sistemin ***entropiyası*** adlandırmışdır. Entropiyanı S hərfi ilə işarə edirlər. Entropiya Yunan sözü olub, dönmə, qayıtma, çevirmək deməkdir. Dönən proseslər üçün entropiyanın dəyişməsi

$$\int_{1}^{2}\frac{d'Q}{T}=S_2-S_1 \qquad (12.54)$$

Proses dairəvi və dönəndirsə, $S_1 = S_2$ olduğu üçün

$$\int_{1}^{2}\frac{d'Q}{T}=S_2-S_1=0 \qquad (12.55)$$

olar.

Sistemini entropiyası mahiyyətcə istiliyin işə çevrilməyən hissəsini xarakterizə edir və mənbənin verdiyi istilik miqdarının onun temperaturuna olan nisbəti ilə xarakterizə olunur.

Entropiya

$$S=\frac{Q}{T} \qquad (12.56)$$

şəklində ifadə olunur. Sistemin entropiyasmının dəyişməsi çox kiçik olduqda

$$dS=\frac{d'Q}{T} \qquad (12.57)$$

yazmaq olar. Bu ifadə 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.

Nernst müəyyən etmişdir ki, istənilən sistemin entropiyası temperatur sıfra yaxınlaşanda $(T\rightarrow 0)$ ***sıfra yaxınlaşır. Buna bəzən termodinamikanın 3-cü qanunu da deyirlər.***

15.Real qazın daxili enerjisi. Coul-Tomson effekti.

Qazların molekulyar kinetik nəzəriyyəsindən bir nəticə olaraq çıxarmışdıq ki, qazın daxili enrjisi 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 :

$$U = \frac{i}{2} RT = C_V T \qquad (13.14)$$

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.***

$$U_{\text{ðåàë}} = U_k + U_p \qquad (13.15)$$

Aydındır 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

$$dA = P_1 dV = \frac{a}{V^2} dV \qquad (13.16)$$

şəklində yazılır. Bu iş qazın potensial enerjisinin dəyişməsinə bərabərdir.

$$dA = dU_p = \frac{a}{V^2} dV \qquad (13.17)$$

Bu ifadəni inteqrallsaq

$$U_p = \int \frac{a}{V^2} dV = -a\,\frac{1}{V} + C = -\frac{a}{V} + C \qquad (13.18)$$

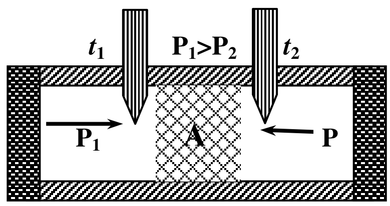
alarıq. Burada, C-inteqral sabiti sonsuz genişlənmiş qazın enerjisini göstərir və belə qaz üçün C=0 olur. Deməli, $U_p = -\frac{a}{V}$ olar.

U_k və U_p qiymətlərini (13.15)-də nəzərə alsaq,

$$U_{\text{реал}} = C_V T + \left(-\frac{a}{V}\right) = C_V T - \frac{a}{V}$$

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. Təcrübənnin mahiyyəti aşağıdakı kimidir.

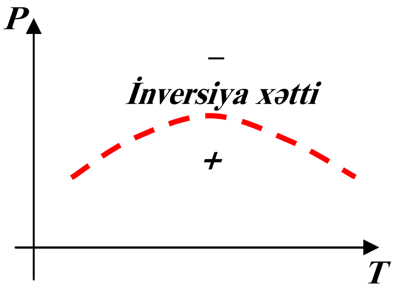


Hər tərəfdən istiliyi pis keçirən maddə ilə örtülmüş V borusunun içərsində, borunu iki hissəyə ayıran A tıxacı var. Bu tıxac məsaməlidir. Məsaməli tıxacda borunun bir tərəfindən digər tərəfə keçən qaz, adiabatik genişlənir. O, xariclə istilik mübadiləsində olmur. Bu zaman tıxacın hər iki tərəfində qoyulmuş t_1 və t_2 termometrləri genişlənən qazın temperaturunun dəyişdiyini göstərir (şəkil 13.6).

Başlanğıc təzyiq və temperaturdan asılı olaraq, temperaturun dəyişməsinin işarəsi müsbət və mənfi ola bilər.

Qaz adiabatik genişlənərkən temperaturunun dəyişməsinə Coul-Tomson effekti deyilir. Əgər qazın temperaturu aşağı düşürsə $(\Delta T < 0)$, effekt müsbət, əgər qaz qızırsa, effekt mənfi hesab edilir $(\Delta T > 0)$.

$P(T)$ diaqramında Coul-Tomson effektinin işarəsi şəkil 13.6-daki kimi təsvir oluna bilər. Burada, qırıq xətlə təsvir olunan inversiya üzrə effekt «0»-a bərabərdir.



Şəkil 13.6

Coul-Tomson təcrübəsində qaz adiabatik genişləndiyi üçün $(Q = 0)$ enerjinin saxlama qanununa görə yazmaq olar:

$$U_1 + A_1 = U_2 + A_2$$

Burada, U_1 və U_2, təzyiq P_1 və P_2 olan hissədəki daxili enerji, A_1 və A_2 isə görülən işlərdir. Borunun təzyiqi P_1 hissəsində yerləşən V_1 həcmli qazı tıxacın məsamələri arasından itələyib o biri tərəfə keçirmək üçün qaz üzərində görülən iş $A_1 = P_1V_1$ olar. O biri tərəfdə isə qazın özünün gördüyü iş $A_2 = P_2V_2$ olar. Bunları (13.19)-də nəzər salaq:

$$U_1 + P_1V_1 = U_2 + P_2V_2$$

və ya

$$\Delta U = U_2 - U_1 = P_1V_1 - P_2V_2 \qquad (13.20)$$

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 Vaals tənliyi $P(V - b) = RT$ və ya $PV = Pb + RT$ şəklində olar. Bu şərt daxilində daxili enerji artımı,

$$\Delta U = P_1V_1 - P_2V_2 = (P_1 - P_2)b + (T_1 - T_2)R \qquad (12.21)$$

şəklində yazıla bilər. Burada $P_1 > P_2$ olduğundan $\Delta U > 0$ olacaqdır. Yəni qazın daxili enerjisi artır və ona görə də qazın temperaturu artır. Deməli, qaz molekulları arasında ilişmə qüvvəsi olmadıqda, məsaməli tıxacdan keçərək genişlənən qaz qızmalıdır.

b) İndi də fərz edək ki, müşahidə apardığımız qazın molekulları arasında müəyyən ilişmə qüvvələri var, lakin molekulların ölçüləri çox kiçik olduğundan onun məxsusi həcmi nəzərə alınmaya bilər. 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

$$\Delta U = RT - \frac{a}{V_1} - RT + \frac{a}{V_2} = a\left(\frac{1}{V_2} - \frac{1}{V_1}\right) \qquad (12.22)$$

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 effektindən 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.

16. Elektrik yüklərinin qarşılıqlı təsiri qanunu. Elektrik sahəsi

Təcrübə 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 görədə 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 etişdir 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:

$$F = k\frac{q_1 \cdot q_2}{r^2} \qquad (15.1)$$

şəklində yazılır. Burada q_1 вя q_2 –qarışılıqlı təsirdə olan elektrik yükləri; r –onlar arasındakı məsafədir. Müəyyən edilmişdir ki, yüklər arasıdakı qarışılıqlı 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. e_m–kəmiyyəti yüklər arasındakı qarşılıqlı təsir qüvvəsinin mühitdən asılılığını xarakterizə edir və ***mühitin mütləq dielektrik nüfuzluğu*** adlanır.

Mütləq dielektrik nüfuzluğu e_m– i

$$e_m = e_0 e \qquad (15.2)$$

şəklində ifadə edirlər. Burada, e_0 – ***elektrik sabiti*** adlanır. Onun qiyməti və vahidi yalnız ölçü sisteminin seçilməsi ilə təyin edilir. e_0–mühitdən asılı deyildir. e– ***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

$$F = K\frac{q_1 \cdot q_2}{\varepsilon_m r^2} \qquad (15.3)$$

və ya

$$F = K\frac{q_1 . q_2}{\varepsilon\varepsilon_0 r^2} \qquad (15.4)$$

şəklində yazılar.

SQSE–vahidlər sistemində $K = 1$, $\varepsilon_0 = 1$ götürülür və bu sistemdə Kulon qanunu

$$F = \frac{q_1 \cdot q_2}{\varepsilon r^2} \qquad (15.5)$$

şəklini alır.

BS–də $K = \frac{1}{4\pi}$ olduğundan, bu sistemdə Kulon qanunu

$$F = \frac{1}{4\pi}\frac{q_1 . q_2}{\varepsilon\varepsilon_0 r^2} \qquad (15.6)$$

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 дн ***qüvvə ilə tə'sir etsin.***

BS-də yük vahidi olaraq 1Kl qəbul olunur. ***1kulon (Kl) olaraq elə yük miqdarı qəbul edilir ki, bu yük 1s müddətində naqilin en kəsiyindən keçdikdə naqildən axan cərəyanın şiddəti 1A olsun.***

1Kl=1A·san

1Kl=$3 \cdot 10^9$ *SQSE* yük vahidi.

Elektrik sabiti e_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 (e=1) SQSE-də

$$F = \frac{q^2}{r^2} = \frac{(3 \cdot 10^9 \,\text{SQSE y}\textit{ük}.\,\text{vah})^2}{(10^2)^2 \text{s}m^2} = 9 \cdot 10^{14}\,\text{dn} = 9 \cdot 10^9\, N$$

BS-də isə

$$F = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{q^2}{r^2} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{\text{Кл}^2}{\text{м}^2}$$

olar. Aydındır ki, bu ifadələr bərabərdirlər. Onda

$$\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{\text{Кл}^2}{\text{м}^2} = 9 \cdot 10^9\,\text{Н}$$

Buradan da

$$\varepsilon_0 = \frac{1}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9}\frac{\text{Кл}^2}{\text{Н} \cdot \text{м}^2} = 8{,}85 \cdot 10^{-12}\,\frac{\text{Кл}^2}{\text{Н} \cdot \text{м}^2}$$

alarıq. Deməli,

$$\varepsilon_0 = 8{,}85 \cdot 10^{-12}\,\frac{\text{Кл}^2}{\text{Н} \cdot \text{м}^2}$$

Sonralar görəcəyik ki, $1\frac{\text{Кл}^2}{\text{Н}\cdot\text{м}^2}=1\frac{\Phi}{\text{м}}$ -dir.

Boşluq üçün e=1 olduğundan, boşluqda *SQSE*-də Kulon qanunu

$$F_0=\frac{q_1q_2}{r^2} \qquad (15.7)$$

şəklində yazılar.

(15.5) və (15.7) ifadələrindən istifadə etməklə

$$\varepsilon=\frac{F}{F_0} \qquad (15.8)$$

olduğunu alırıq. Buradan görünür ki, e–mühitin nisbi dielektrik nüfuzluğu adsız ədəddir.

17. Elektrik sahəsinin potensialı

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 görülən iş

$$dA=Fdl\cdot\cos\alpha \qquad (15.52)$$

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)

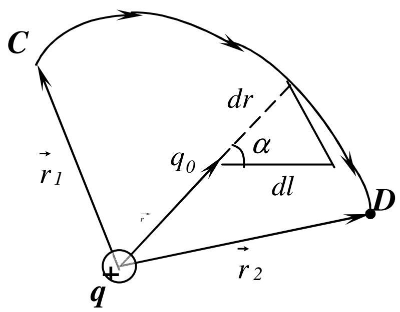
$$dA=k\frac{qq_0}{r^2}dr \qquad (15.53)$$

şəklini alır. q_0 yükünün radis– vektoru r_1 olan nöqtədən, radius–vektoru r_2 olan nöqtəyə yerdəyişməsi zamanı görülən işi tapmaq üçün son ifadəni inteqrallamaq lazımdır:

$$A=kqq_0\int_{r_1}^{r_2}\frac{dr}{r^2}=kqq_0\left(-\frac{1}{r}\right)\Bigg|_{r_1}^{r_2}=kqq_0\left(\frac{1}{r_1}-\frac{1}{r_2}\right)=k\frac{qq_0}{r_1}-k\frac{qq_0}{r_2}=$$

$$=-\left(k\frac{qq_0}{r_2}-k\frac{qq_0}{r_1}\right)=-\left(W_2-W_1\right) \qquad (15.54)$$

Burada, $W_1=\frac{kqq_0}{r_1}$ вя $W_2=\frac{kqq_0}{r_2}$ birinci və ikinci vəziyyətlərdə q вя q_0 yüklərinin qarşılıqlı tə’sirinin potensial enerjiləridir. Göründüyü kimi sahə qüvvələrinin gördüyü iş yüklərin potensial enerjilərinin azalmasına bərabərdir.



Шякил 15.11

(15.54)–dən çıxarılan ilk nəticə bundan ibarətdir ki, elektrostatik sahədə görülən iş yükün hərəkət trayektoriyasından deyil, yerdəyişmənin başlanğıc və son vəziyyətlərini təyin edən $\vec{r}_1$ вя $\vec{r}_2$ 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 ilə yanaşı ***elektrostatik sahə də potensiallıdır***.

Potensial enerjinin, yerini dəyişən yükə nisbəti həmin nöqtədə sahənin potensialı adlanır.

$$\varphi_1=W_1/q_0=kq/r_1 \qquad \varphi_2=W_2/q_0=kq/r_2 \qquad (15.55)$$

Onda yükün sahədə yerdəyişməsi zamanı görülən iş

$$A = -q_0(\varphi_{2-}\varphi_1) = q_0(\varphi_1 - \varphi_2) \qquad (15.56)$$

olar.

Burada, $(\varphi_1 - \varphi_2)$ potensiallar fərqidir və ədədi qiymətcə vahid yükün sahənin iki nöqtəsi arasında yerdəyişməsi zamanı görülən işə bərabərdir: $q_0 = 1,\ A = \varphi_1 - \varphi_2$. *BS*–də potensiallar fərqinin və eləcə də potensialın vahidi 1 V-dur.

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{A}{q_0};\ 1V = 1\frac{Ñ}{Êl}$$

Əgər q_0 yükü *q*–dən r_1 məsafədəki *C* nöqtəsindən sonsuzluğa yerini dəyişirsə $(r_2 = \infty)$, onda

$$A = q_0\varphi_1 = kqq_0 / r_0 \qquad (15.57)$$

Buradan görünür ki, ***sahənin verilmiş nöqtəsinin potensialı ədədi qiymətcə vahid yükü (q_0=1) sonsuzluğa aparmaq üçün görülən 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.

Potenisalın 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:

$$\varphi = \sum_{i=1}^{N}\varphi_i = k \cdot \sum_{i=1}^{N}\frac{q_i}{r_i} \qquad (15.58)$$

(15.53) ifadəsini $dA = \vec{F}d\vec{l} = q\vec{E}d\vec{l}$ şəklində yazıb inteqrallayaq:

$$A = q_0\int \vec{E}d\vec{l} \qquad (15.59)$$

Bunun hər tərəfini q_0–a bölüb, nəzərə alaq ki, $\frac{A}{q_0} = \varphi_1 - \varphi_2$–dir. Onda

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_1^2 \vec{E}d\vec{l} \qquad (15.60)$$

alınır. Əgər yük elektrostatik sahədə qapalı xətt boyunca yerini dəyişirsə, $\varphi_1 = \varphi_2$ və

$$\oint \vec{E}d\vec{l} = 0 \qquad (15.61)$$

Son ifadə elektrostatik sahənin potensiallı olmasının riyazi formasıdır. Sahədə görülən iş yolun formasından asılı deyilsə, yükün qapalı xətt boyunca yerdəyişmə işi sıfırdır. İnteqralın üstündəki dairəcik inteqrallamanın qapalı xətt boyunca aparıldığını göstərir. ***Hər hansı vektorun qapalı kontur boyunca əyrixətli inteqralı onun sirkulyasiyası adlanır.***

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,

$$dA = q\vec{E}`d\vec{r} \qquad (15.66)$$

digər tərəfdən isə

$$dA = -qd\varphi \qquad (15.67)$$

şəklində yaza bilərik. Bu ifadələri bərabərləşdirib
buradan isə,

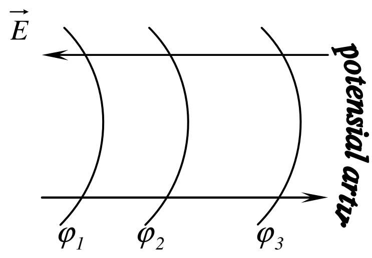
$$\vec{E} = -\frac{d\varphi}{d\vec{r}} = -\vec{\nabla}\varphi \qquad (15.68)$$

alırıq.

Beləliklə, sahə intesivliyi əks işarə ilə potensialın qradiyentinə bərabərdir.

$$\vec{E} = -grad\varphi = -\vec{\nabla}\varphi = -\frac{\partial\varphi}{\partial\vec{r}} \qquad (15.71)$$

Mənfi işarəsi isə onu göstərir ki, intensivlik potensialın artma istiqamətinin əksinə yönəlir). 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.



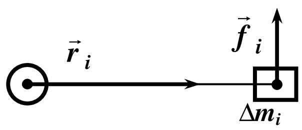
Şəkil 15.13

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.

18. Fırlanma hərəkətinin dinamikası. Fırlanma hərəkətinin kinetik enerjisi.

Tərpənməz ox ətrafında fırlanan cismin bütün nöqtələri çevrə üzrə hərəkət edirlər. Bu çevrələrin mərkəzləri bir ox üzərində yerləşir və bu 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 $00'$ oxu ətrafında fırlada bilər. Fırlanma oxundan müxtəlif məsafədə yerləşən cismin hissəciklərinin xətti sürət və təcilləri müxtəlif olur, lakin bucaq sür'ətləri isə eyni olur.

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



Шякил 6.2

Tutaq ki, bərk cismin Δm_i kütlə hissəsi fırlanma oxundan $\vec{r}_i$ məsafədədir (şəkil 6.2). Bu Δm_i–yə təsir edən daxili və xarici qüvvələrin əvəzləyicisini $\vec{f}_i$ ilə göstərək. Onda Nyutonun 2-ci qanununa əsasən yaza bilərik:

$$\Delta m_i \frac{d\vec{\upsilon}_i}{dt} = \vec{f}_i \qquad (6.1)$$

Bu tənliyin hər tərəfini vektorial olaraq r_i radius vektoruna vuraq:

$$\left[\vec{r}_i \Delta m_i \cdot \frac{d\vec{\upsilon}_i}{dt}\right] = \left[\vec{r}_i \cdot \vec{f}_i\right] \qquad (6.2)$$

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

$$\Delta\vec{M}_i = \left[\vec{r}_i \cdot \vec{f}_i\right] \qquad (6.3)$$

(6.2)-ni aşağıdakı kimi də yazmaq olar:

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

Bu düsturda sağ tərəfdəki axırıncı ifadə iki kolleniar vektorların vektorial hasili olduğundan 0-a bərabərdir. Yəni

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

Onda,

$$\frac{d}{dt}\left[\vec{r}_i (\Delta m_i \vec{\upsilon}_i)\right] = \Delta \vec{M}_i \qquad (6.4)$$

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

$$\Delta \vec{Z}_i = \left[\vec{r}_i (\Delta m_i \vec{\upsilon}_i)\right] \qquad (6.5)$$

Bu ifadədən görünür ki, ***cisim elementinin impulsunun həmin elementin radius vektoruna hasili impuls momenti verir***. Bunu nəzər alsaq (6.4)-ü aşağıdakı kimi yaza bilərik:

$$\frac{d}{dt}\left(\Delta \vec{Z}_i\right) = \Delta \vec{M}_i \qquad (6.6)$$

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

(6.6)-nı bütün bərk cisim üçün yazsaq:

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

olduğunu nəzərə alsaq;

$$\frac{d\vec{Z}}{dt} = \vec{M} \qquad (6.7)$$

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

Əgər xarici qüvvələrin momenti sıfıra bərabərdirsə, yə'ni sistem qapalıdırsa,

$$\frac{d\vec{Z}}{dt} = 0, \ \text{йахуд} \ \vec{Z} = const \quad (6.8)$$

olar. (6.8) qapalı sistem üçün impuls momentinin saxlanma qanununu ifadə edir. ***Qapalı sistem təşkil edən cisimlərin impuls momentləri cəmi sabit qalır.***

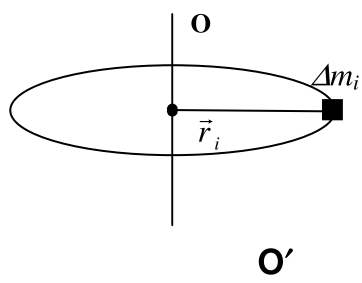
Fırlanma hərəkətinin kəmiyyətlərindən biri də ətalət momentidir. Ətalət momenti bərk cismin fırlanmasının ətalətliliyini xarakterizə edir: ***Kütləsi*** m ***olan maddi nöqtənin oxa nəzərən ətalət momenti, həmin maddi nöqtənin kütləsi ilə fırlanma oxundan olan məsafənin kvadratı hasilinə deyilir və*** J ***hərfi ilə işarə edilir:***

$$J = mr^2 \qquad (6.9)$$

Şəkil 6.3-də göstərilən cismin bütün elementar hissələrinin ətalət momentlərinin cəmi:

$$J = \Delta m_1 \cdot r_1^2 + \Delta m_2 \cdot r_2^2 + \cdots + \Delta m_n \cdot r_n^{\;2}$$

$$J = \sum_{i=1}^{n} \Delta m_i r_i^2 \qquad (6.10)$$



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

Misal üçün R –radiuslu silindrik səthin oxa nəzərən ətalət momenti: $J = \int dJ = \int r^2 dm = \int_0^R 2\pi\rho h r^3 dr = 2\pi h\rho \frac{R^4}{4}$ və $m = \pi R^2 h\rho$

olduğunu nəzərə alsaq:

$$J = \frac{1}{2} mR^2 \qquad (6.11)$$

olar.

Şteyner teoremindən istifadə edərək istənilən cismin ətalət mərkəzindən keçən oxa nəzərən ətalət momenti məlumdursa, bu oxa paralel olan oxa nəzərən ətalət momentini hesablamaq olar. Həmin teoremə görə $J = J_0 + mL^2$ olur. Burada, m - cismin kütləsi, L -oxlar arasındakı məsafədir.

Bəzi cisimlərin ətalət momentləri aşağıdakı düsturlarla təyin edilir:

1) Konusun ətalət momenti:

$$J = \frac{3}{10} mR^2;$$

2) Kürənin ətalət momenti:

$$J = \frac{2}{5} mR^2;$$

3) Nazik lövhənin ətalət momenti:

$$J = \frac{1}{4} mR^2;$$

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

$$E_k = \sum_{i=1}^{n} \Delta E_{ki} = \sum_{i=1}^{n} \frac{\Delta m_i \upsilon_i^2}{2} = \sum_{i=1}^{n} \frac{\Delta m_i \left(\omega^2 \cdot r_i^2\right)}{2} \qquad (6.12)$$

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

$$E_k = \frac{J\omega^2}{2} \qquad (6.13)$$

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

$$E_k = \frac{m\upsilon^2}{2} + \frac{J\omega^2}{2} \qquad (6.14)$$

olar.

Fırlanma hərəkətində kütlə rolunu ətalət momenti oynayır.

19. **Bərk cismin fırlanma hərəkətinin kinematikası**

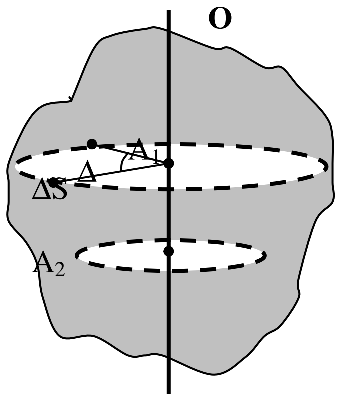
Bərk cismin OO´ oxu ətrafında fırlanması zamanı onun bütün nöqtələri mərkəzləri bu ox üzərində olan çevrələr cızarsa, belə hərəkət fırlanma hərəkəti adlanır (şəkil 1.4). OO´- oxuna fırlanma oxu deyilir.

Tutaq ki, cisim D*t* zaman fasiləsində *OO′* oxu ətrafında D*j* bucağı qədər dönməsi zamanı cisim üzərində hər hansı bir A_1 nöqtəsi bu müddətdə D*s* yolunu qət etmiş və A_2 nöqtəsinə çatmışdır *(*A_1A_2=D*s)*.

Əgər D*j* bucağı kifayət qədər kiçik və A_1 nöqtəsinin fırlanma oxundan olan məsafəsi *r* olarsa,

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

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:



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

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

Əgər fırlanma hərəkəti bərabərsürətli olsa, onda sonlu *t* zamanda φ bucağı cızılır. Bu halda bucaq sürəti

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

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

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

Bucaq sürəti $\frac{\text{рад}}{\text{с}}$ 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,

$$\lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta s}{\Delta t} = r \cdot \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta\varphi}{\Delta t} \quad \text{və ya} \quad \upsilon = r \cdot \omega \qquad (1.22)$$

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.

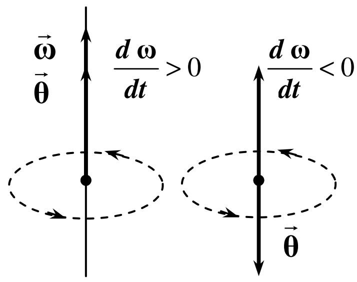
$\lim\limits_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta\omega}{\Delta t} = \bar{\theta} = \frac{d\omega}{dt}$ kəmiyyəti bucaq təcilinin ani qiymətini verir. Deməli, ***bucaq təcili***, *bucaq sürətinin zamana görə birinci tərtib törəməsinə bərabərdir.* Bucaq təcilinin vahidi $\frac{\text{рад}}{\text{с}^2}$– dır.

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

$$\vec{\theta} = \frac{d^2\varphi}{dt^2} \qquad (1.23)$$

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 $\Delta\upsilon$ olmuşdur. Onda $\Delta\upsilon = r \cdot \Delta\omega$ yazmaq olar. Bu ifadənin hər tərəfini Δt–yə bölüb limitə keçsək,



Шякил 1.5

$\lim\limits_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta\vec{\upsilon}}{\Delta t} = r \cdot \lim\limits_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta\vec{\omega}}{\Delta t}$ olduğundan, alarıq:

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

Bu ifadə xətti və bucaq təcilləri arasındakı əlaqəni göstərir.

Fırlanan nöqtənin normal təcilini belə ifadə etmək olar:

$$\vec{a}_н = \frac{\upsilon^2}{r} = \frac{r^2\omega^2}{r} = \omega^2\vec{r} \qquad (1.25)$$

Bərabərartan fırlanma hərəkəti zamanı bucaq təcili $\vec{\theta} = \frac{\omega - \omega_0}{t}$ şəklində yazılır.

Bucaq təcili və bucaq sürəti vektorial kəmiyyətlərdirlər. Bu vektorların istiqaməti burğu qay dası adlanan qayda ilə tə'yin 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 göstərər. Hərəkət artan olduqda $\vec{\omega}$ вя $\vec{\theta}$ vektorları eyni istiqamətdə, hərəkət azalan olduqda bir-birinin əksi istiqamətində yönəlirlər.

20. Elektrik sahəsinin intensivliyi. İnduksiya 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 $q_1, q_2, ...q_n$ yükləri yerləşdirilsə, sahə bu yüklərin hər birinə müxtəlif $f_1, f_2, ...f_n$ qüvvələri ilə təsir edər. Lakin həmişə $\frac{f_1}{q_1}, \frac{f_2}{q_2}, ..., \frac{f_n}{q_n}$ nisbətləri bir–birinə bərabər olur.

Deməli,

$$\frac{f_1}{q_1} = \frac{f_2}{q_2} = \frac{f_3}{q_3} = ... = \frac{f_n}{q_n} = const \qquad (15.9)$$

Ona görə də elektrik sahəsini $\frac{f}{q}$ nisbəti ilə xarakterizə etmək olar. Həmin bu $\frac{f}{q}$ nisbəti ***elektrik sahəsinin intensivliyi*** adlanır. Deməli,

$$\vec{E} = \frac{\vec{f}}{q} \qquad (15.10)$$

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 intesivliyi 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 $E = 1\frac{\mathrm{N}}{\mathrm{Kl}}$ ilə ölçülür.

Fərz edək ki, q yükünün sahəsinə q_0 –yükü gətirilib. Bu yüklər arasındakı qarşılıqlı təsir qüvvəsi, aydındır ki, *SQSE*–də, boşluqda

$$F = \frac{qq_0}{r^2} \qquad (15.11)$$

şəklində ifadə olunar. Bu ifadənin hər tərəfini q_0–*a* bölək. Onda, alarıq

$$\frac{F}{q_0} = \frac{q}{r^2} \qquad (15.12)$$

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

$$E = \frac{q}{r^2} \qquad (15.13)$$

alarıq. (15.13) düsturu *SQSE*-də, boşluqda götürülmüş nöqtəvi yükün özündən *r* məsafədə yaratdığı sahə intensivliyinin ifadəsidir.

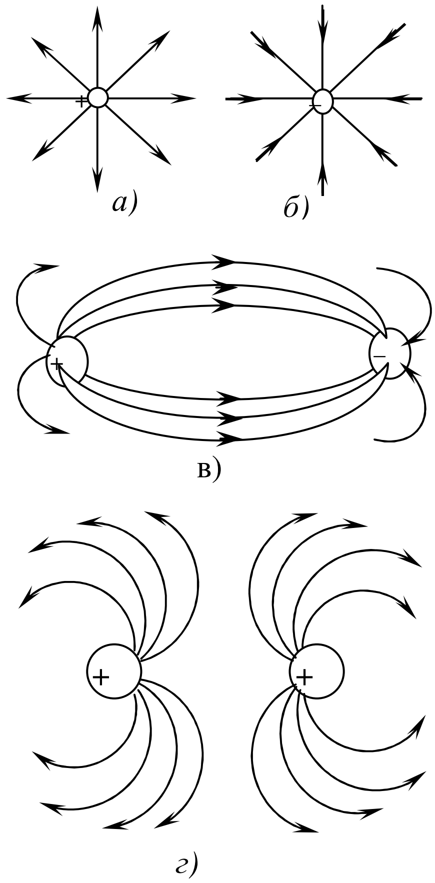
Bu ifadə BS-də istənilən mühit üçün

$$E = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon} \cdot \frac{q}{r^2} \qquad (15.14)$$

şəklində yazılar. (15.14) düsturunu boşluq üçün yazdıqda

$$E_0 = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2} \qquad (15.15)$$

alınar.



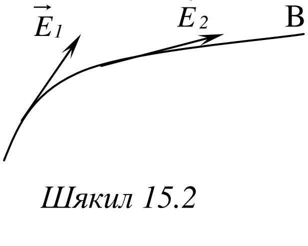
Шякил 15.3

(15.14) və (15.15) düsturlarını tərəf-tərəfə böldükdə

$$\varepsilon = \frac{E_0}{E} \qquad (15.16)$$

alınar. Buradan aydın olur ki, ***mühitin nisbi dielektrik nüfuzluğu hər hansı yükün boşluqda yaratdığı sahə intensivliyinin həmin yükün mühitdə yaratdığı sahə intensivliyindən neçə dəfə böyük olduğunu göstərir.***

Əgər elektrik sahəsi çoxlu sayda: $q_1, q_2, \ldots$ yükləri tərəfindən yaradılmış olsa, onda sahənin hər hansı nöqtəsində intensivliyin qiyməti hər bir yükün həmin nöqtədə yaratdığı sahələrin intensivlikləri cəminə bərabər olar. Bu ***elektrik***



Шякил 15.2

sahəsinin superpozisiyası (toplanması) prinsipi adlanır. Yəni,

$$E = E_1 + E_2 + E_3 + ... + E_n = \sum_{i=1}^{n} E_i \quad (15.17)$$

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, $\vec{E}_1$ *вя* $\vec{E}_2$ 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 yükdə qurtarır (şəkil 15.3 v) və ya da sonsuzluğa kimi davam edir. Eyni adlı yüklərin qüvvə xətləri heç vaxt görüşmürlər (şəkil 15.3, q).

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 səhtdən keçən intensivlik xətlərinin sayına bərabər olar.*** Yəni

$$E = \frac{\Delta N}{\Delta S} \qquad (15.18)$$

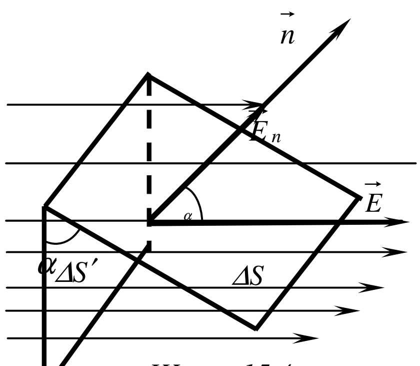
Buradan

$$\Delta N = E \cdot \Delta S \qquad (15.19)$$

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,

$$E \cos\alpha = E_n \qquad (15.20)$$



Шякил 15.4

Bunu nəzərə alsaq,

$$\Delta N = E_n \Delta S \qquad (15.21)$$

olar. Sahə bircinsli olsa, yəni fəzanın istənilən yerlərində qüvvə xətləri bir-birinə paralel və sıxlıqları eyni olsa intensivlik seli

$$N = ES \qquad (15.22)$$

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 olunar. Bütün S səthindən keçən intensivlik xətlərinin sayı isə

$$N = \int_{(S)} E_n dS \qquad (15.23)$$

olar.

Əgər səth qapalı olarsa, ondan keçən qüvvə xətlərinin tam sayı

$$N = \oint E_n ds \qquad (15.24)$$

şəklində ifadə olunar.

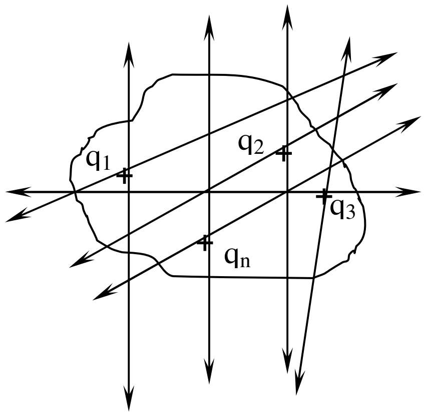
Elektrik sahəsini hesablamaq üçün Kulon qanunu və intensivliyin toplanması qaydası olan $\vec{E} = \sum \vec{E}_i$ (elektrik sahəsinin superpozisiyası prinsipi) ifadəsindən istifadə etmək olar. Lakin sahə bircinsli olmayanda və yüklər bu sahədə qeyri-müntəzəm paylandıqda $\vec{E} = \sum \vec{E}_i$ ifadəsindəki 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 üsüldur.

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 yükdən çıxan intensivlik xətlərinin tam sayı, yəni sferanın səthinin əhatə etdiyi intensivlik seli

$$N = ES \qquad (15.25)$$

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



Шякил 15.6

$$E = \frac{q}{r^2} \qquad (15.26)$$

şəklində ifadə olunur. Bunları nəzərə alsaq, sferadan çıxan intensivlik xətlərinin sayı

$$N = ES = \frac{q}{r^2} \cdot 4\pi r^2 = 4\pi q \qquad (15.27)$$

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 olanda və səthdən çıxanda. Əgər qüvvə xətləri səthə daxil olanda intensivlik selini mənfi, 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,

$$N = \begin{cases} 4\pi q, & \text{яэяр йцк гапалы сятщин дахилиндя йерляшибся} \\ 0, & \text{яэяр йцк гапалы сятщин хариъиндя йерляшибся} \end{cases}$$

İndi fərz edək ki, hər hansı qapalı səthin daxilində bir deyil çoxlu sayda $q_1, q_2, ..., q_n$ 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

$$N = N_1 + N_2 + ... + N_n == 4\pi q_1 + 4\pi q_2 + ... + 4\pi q_n =$$

$$= 4\pi(q_1 + q_2 + ... + q_n) = 4\pi\sum_{i=1}^{n} q_i$$

alınır. Yəni

$$N = 4\pi\sum_{i=1}^{n} q_i \qquad (15.28)$$

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 Qauss teoreminin daha ümumi şəklidə ifadəsidir.

Nöqtəvi yükün özündən r–məsafədə yaratdığı sahənin intensivliyi hər hansı mühit üçün BS-də

$$E = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon} \cdot \frac{q}{r^2} \qquad (15.29)$$

şəklində yazıldığından (15.27) və (15.28) ifadələri

$$N = \frac{q}{\varepsilon_0 \varepsilon} \qquad (15.30)$$

və

$$N = \frac{1}{\varepsilon_0 \varepsilon} \cdot \sum_{i=1}^{n} q_i \qquad (15.31)$$

şəklini alar.

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 $\sigma -$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

$$E = \frac{q}{r^2} \qquad (15.41)$$

olduğu alınar.

(15.41) ifadəsi *BS*-də mühitdə

$$E = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon} \cdot \frac{q}{r^2} \qquad (15.42)$$

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.

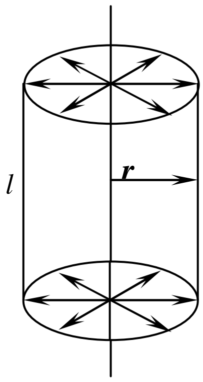
Ona görə də R radiuslu sferanın səthində hər bir nöqtədə yaranan sahə intesivliyi *SQSE*-də

$$E = \frac{q}{\varepsilon R^2} \qquad (15.43)$$

BS-də isə,

$$E = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon} \cdot \frac{q}{R^2} \qquad (15.44)$$

şəklində ifadə olunar.



Шякил 15.8

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 (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 intesivliyi.

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 $\tau -$ yükün xətti sıxlığıdır. Bu telin özündən r məsafədə yaratdığı sahə intesivliyini hesablamaq üçün teldən hər tərəfə çıxan $N = 4\pi q$ qədər qüvvə xətti çəkilmişdir.

Vahid səthdən çıxan qüvvə xətlərinin sayı qiymətcə sahə intensivliyinə bərabər olduğundan telin yaratdığı sahənin intesivliyi

$$E = \frac{N}{S} = \frac{4\pi q}{2\pi r l} = \frac{2q}{rl} = \frac{2\tau l}{r \cdot l} = \frac{2\tau}{r}.$$

$$E = \frac{2\tau}{r} \qquad (15.45)$$

Bu ifadə *SQSE*-də boşluqda yüklənmiş telin özündən *r* məsafədə yaratdığı sahə intesivliyini göstərir. (15.45) ifadəsi *BS*–də

$$E = \frac{\tau}{2\pi\varepsilon_0 \varepsilon r} \qquad (15.46)$$

şəklində yazılar.

21. Naqillərin elektrik tutumu

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.

$$C = \frac{q}{\varphi} \qquad (16.29)$$

$q = 1\text{Kl}$ və $\varphi = 1\text{V}$ olduqda, *BS* sistemində elektrik tutumunun vahidi $1\text{F} = 1\text{Kl}/\text{V}$ alınır. Buna-Farad deyilir.

Farad böyük olduğu üçün praktikada mikrofarad (mkf) və pikofaraddan (pf) istifadə olunur.

$$1MkF = 10^{-6}F \;\; ; \quad 1pF = 10^{-12}F$$

Radiusu *r* olan kürə şəklində naqilin səthində potensial $\varphi = kq/r$ olduğuna görə onun elektrik tutumu üçün

$$C = \frac{q}{\varphi} = \frac{q}{kq/r} = \frac{r}{k} = 4\pi\varepsilon_0 r \qquad (16.30)$$

alınır.

Buradan görünür ki, radiusu $r = 1\text{m}$ olan kürə şəklində naqilin elektrik tutumu $C = \frac{1}{9 \cdot 10^9} F$ –dır. Yer kürəsinə naqil kimi baxılsa (Yerin radiusu $r = 6{,}4 \cdot 10^6$ m-dir) onun elektrik tutumu üçün $C = \frac{6{,}4 \cdot 10^6}{9 \cdot 10^9} F \approx 0{,}7 \cdot 10^{-3} \Phi \approx 700 mkF$ alınar.

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 yükdür. $q = q' + q''$

Beləliklə $q'/q'' = C/C_J << 1 \qquad q' << q'' \approx q$.

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.

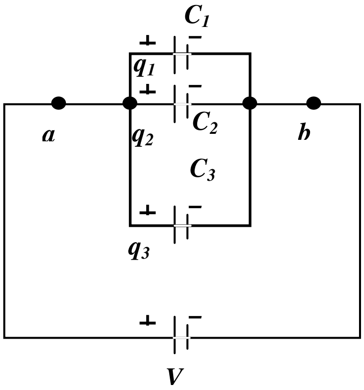
Elektrik tutumu naqilin ölçülərindən; formasından, əhatəsindəki başqa naqillərdən və dielektrik mühitdən asılıdır. Tutumları müxtəlif olan naqillərə eyni miqdarda yük verdikdə tutumu kiçik olan naqilin potensialı daha böyük olur. Potensialları eyni olan naqillərdən tutumu böyük olanın yükü də çoxdur.

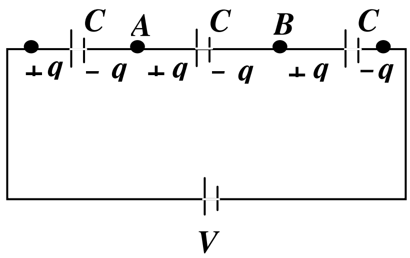
22. Kondensatorların ardıcıl və paralel birləşməsi

İstənilən tutumu almaq üçün bir kondensatorun imkanı məhduddur. Böyük elektrik tutumu almaq üçün kondensatorları paralel birləşdirirlər (şəkil 16.12). Buna kondensatorlar batareyası deyilir. Paralel birləşən 3 kondensatorun tutumları $\boldsymbol{C_1}$,$\boldsymbol{C_2}$,$\boldsymbol{C_3}$, yükləri isə q_1,q_2,q_3 olsun.

Batareyaya tətbiq edilmiş gərginlik hər üçü üçün eynidir. Onda hər bir kondensator üçün

$$q_1=S_1U,\ q_2=S_2U,\ q_3=S_3U$$





Шякил 16.12 *Шякил 16.13*

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

$$C_{par}= C_1+C_2+C_3 \qquad (16.34)$$

və n sayda kondensatorları paralel birləşdirdikdə

$$C_{\text{пар}} = C_1 + C_2 + ... + C_n = \sum_{i=1}^{n} C_i \qquad (16.35)$$

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

$$U_1 = \frac{q}{C_1}, U_2 = \frac{q}{C_2}, U_3 = \frac{q}{C_3}$$

tam gərginlik isə

$$U = U_1 + U_2 + U_3 = q \cdot (\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3})$$

olacaq.

Buradan

$$\frac{1}{C_{\text{ард}}} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3} \qquad (16.36)$$

alınır. n sayda kondensatorları ardıcıl birləşdirdikdə

$$\frac{1}{C_{\text{ард}}} = \sum_{i}^{n} \frac{1}{C_i} \qquad (16.37)$$

olar. Kondensatoların ardıcıl birləşdirməklə onların deşilməsi-nin 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.

Elektrik yüklərini yaratmaq üçün iş görmək lazımdır. Bu iş yüklər sisteminin enerjisinə çevrilir.

İki yükdən ibarət sistemin enerjisinin hesablayaq.

Fəzanın ixtiyari nöqtəsindəki q_1 yükündən r məsafədəki nöqtədə sahənin potensialı

$$\varphi_1 = \frac{kq_1}{r} \qquad (16.43)$$

olduğu üçün bu nöqtəyə başqa bir q_2 yükü gətirmək üçün sahə qüvvələrinə qarşı

$$A = q_2\varphi_1 = k \cdot \frac{q_1 q_2}{r} \qquad (16.44)$$

işini görmək lazımdır. Bu iş iki yükün qarşılıqlı təsirinin potensial enerjisinə çevrilir. Onu

$$W = k \cdot \frac{q_1 q_2}{r} = \frac{1}{2}k \cdot \frac{q_2}{r} \cdot q_1 + \frac{1}{2}k \cdot \frac{q_1}{r} \cdot q_2 \qquad (16.45)$$

şəklində yazaq. 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

$$W = \frac{1}{2}q_1\varphi_1 + \frac{1}{2}q_2\varphi_2 \qquad (16.46)$$

alınır. Əgər sistem n dənə yükdən ibarətdirsə, onların qarşılıqlı təsirinin potensial enerjisi üçün

$$W = \frac{1}{2}\sum_{i=1}^{n} q_i\varphi_i \qquad (16.47)$$

yaza bilərik.

Burada 1/2 əmslı ona görə yazılır ki, cəmləmə zamanı hər cüt yükün potensial enerjisi iki dəfə nəzərə alınır. Üç yükdən ibarət sistemin potensial enerjisi üçün

$$W = k\frac{q_1 q_2}{r_{12}} + k\frac{q_1 q_3}{r_{13}} + k\frac{q_2 q_3}{r_{23}} \qquad (16.48)$$

alınır.

Yüklər sisteminin enrjisi potensial enerji xarakteri daşıyır və bu səbəbdən də yüklərin yerdəyişməsindən asılıdır. Eyni sayda yüklərin müxtəlif konfiqurasiyasına müxtəlif də potensial enerji uyğun gəlir.

İndi də təklənmiş yüklü naqil götürək. Onun yükü q, potensialı isə φ olsun. Naqilin yükünü dq qədər artırmaq üçün sahə qüvvələrinə qarşı

$$dA = dq \cdot \varphi = Cd\varphi \cdot \varphi \qquad (16.49)$$

iş görməliyik. Bu iş yüklü naqilin potensial enerjisinə çevrilir.

$$W = A = C \cdot \int_0^{\varphi} \varphi d\varphi = \frac{C\varphi^2}{2} = \frac{(C\varphi)^2}{2C} = \frac{q^2}{2C} \qquad (16.50)$$

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. Yükü bir lövhədən digərinə köçürmək üçün görülən iş isə lövhələrdəki yüklərin potensial enerjisinə çevrilir. Təcrübədə kondensatoru e. h. q. mənbəyinə qoşmaqla belə yükləyirlər. Kondensatorun tutumu C, lövhələrdəki potesiallar fərqi $\varphi_1 - \varphi_2 = U$ – olarsa, onun enerjisi üçün

$$W = \frac{C(\varphi_1 - \varphi_2)}{2} = \frac{CU^2}{2} = \frac{q^2}{2C} \qquad (16.51)$$

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

$$W = \frac{q^2}{2C} = \frac{q^2 \cdot x}{2\varepsilon_0\varepsilon S} \qquad (16.52)$$

yazmaq olar. Potensial enerji ilə qüvvə arasında əlaqə düsturuna görə cazibə qüvvəsi üçün

$$F_x = -\frac{\partial W}{\partial x} = -\frac{q^2}{2\varepsilon_0\varepsilon S} \qquad (16.53)$$

alınır.

Mənfi işarəsi bu qüvvənin cəzbetmə qüvvəsi olduğunu göstərir. Kondensatorun elektrik sahəsi onun lövhəlri arasında toplanıb. Ona görə də kondensatorun enerjisini bu sahəni xarakterizə edən kəmiyyətlərlə də ifadə etmək olar.

$$W = \frac{CU^2}{2} = \frac{1}{2}\cdot\frac{\varepsilon_0\varepsilon S}{d}\cdot(Ed)^2 = \frac{1}{2}\varepsilon_0\varepsilon E^2 Sd = \frac{1}{2}\varepsilon_0\varepsilon E^2 V$$

Bu ifadə müstəvi kondesatorun enerjisidir.

Elektrostatik sahənin enerjisi intensivliyin kvadratı ilə mütənasibdir. Son ifadənin hər tərəfini lövhələr arasındakı fəzanın həcminə -V həcminə bölərək sahənin enerji sıxlığı üçün

$$w = \frac{1}{2}\varepsilon_0 \varepsilon E^2 = \frac{1}{2}\varepsilon_0 \varepsilon E \cdot E = \frac{ED}{2} \qquad (16.54)$$

alırıq. Burada, $D = \varepsilon_0 \varepsilon E$ - elktrostatik induksiya vektorudur.

23. Omqanunu. Naqillərin elektrik müqaviməti

Georq Om təcrübi olaraq bircinsli naqildə axan cərəyanın onun uclarındakı gərginliklə mütənasib olması qanununu kəşf etmişdir. Cərəyan ilə gərginlik arasında mütənasiblik əmsalı naqilin keçiriciliyi (Λ), onun tərs qiyməti isə naqilin müqaviməti (R) adlanır. Belə işarələmələrdə Om qanunu

$$J = U \cdot \Lambda; \qquad J = \frac{U}{R} \qquad (10.12)$$

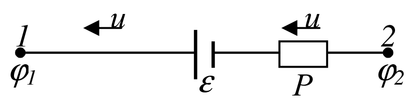
kimi yazılır. Naqilin müqaviməti dövrədəki cərəyan şiddətindən və gərginlikdən asılı olmayıb, onun həndəsi ölçüləri və hazırlandığı material ilə təyin olunur. Təcrübələr göstərir ki, naqilin müqaviməti onun uzunluğu (l) artdıqca artır, en kəsiyinin sahəsi (S) artdıqca azalır:

$$R = \rho \frac{l}{S} = \frac{1}{\sigma}\frac{l}{S}. \qquad (10.13)$$

Burada ρ -naqilin ***xüsusi müqaviməti***, $\sigma = \frac{1}{\rho}$ isə ***xüsusi keçiriciliyi*** adlanır. Naqilin xüsusi müqaviməti ondakı yükdaşıyıcıların konsentrasiyasından və temperaturdan asılıdır. (10.12) və (10.13) ifadələri müqavimət və keçiriciliyin ölçü vahidlərini təyin edir. Müqavimət vahidi olaraq BS-də ***Om*** qəbul olunmuşdur. Uclarında potensiallar fərqi $1\ V$ olduqda naqildən $1\ A$ cərəyan axarsa, onun müqaviməti $1\ Om$ qəbul olunur: $1\ Om = \frac{1\ V}{1\ A}$. Belə təyinatda xüsusi müqavimətin vahidi $[\rho] = Om \cdot m$ olur. Naqilin uzunluğu m -lərlə, en kəsiyinin sahəsi mm^2 ilə ifadə olunarsa, ρ -nun sistemdən kənar praktiki vahidi kimi $\frac{Om \cdot mm^2}{m}$ istifadə olunur. Bu vahidlər arasında $1\frac{Om \cdot mm^2}{m} = 10^{-6}\,Om \cdot m$ əlaqəsi mövcuddur.

Qeyri- bircins dövrə üçün Om qanunu

Cərəyan dövrəsində elektrik hərəkət qüvvəsi (cərəyan mənbəyi) iştirak edərsə, belə dövrələr qeyri-bircins adlanır. (10.14) ifadəsi bircins dövrələr, yəni cərəyan mənbəyi iştirak etməyən dövrə hissəsi üçün ödənilir. Cərəyan axan dövrədə həm elektrostatik, həm də kənar qüvvələr mövcud olarsa (şəkil 10.4), cərəyan axması nəticəsində ayrılan istilik, enerjinin saxlanması və çevrilməsi qanununa görə elektrostatik və kənar qüvvələrin işləri cəmi kimi təyin olunur:



Шякил 10.4

$$dA_{12} = dq \cdot \varepsilon_{12} + dq(\varphi_1 - \varphi_2) = dQ. \qquad (10.20)$$

Ayralın istiliyin (10.16) ifadəsini və $dq = i \cdot dt$ olduğunu nəzərə alsaq,

$$i \cdot R^* = (\varphi_1 - \varphi_2) + \varepsilon_{12} = U_{12} \qquad (10.21)$$

alarıq. Burada R^* dövrənin 1 və 2 nöqtələri arasında müqavimətdir. Elektrostatik və kənar qüvvələr mövcud olduqda vahid yükün iki nöqtə arasında yerdəyişməsi zamanı görülən iş *gərginlik düşgüsü* adlanır və U_{12} ilə işarə olunur. Bircins dövrədə ($\varepsilon = 0$) gərginlik düşgüsü potensiallar fərqinə, qapalı dövrədə isə cərəyan mənbəyinin qütblərində gərginliyə (ε - *e.h.q*-nə) bərabər olur. (10.21) ifadəsindən cərəyanı təyin edək:

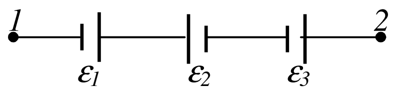
$$i = \frac{(\varphi_1 - \varphi_2) + \varepsilon_{12}}{R^*} \qquad (10.22)$$

Bu ifadə ***qeyri- bircins dövrə üçün Om qanunu*** adlanır. Əgər $\varepsilon_{12} = 0$ olarsa, (10.22) ifadəsi dövrə hissəsi üçün (10.12) Om qanununa çevrilir. Qapalı dövrədə R müqaviməti və daxili müqaviməti r olan cərəyan mənbəyi iştirak edərsə($\varphi_1 = \varphi_2$), $R^* = R + r$ olduğundan, (10.22)

$$i = \frac{\varepsilon_{12}}{R + r} \qquad (10.23)$$

şəklini alar. Qeyd edək ki, dövrədə axan cərəyan və mənbəyin *e.h.q.*-si cəbri kəmiyyət kimi təyin olunur. Şəkil 10.4-də göstərildiyi kimi mənbəyin müsbət qütbündən çıxan, mənfi qütbə daxil olan cərəyan müsbət işarəli qəbul olunur. Mənbəyin müsbət qütbündən mənfi qütbünə keçdikdə *e.h.q.* müsbət götürülür. Şəkil 10.4-də *e.h.q.* "mənfi" işarəyə malikdir. Dövrədə bir neçə gərginlik mənbəyi olarsa (şəkil 10.4,a), 1 və 2 nöqtələri arasında *e.h.q.*

$$\varepsilon = \varepsilon_1 + \varepsilon_3 - \varepsilon_2 \quad (10.24)$$



Шякил 10.4 а

kimi təyin olunur. Qeyri-bircins dövrələr üçün Om qanununun differensial şəkli

$$j = \sigma\left(E + E_k^*\right) \qquad (10.25)$$

olar. Burada E_k^* (10.9) ifadəsində göstərildiyi kimi, kənar qüvvələrin sahə intensivliyidir.

Qapalı dövrə halında xarici müqavimət R-də gərginlik düşgüsü

$$U = iR = \frac{\varepsilon}{R + r} \cdot R \qquad (10.26)$$

vahid zamanda ayrılan istilik isə

$$Q_x = A_x = i \cdot U = \frac{\varepsilon^2 R}{(R + r)^2} \qquad (10.27)$$

olar. Mənbəyin r daxili müqavimətindən də cərəyan axdığından, ayrılan ümumi istilik daxili və xarici dövrədə istiliklər cəmi kimi təyin olunar:

$$Q = Q_x + Q_d = \frac{\varepsilon^2}{R + r} \quad . \qquad (10.28)$$

Qapalı dövrədə naqil qızdırıcı kimi fəaliyyət göstərərsə, xarici dövrədəki ayrılan istilik faydalı işi təşkil edəcəkdir. Belə təyinatda **dövrənin faydalı iş əmsalı**

$$\eta = \frac{Q_x}{Q} \cdot 100\% = \frac{R}{R + r} \cdot 100\% \quad (10.29)$$

olar. Mənbəyin daxili müqaviməti kiçik olduqca, dövrənin *f.i.ə.* böyük olur. Xüsusi halda xarici müqavimət «0» olarsa, dövrədə cərəyan şiddəti (10.24) ifadəsinə görə

$$i = \frac{\varepsilon}{r} = i_{qq} \qquad (10.30)$$

kimi təyin olunur və cərəyan mənbəyinin ***qısaqapanma cərəyanı*** adlanır.

24.İfratkeçiricilik. Coul-Lens və Videman-Frans qanunları

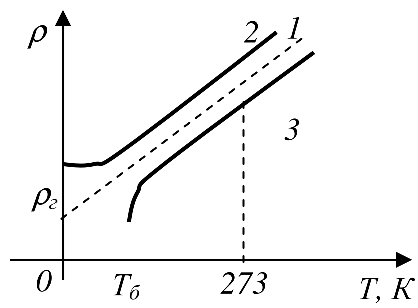
Om qanununun (10.12) ifadəsi naqilin en kəsiyindən keçən yükün miqdarını təyin edir, verilmiş nöqtədəki yükdaşıyıcıların hərəkəti haqda məlumat vermir. Verilmiş nöqtədə yükdaşıyıcının hərəkəti (10.6) ifadəsinə görə cərəyan sıxlığı vektoru ilə təyin olunur və sonuncu ilə elektrik sahə intensivliyi arasında vektoru münasibət *differensial şəkildə Om qanunu* adlanır. Om qanununa daxil olan parametrləri $di = jds$, $dU = Edl$, $R = \frac{1}{\rho}\frac{dl}{dS}$ kimi təyin edərək (10.14) ifadəsində nəzərə alsaq,

$$jdS = \frac{1}{\rho}\cdot\frac{dS}{dl}\cdot E\cdot dl \Rightarrow j = \frac{1}{\rho}E \Rightarrow \vec{j} = \sigma\vec{E} \qquad (10.14)$$

Om qanununun differensial şəklini alarıq. Burada ρ -xüsusi müqavimət, σ isə xüsusi keçiricilikdir. Bu kəmiyyətlər materialın cərəyankeçirmə qabiliyyətini xarakterizə edir, maddənin kimyəvi tərkibindən, xarici amillərdən, məsələn temperaturdan, asılı olur. Metallar üçün xüsusi müqavimətin temperaturdan xətti asılılığı müşahidə olunur:

$$\rho = \rho_0\alpha T\,. \quad (10.15)$$

Burada $\alpha \approx \frac{1}{273}$ -ə bərabər mütənasiblik əmsalı, T - mütləq temperatur, ρ_0 - 0^0C-də ($273K$) xüsusi müqavimətin qiymətidir. Xüsusi müqavimətin temperaturdan asılılığının (10.15) ifadəsinə görə və təcrübi əyriləri (2,3) şəkil 10.3-də təsvir olunmuşdur.



Шякил 10.3

Aşağı temperaturlarda $\rho(T)$ asılılığında xəttilik pozulur və «0»K-ə ρ_q -qalıq müqaviməti uyğun gəlir. Təcrübələr göstərir ki, ρ_q -qiyməti materialın təmizliyi və onda qalıq mexaniki gərginliklərin olması ilə əlaqədardır. Xüsusi təmiz materiallar üçün $\rho_q = 0$ olmalıdır. Bəzi metallar və ərintilərin xüsusi müqaviməti temperaturun $T < 20K$ qiymətlərində sıçrayışla «0»-a qədər azalır. İlk dəfə 1911-ci ildə civədə müşahidə olunan bu hadisə ***ifratkeçiricilik*** adlanır. Metalın normal keçiricilikdən ifrat keçirici hala keçid temperaturu T_b *böhran temperaturu* adlanır. XX əsrin 80-cı illərində keramika tərkibli mürəkkəb quruluşlu materiallarda ifratkeçiricilik hadisəsi nisbətən yüksək temperaturlarda ($T \approx 100K$) müşahidə olunmuşdur. Keçiricinin ifratkeçirici halında cərəyanın axması ilə istilik ayrılmır. Sonuncu texnikada geniş tətbiqlərə malikdir.

Normal halda olan naqildən elektrik cərəyanı axdıqda istilik ayrılır. İstiliyin ayrılmasına səbəb elektrik sahəsinin yüklü zərrəciyin hərəkəti zamanı gördüyü işdir. Om qanunundan istifadə edərək bu işi

$$dQ = dA = dq\cdot U = iUdt = i^2Rdt \qquad (10.16)$$

kimi təyin edərik. Bu Coul-Lents qanunu adlanır: *Naqildən cərəyan keçərkən ayrılan istilik cərəyan şiddətinin kvadratı ilə düz mütənasibdir*. (10.16) ifadəsi bütövlükdə R müqavimətli naqildə ayrılan istiliyi təyin edir. Cərəyanın axdığı yerlərdə ayrılan istiliyi təyin etmək üçün Coul-Lents qanunu differensial şəkildə yazılmalıdır. Cərəyan axan naqilin vahid həcmindən vahid zamanda ayrılan istilik cərəyanın məxsusi gücü adlanır.

$$\varpi = \frac{dQ}{dV\cdot dt} \qquad (10.17)$$

Coul Lents qanununun inteqral ifadəsi olan (10.16) ifadəsini, həmçinin $di = j\cdot dS$; $R = \rho\frac{dl}{dS}$; $dV = dS\cdot dl$ olduğu nəzərə alınarsa,

$$\varpi = \rho \cdot j^2 \qquad (10.18)$$

olar. Bu ifadədə (10.14) differensial şəkildə Om qanunu nəzərə alınarsa,

$$\varpi = \sigma \cdot E^2 \quad (10.19)$$

kimi Coul-Lents qanununun differensial şəklini alarıq.

Metallar həm elektriki, həm də istiliyi yaxşı, dielektriklər isə hər ikisini pis keçirir. Buradan belə qənaətə gəlmək olar ki, metalların elektirk və istilik keçirməsində əsas rol oynayan sərbəst elektronlardır. Ona görə də istilik və elektrikkeçirmə əmsalları arasında əlaqə olmalıdır.

Qazların xüsusi istilikkeçirmə əmsalı üçün $\chi = \frac{1}{3}\rho\,\bar{u}\bar{\lambda}C_V$ 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 $C_V = \frac{i}{2}\frac{R}{M}$ yaza bilərik. Bərk cisimlər üçün $C_p = C_V$ və elektronun sərbəstlik dərəcələrinin sayının $i = 3$ olduğunu nəzərə aldıqda, metalın istilikkeçirmə əmsalı üçün

$$\chi = \frac{1}{3}\frac{nM}{N_A}\bar{u}\lambda \cdot \frac{3}{2}\cdot\frac{R}{M} = \frac{1}{2}\frac{R}{N_A}\cdot n\bar{u}\bar{\lambda} = \frac{1}{2}kn\bar{u}\bar{\lambda} \qquad (17.28)$$

alırıq. Metalların elektrikkeçirmə əmsalı

$$\sigma = \frac{1}{2}\frac{e^2 n}{m}\cdot\frac{\bar{\lambda}}{\bar{u}}$$

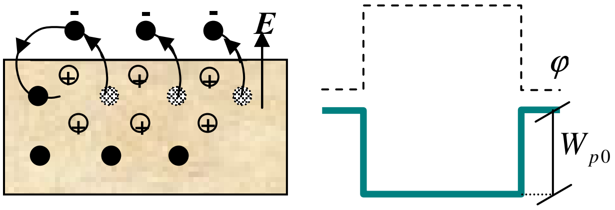
olduğu üçün , onların nisbəti

$$\frac{\chi}{\sigma} = \frac{k}{e^2}\cdot m\bar{u}^2 = \frac{2k}{e^2}\cdot\frac{m\bar{u}^2}{2} = \frac{2k}{e^2}\cdot\frac{3}{2}kT = 3\left(\frac{k}{e}\right)^2\cdot T \qquad (17.29)$$

olur. Burada, $\frac{m\bar{u}^2}{2} = \frac{3}{2}kT$ - elektronun istilik hərəkətinin kinetik 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.

25.Elektronların metaldan çıxış işi

Metallarda elektronlar sərbəst hərəkət etsələr də, onu tərk edə bilmirlər. Əks halda metallar artıq musbət yükə malik olardılar. Deməli keçirici elektronlar metalda sanki dərinliyi W_{p0} olan qutu daxilində yerləşirlər ki, bu da ***potensial çuxur*** adlanır (şəkil 11.9). Yalnız enerjisi potensial çuxurun W_{p0} dərinliyindən böyük olan elektronlar metalı tərk edə bilirlər. Təsadüfi xarakter daşıyan belə elektronlar şəkil 11.9-də təsvir olunan kimi Kulon qarşılıqlı təsirinə məruz qalaraq yenidən metalın həcminə qayıdırlar. Müəyyən müddətdən sonra metalı tərk edən elektronların

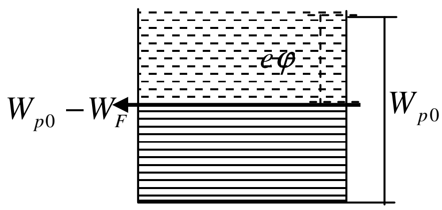


Шякил 11.9

sayı ilə ona qayıdan elektronların sayı bərabərləşir, yəni dinamik tarazlıq yaranır. Bu səbəbdən metalın səthində nazik elektron buludu əmələ gəlir. Şəkildə təsvir olunduğu kimi xarici qatdakı müsbət ionlarla elektron buludu *ikili* E sahə intensivlikli elektrik sahəsi yaradaraq həcmdəki elektronların səthə çıxmasına əngəl törədirlər. Elektron bu elektrik sahəsini dəf etmək üçün əlavə iş görməlidir və bu səbəbdən səthə çıxan elektronların potensial enerjisi artacaqdır. Beləliklə, metalın daxilindəki valent elektronlarının potensial enerjisi səthdəki valent elektronların enerjisindən W_{p0} potensial çüxurun dərinliyi qədər kiçik olacaqdır.

Potensial enerjinin sıçrayışı atomlararası məsafə tərtibində məsafədə ($10^{-9}m$) baş verdiyindən, enerji təsvirində potensial çuxurun divarları şəkil 11.9-da təsvir olunduğu kimi şaquli xətlərlə göstərilə bilər. Elektronun yükü mənfi olduğundan, onun potensial enerjisi ilə nöqtənin potensialı bir-birinə əks işarəyə malik olmalıdır($W_p = -e\varphi$). Bu səbəbdən metal daxilində elektrik sahəsinin potensialı onun səthinə nəzərən W_{p0}/q qədər kiçik olacaqdır.

Metaldakı elektronun tam enerjisi potensial və kinetik enerjilərin cəmi ilə təyin olunur. Əvvəlki mövzuda göstərildiyi kimi elektronların kinetik enerjisi 0 ilə W_{max} (W_F) Fermi səviyyəsi arasında olur. Bu halda tutulan səviyyələr üfiqi bütöv, boş səviyyələr isə qırıq xətlərlə olmaqla $0K$ üçün enerji diaqramı şəkil 11.10-da təsvir olunmuşdur. Göründüyü kimi, müxtəlif valent elektronlarını metaldan qoparmaq üçün qeyri bərabər enerji sərf olunmalıdır. Bu enerji $W_{p0} \div W_{p0} - W_F$ aralığına uyğun gəlir.



Шякил

Elektronu metaldan qopararaq vakuuma çıxarmaq üçün lazım olan minimal enerjiyə ***çıxış işi*** deyilir. Şəkildə $0K$ temperaturu üçün bu enerji $A = e\varphi$ ilə işarə olunmuşdur:

$$A = e\varphi = W_{p0} - W_F \qquad (11.25)$$

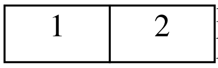
Temperatur mütləq «0« –dan fərqləndikdə də çıxış işi eyni ifadə ilə təyin təyin olunur, çünki istilik hərəkətinin enerjisi W_F Fermi enerjisindən çox kiçikdir. Bu səbəbdən də metallarda çıxış işi demək olar ki, temperaturdan asılı olmur. Zəif asılılıq temperaturun artması ilə atomlararası məsafənin dəyişməsinin W_{p0}-ın qiymətinə təsirinin nəticəsidir. Çıxış işinin qiyməti materialın növündən və onun səthinin təmizliyindən asılıdır. Səthdə müxtəlif oksidlər yaratmaqla çıxış işini xeyli azaltmaq mümkündür. Qeyd edək ki, çıxış işinin qiyməti bir sıra fotoqəbuledicilərin həssaslıq oblastını təyin edir və müasir optoelektronikanın vacib problemlərini həll etməyə imkan verir.

26.Kontakt potensiallar fərqi

potensiallar fərqi əmələ gəlir. ***Bu potensialar fərqi kontakt potensiallar fərqi adlanır.*** Kohtakt potensiallar fərqinin qiyməti toxunan metalların nə formasından, nə də ölçüsündən asılı olmayıb yalnız onların cinsi və toxunma yerinin temperaturundan asılıdır. Kohtakt potensiallar fərqinin əmələ gəlməsi iki səbəbdən baş verir:

1) toxunan metalların çıxış işlərinin müxtəlif olması;

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 gətiriliblər (şəkil 19.8) .

Aydındır 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

$$\Delta W = A_1 - A_2 + e(\varphi_1 - \varphi_2) \qquad (19.4)$$

şəklində ifadə olunur.

Məlumdur ki, metal daxilində elektron qazı Bolsman paylanmasına tabe olur. Yəni

$$n_2 = n_1 e^{-\frac{\Delta W}{kT}} \qquad (19.5)$$

Buradan da

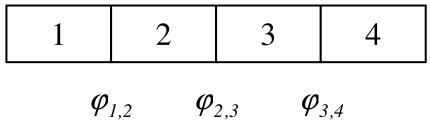
$$\Delta W = kT \ln\frac{n_1}{n_2} \qquad (19.6)$$

olar. (19.6) ifadəsini (19.5)-də nəzərə alıb bəzi sadə əməliyyatlar aparılsa kohtakt potensiallar fərqi üçün

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{A_2 - A_1}{e} + \frac{kT}{e}\ln\frac{n_1}{n_2} \qquad (19.7)$$

alınar. (19.7) ifadəsindən görünür ki, kohtakt potensiallr 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 potensiallar fərqi əmələ gəlməsini hələ 1795-ci ildə Volta təcrübi olaraq müəyyən etmişdir. Metallar üçün Volta iki qanun kəşf etmişdir.



1. Kohtakt potensiallar fərqi yalnız toxunan metalların cinsindən və toxunma yerinin temperaturundan asılıdır.

2. Çoxlu sayda müxtəlif metalların toxunmasından təşkil olunmuş açıq dövrədə toxunma yerlərinin

temperaturları eyni olduqda, yaranan potensiallar fərqi elə birinci və sonuncu metalların toxunması zamanı yaranan potensiallar fərqinə bərabər olur, yəni aradakı metalların heç bir rolu olmur. Bunu sübut edək. Onun üçün çıxış işləri A_1, A_2, A_3 вя A_4, elektron konsentrasiyaları n_1, n_2, n_3 вя n_4 olan dörd metalı 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

$$\varphi_1 - \varphi_4 = \frac{A_4 - A_1}{e} + \frac{kT}{e} \ln \frac{n_1}{n_4} \qquad (19.8)$$

alınar. Bu da Voltanın ikinci qanundur.

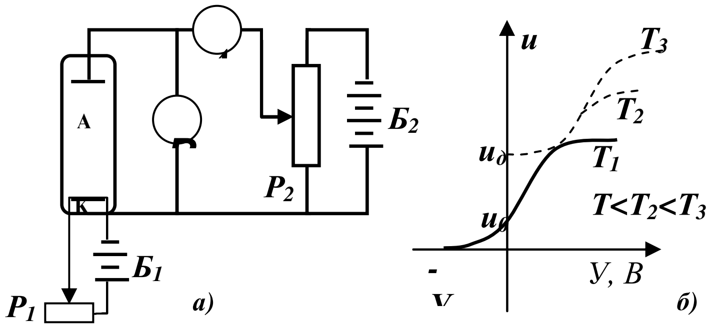
Asanlıqla göstərmək olar ki, 19.9-cu şəkildəki metallardan qapalı dövrə düzəldilsə, toxunma yerlərinin temperaturları eyni olan halda, əmələ gələn kohtakt potensiallar fərqinin cəmi, yəni dövrədə əmələ gələn e.h.q.-si sıfra bərabər olar. Başqa sözlə

$$\mathrm{E} = \varphi_{1,2} + \varphi_{2,3} + \varphi_{3,4} + \varphi_{4,1} = 0 \qquad (19.9)$$

olar.

27.Termoelektron emissiyası

Qızdırılmış cismin özündən elektronları buraxması **termoelektron emissiyası** adlanır. Termoemissiya - elektronların sürətlərə görə paylanma qanununa görə bir sıra elektronların orta istilik enerjidən xeyli böyük enerjiyə malik olmaları səbəbindən metaldakı potensial çüxuru tərk etməsi ilə izah olunur. Temperaturun yüksəlməsi ilə belə elektronların sayının xeyli artması baş verir və onları asanlıqla qeydə almaq mümkün olur. Bu məqsədlə vakuum lampalarından istifadə olunur. İçərisində K katonu və A anodu olan slindrik şüşə qabın havası çıxarılaraq vakuum yaradılır. Katodu B_1 batareyası ilə qızdırdıqda qopan elektronların miqdarını təyin etmək üçün şəkil 11.11-də təsvir olunan elektrik sxemi yığılır. Katodun temperaturu R_1 reostatı vasitəsilə axan cərəyanı dəyişməklə

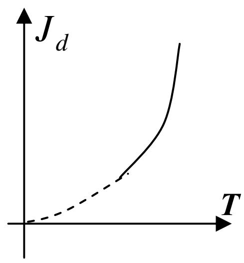


Шякил 11.11

tənzimlənir. K katodu və A anodu arasına gərginlik B_2 mənbəyindən R_2 potensiometri ilə verilir və V voltmetri ilə ölçülür. Anod dövrəsindən keçən cərəyan A ampermetri ilə təyin olunur və onun gərginlikdən asılılığı - **voltamper xarakteristikası** -qurulur. Katodun müxtəlif qızma temperaturlarında voltamper xarakteristikaları şəkil 11.11, b –də təsvir olunmuşdur. Gərginliyin $U = 0$ qiymətində katoddan buxarlanan elektronlar onun yaxınlığında mənfi yüklü «bulud» əmələ gətirir ki, bu da katoddan yeni elektronların çıxmasını məhdudlaşdırır. Yalnız kiçik miqdarda elektron anoda çataraq i_0 cərəyanını yaradır.

Tətbiq olunan gərginliyin kiçik qiymətlərində voltamper xarakteristikası qüvvət funksiyası ilə xarakterizə olunur ($J \sim U_a^{3/2}$ - *Buqoslavski-Lənqmur qanunu*). Axan cərəyanın artması elektrik sahəsinin təsiri ilə elektron buludunun dağılaraq anoda çatmasını təmin edir. Gərginliyin müəyyən qiymətində elektron buludundakı elektronların hamısı anoda çatır və axan cərəyanın doyması baş verir. Doyma cərəyanının sıxlığı

$$j_d = N \cdot e$$



Шякил 11.12

kimi təyin olunaraq vahid zamanda katoddan qopan termoelektronların N sayını təyin edir. Temperatur artdıqca ($T_3 > T_2 > T_1$) qopan termoelektronların sayı artdığından anod cərəyanı da artır. Doyma cərəyanının, yəni termoelektronların sayının temperaturdan asılılığı xeyli güclüdür və şəkil 11.12-də təsvir olunmuşdur. Kvant nəzəriyyəsi doyma cərəyanının temperaturdan asılılığı üçün

$$j_d = BT^2 e^{-\frac{A}{kT}} \qquad (11.26)$$

düsturunu təyin edir. Burada A – katod materialı üçün çıxış işi, B qiyməti $\sim 1{,}2 \cdot 10^6 \, A/m^2 \cdot K^2$ tərtibində olan və katod materialından asılı olan sabitdir. (11.26) ifadəsi Riçardson düsturu adlanır. Göründüyü kimi qopan elektronların sayı temperaturdan və katodun çıxış işindən çox güclü asılıdır. Otaq temperaturunda $\Delta T = 5K$ artdıqda $T^2 \sim 2\%$, exsponensial hədd isə 300% artır. Bu səbəbdən demək olar ki, doyma cərəyanı temperaturdan eksponensial asılıdır. Eyni temperaturda çıxış işi A -nın qiyməti $3eV$ -dan $1eV$ -a (cəmi 3 dəfə) dəyişdikdə qopan elektronların sayı $5 \cdot 10^8$ dəfə (!) artır.

Əgər şəkil 11.11-də anoda mənfi potensial verilərsə, gərginliyin U_a qiymətində anod cərəyanı «*0*»-a qədər azalar, yəni cərəyanın axması dayanar. Bu nəticə vakuum lampasının birtərəfli keçiriciliyinə malik olmasına, yəni dəyişən cərəyanı sabit cərəyana çevirən cihaz kimi işlədilməsinə şərait yaradır. Geniş tətbiq sahəsinə malik olan vakuum lampalarını müasir optoelektronikada naziktəbəqəli yarımkeçirici diodlar əvəz edir.

2. 28.Maqnit sahəsi və onun xarakteristikaları

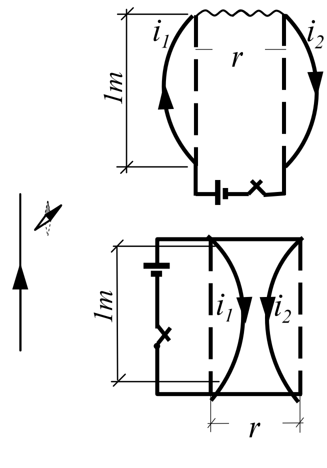
Elektrostatikadan danışanda göstərdik ki, sükunətdə olan hər bir elektrik yükü öz ətrafında elektrk sahəsi yaradır.

Təcrübə 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 naqil 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 edir (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.



a) *b)*

Şəkil 20.1

Maqnit sahəsi bu sahəyə gətirilmiş cərəyanlı naqilə təsir edir. Elektrik sahəsini öyrənmək üçün bu sahəyə nöqtəvi yük gətirilir və elektrik sahəsinin bu yükə təsiri öyrənilirdi.

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 dəfetmə 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:***

$$f = k\frac{2i_1 i_2}{r} \qquad (20.1)$$

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 qaşılıqlı 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 $r = 1\ m$ olduqda, $f = 2\cdot 10^{-7}\ N/m$ qiymətini alarsa, $i_1 = i_2 = 1\ A$ 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*** $2\cdot 10^{-7}\ N$ ***olarsa, bu naqillərin hər birindən 1 Amper cərəyan axır***. BS-də elektrik yükünün ölçüsü ***kulon*** törəmə vahiddir və $1\ kl = 1\ A\cdot 1\ san$ kimi təyin olunur. (20.1) ifadəsinə daxil olan k mütənasiblik əmsalı BS-də adlı kəmiyyət olub, $k = 10^{-7}\ N\cdot A^{-2}$ ölçü vahidinə malikdir. Bəzən $k = \mu_0 / 4\pi$ kimi işarələmə ilə (20.1) tənliyini rasionallaşdırırlar:

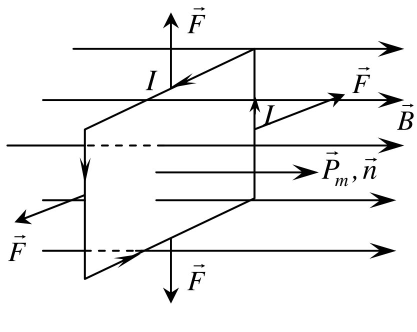
$$f = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{2i_1 i_2}{r} \qquad (20.2)$$

Burada, μ_0- ***maqnit sabiti*** adlanır, ədədi qiyməti $4\pi\cdot 10^{-7}\,Hn/m$ 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 $\vec{F}_{ел} = q\vec{E}$ qüvvəsi təsir edir və onun qiyməti yükün hərəkət edib-etməməsindən asılı deyil.

$\vec{E} = \vec{F}_{ел}/q$ nisbəti elektrik sahəsini xarakterizə edən əsas kəmiyyətdir. Külli miqdarda təcrübələr göstərir ki, maqnit sahəsində hərəkət edən yükə maqnit qüvvəsi təsir edir. Onun maksimum qiyməti $F_{max} = qB\upsilon$ düsturu ilə hesablanır. Elektrik sahəsinin intensivliyi $\vec{E}$ -yə oxşar



Шякил 20.2

maqnit sahəsinin əsas xarakteristikası olan maqnit induksiyası maqnit qüvvəsinin $q\vec{v}$ –yə nisbəti kimi təyin 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 hasili maqnit momenti adlanır:

$$P_m = I \cdot S \qquad (20.3)$$

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 veketoruna paralel yönəlmiş olsun. Maqnit sahəsində cərəyanlı kontura təsir edən fırladıcı momentin maksimum qiyməti

$$M_{max} = P_m B = I \cdot S \cdot B \qquad (20.4)$$

ilə təyin olunur. Buradan maqnit induksiyasına

$$B = M_{max} / P_m \qquad (20.5)$$

konturun vahid maqnit momentinə təsir edən qüvvə momenti kimi də tərif vermək olur. Son ifadədən induksiya üçün BS - də

$$\mathrm{B} = 1\frac{\mathrm{Nm}}{\mathrm{A \cdot m^2}} = 1\frac{\mathrm{N}}{\mathrm{m \cdot A}} = 1\mathrm{Tl}$$ vahidi alınır. Buna Tesla (Tl) deyilir.

Maqnit induksiyasını maqnit sahəsində cərəyanlı naqilə təsir edən Amper qüvvəsinə görə də təyin etmək olar. Bu qüvvənin maksimum qiyməti

$$F_A = IBl \qquad (20.6)$$

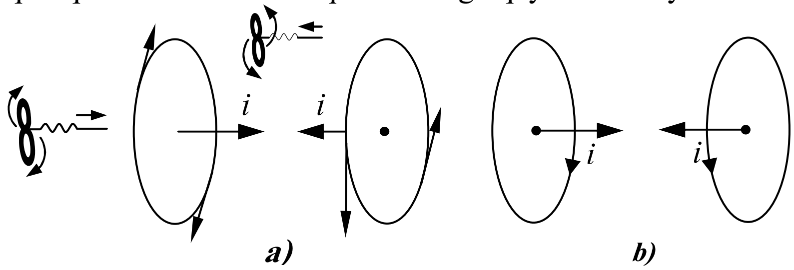
düsturu ilə hesablanır. Buradan maqnit induksiyasını təyin etmək olar:

$$B = F / Il \qquad (20.7)$$

yəni, maqnit induksiyasına $1A$ cərəyan axan naqilin vahid uzunluğuna təsir edən qüvvə kimi baxmaq olar.

SQS–də V=1 Qs (Qauss) ilə ölçülür. 1 Tl=10^4 Qs.

Maqnit induksiya xətləri və ya maqnit qüvvə xətlərinin istiqaməti burğu qaydası ilə təyin edilir. Onun üçün çevrəvi cərəyanlar halında cərəyanın axma istiqaməti ilə B vektorunun qarşılıqlı yönəlməsi təsvir olunmuşdur.



Şəkil 20.3.

3.

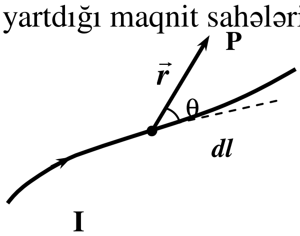
4.

5. **sual 29.Bio-Savar-Laplas qanunu**

Cərəyanın maqnit sahəsinin $\vec{B}$ induksiyası həm cərəyan şiddətindən, həm də baxılan nöqtənin naqildən olan məsafəsindən 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 induksiyası məsafənin kvadratı ilə tərs mütənasibdir: $B \sim 1/r^2$

Cərəyan axan naqilin ayrı-ayrı hissələrinin yartdığı maqnit sahələrini hesablamaq üçün ... də mümk

İxtiyari formalı naqildən axan cərəyanı elementlərinə bölmək mümkündür. Bu ***sonsuz kiçik*** $Id\vec{\ell}$ ***cərəyan*** cərəyan elementinin fəzanın



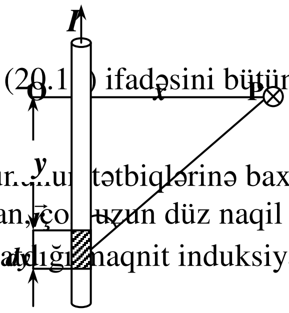
ixtiyari P nöqtəsində yaratdığı (şəkil 20.4) maqnit sahəsinin $d\vec{B}$ induksiyası

$$d\vec{B} = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I\left[d\vec{l} \cdot \vec{r}\right]}{r^3} \qquad (20.12)$$

ifadəsi ilə təyin olunur. Burada, $\vec{r} - d\vec{l}$ elementindən P–yə çəkilən radius-vektorudur. Son ifadəni açıq yazsaq

$$dB = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{Idl}{r^2} \cdot \sin\theta = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{i \cdot Sdl}{r^2} \sin\theta = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{idV}{r^2} \sin\theta \qquad (20.13)$$

şəklini alar. Burada, $\theta -$ $d\vec{l}$ ilə $\vec{r}$ arasındakı bucaq, i - cərəyanın sıxlığı, dV - naqilin həcm elementidir.



Шякил 20.5

P nöqtəsində maqnit sahəsinin induksiyasını (20.1) ifadəsini bütün cərəyan elementlərinə görə inteqralla

$$\vec{B} = \int d\vec{B} \qquad (20.14)$$

İndi də Bio-Savar-Laplas qanur...un tətbiqlərinə baxaq:

1) ***Düz cərəyanın maqnit sahəsi.*** Cərəyan axan ço uzun düz naqil götürək. Onun $dl = dy$ elementindən

Bu elementin r məsafədə yaratdığı maqnit induksiyası

$$B = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} I \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dy \sin\theta}{r^2}$$

Burada, $r^2 = x^2 + y^2$ - dır. İnteqrallama naqilin uzunluğu $l = y$ ilə aparılır, x isə sabit kəmiyyətdir. İnteqral altında iki dəyişən var: y və θ. Onlar bir-birindən asılıdır:

$$y = x/tg\theta \qquad (20.16)$$

Burada,

$$dy = x\cos ec^2\theta\, d\theta = \left(x/\sin^2\theta\right)d\theta = xd\theta/(x/r)^2 = r^2 d\theta/x \qquad (20.17)$$

Beləliklə,

$$\vec{B} = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I}{x} \int_{\theta=0}^{\pi} \sin\theta\, d\theta = -\frac{\mu\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I}{x} \cos\theta\Big|_0^{\pi} = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{2I}{x} \qquad (20.18)$$

Deməli, düz cərəyanın maqnit sahəsinin induksiyası məsafə ilə tərs mütənasib azalır.

2) ***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

$$dB = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{Idl}{r^2} \sin\theta \qquad (20.26)$$

düsturu ilə hesablanır. Cərəyan elementini isə

$$Idl = iSdl = en\upsilon Sdl = e\upsilon ndV = e\upsilon dN \qquad (20.27)$$

şəklində ifadə etmək olar. Burada, $S -$ naqilin en kəsiyinin sahəsi, $n -$ elektronların konsentrasiyası, $dV -$ naqilin həcmi, dN isə bu həcmdəki elektronların ümumi sayıdır. Onda

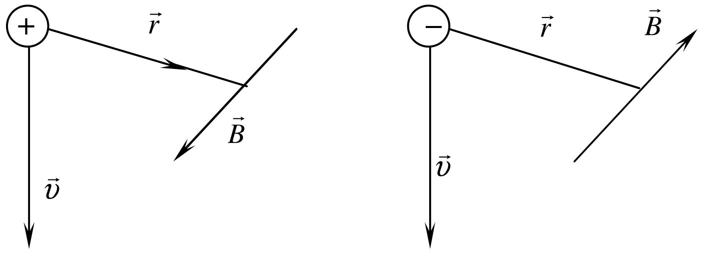
$$dB = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{e\upsilon dN}{r^2} \cdot \sin\theta \qquad (20.28)$$

alarıq. Bu ifadənin hər tərəfini $dN -$ ə bölək:

$$B = \frac{dB}{dN} = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{e\upsilon}{r^2} \sin\theta \qquad (20.29)$$

$$\vec{B} = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{e\left[\vec{\upsilon} \cdot \vec{r}\right]}{r^3} \qquad (20.30)$$

Son ifadə sabit υ 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



Шякил 20.7

$\vec{B}$ 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 elektrik, həm də maqnit sahələri yaradır. (20.30) ifadəsinin şəklini aşağıdakı kimi dəyişək:

$$B = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \cdot 4\pi\varepsilon\varepsilon_0 \cdot \frac{1}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0} \cdot \frac{e}{r^2}\upsilon\sin\theta = \varepsilon\varepsilon_0\mu\mu_0 E\upsilon\sin\theta \qquad (20.31)$$

Vakuum üçün $\varepsilon = 1$ və $\mu = 1$ olduğunu nəzərə alsaq, onda axırıncı ifadə

$$\vec{B} = \varepsilon_0\mu_0\left[\vec{\upsilon} \cdot \vec{E}\right] \qquad (20.32)$$

şəklində olar. Burada, $E = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{e}{r^2}$ - hərəkət edən yükün özündən r məsafədə yaratdığı elektrik sahəsinin intensivliyidir.

$$\varepsilon_0\mu_0 = \frac{10^{-9}}{2\pi \cdot 9} \cdot 4\pi^{-7} = \frac{1}{\left(3 \cdot 10^8\right)^2} = \frac{1}{c^2} \qquad (20.33)$$

və $c = 3 \cdot 10^8$ м/с işığın boşluqda yayılma sürəti olduğunu nəzərə alaq. Onda

$$\vec{B} = \frac{1}{c^2}\left[\vec{\upsilon} \cdot \vec{E}\right] \qquad (20.34)$$

Son ifadəni belə oxumaq olar: ***υ sürəti ilə hərəkət edən elektrik sahəsi maqnit sahəsi doğurur.*** Beləliklə, elektrik və maqnit sahələri bir-biri ilə bağlıdır. υ/c^2 əmsalı isə göstərir ki, eyni bir yükün yaratdığı maqnit sahəsinin induksiyası elektrik sahəsi intensivliyinin υ/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 sistemində 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.

6. sual 30.Amper qüvvəsi

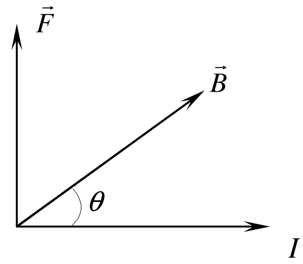
Cərəyanlı naqilin maqnit əqrəbinə və sabit maqnitin cərəyanlı naqilə təsir edə bilməsi ilk dəfə Ersted tərəfindən müşahidə olunub.

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 induksiyasından, cərəyan şiddətindən və naqilin maqnit sahəsindəki uzunluğundan asılıdır:***

$$F_A = IBl\sin\theta \qquad (20.47)$$

və ya

$$\vec{F}_A = I\left[\vec{l}\cdot\vec{B}\right]$$



Шякил

$Il = isl = iV$ olduğunu nəzərə alsaq, Amper qüvvəsini

$$F_A = iBV\sin\theta \qquad (20.48)$$

kimi də ifadə edə bilərik.

Vektorial hasilin tərəfinə görə $\vec{F}_A, I\vec{l}$ 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 $F_A = F_{mux} = IBl$, paralel axdıqda $\theta = 0$ və $F_A = 0$ olur.

Müqayisə üçün yadımıza 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

$$d\vec{F} = I\left[d\vec{l}\,\vec{B}\right] \qquad (20.49)$$

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).

7. sual 31.Maqnit sahəsinin hərəkət edən yükə təsiri. Lorens qüvvəsi

Cərəyan nizamlı hərəkət edən sərbəst yüklərdən ibarət olduğu üçün ona maqnit sahəsində təsir edən qüvvə də ayrı-ayrı yüklərə təsir edən qüvvələrin vektori cəmidir. Odur ki, maqnit sahəsində hərəkət edən bir yükə təsir edən qüvvəni hesablaya bilərik. Amper qüvvəsinə görə

$$F = IB\Delta l\sin\theta \text{ və } I\Delta l = is\Delta l = en\upsilon s\Delta l = en\upsilon\Delta V = e\upsilon N$$

olduğu üçün

$$F = e\upsilon NB\sin\theta$$

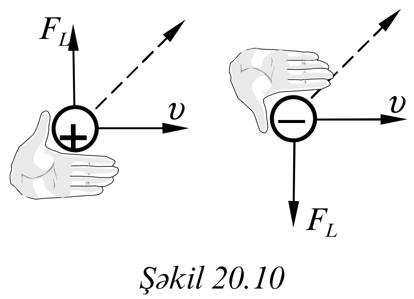
alarıq. Burada, N - naqilin ΔV həcmindəki yüklərin ümumi sayıdır. Son ifadənin hər tərəfini N –ə bölsək, bir yükə təsir edən qüvvəni alarıq:

$$F_L = \frac{F}{N} = e\upsilon B\sin\theta \qquad (20.50)$$

və ya

$$\vec{F}_L = e\left[\vec{\upsilon}\,\vec{B}\right] \qquad (20.51)$$

Buna Lorens qüvvəsi deyilir. Sükunətdəki yükə ($\vec{\upsilon} = 0$) maqnit sahəsi təsir etmir. Göründüyü kimi $\vec{F}_L$



Şəkil 20.10

vektoru $\vec{\upsilon}$ və $\vec{B}$ vektorları yerləşən müstəviyə perpedikulyardır. θ isə $\vec{\upsilon}$ 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 $F_L = F_{\max} = e\upsilon B$ olur. Yadmıza salaq 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 yönəlirsə və induksiya xətləri ovcun içinə daxil olursa, 90° altında açılmış dörd barmaq $\vec{F}_L$ istiqamətini göstərir*** (şəkil 20.10). Mənfi yüklər halında $\vec{F}_L$ istiqamə-tini əksinə dəyişir.

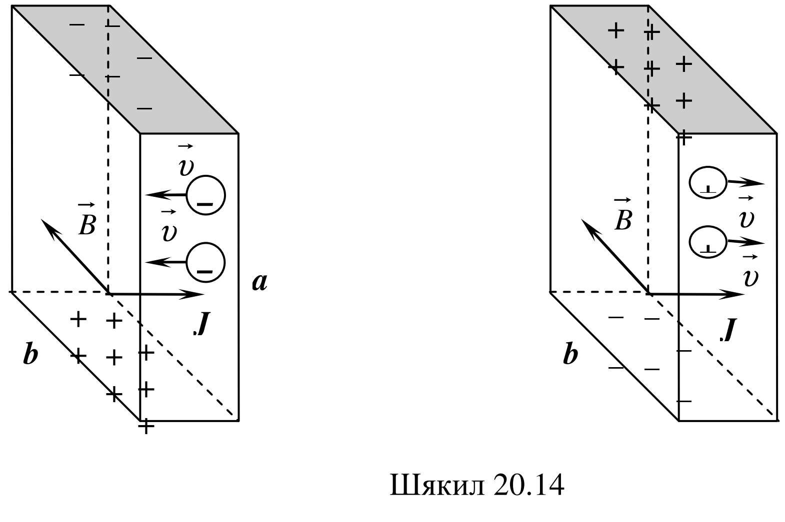
8. sual 32.Holl effekti

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. Metallarda yükdaşıyıcılar elektronlar olduğu üçün maqnit sahəsini işə salanda elektronlar Lorens qüvvəsinin təsiri ilə lövhənin üst üzünə yığılır, alt üzdə müsbət yüklərin artıqlığı yaranır. Deşiklərin artıqlıq təşkil etdiyi yarımkeçiricilərdə isə əksinə, lövhənin üst üzü müsbət alt üzü isə mənfi yüklənir. Üst üzə yığılan elektronlar lövhədən kənara çıxmadığı üçün hər iki işarəli yüklər elektrik sahəsi yaradır. Bu sahədə elektrona $\vec{F}_{ел} = e\vec{E}$ qüvvəsi təsir edir və bu qüvvə alt üzdən üst üzə doğru yönəlib. Deməli, $\vec{F}_A$ və $\vec{F}_Л$ qüvvələri əks istiqamətlərə yönəlir. Elektronların alt üzə yığılması o vaxta qədər davam edir ki, bu qüvvələr tarazlaşsın:

$$e\vec{E} = e\upsilon\vec{B} \quad və \quad \vec{E} = \upsilon\vec{B} \qquad (20.62)$$

Bu andan başlayararaq yüklərin meyl etməsi dayanır. $\vec{B}\perp\vec{\upsilon}$ olduğu üçün $\sin\theta = 1$ –dir. Lövhədən



Шякил 20.14

keçən cərəyanı $I = i \cdot s = en\upsilon ab$ şəkilində ifadə edək. Burada $S = ab$ lövhənin en kəsiyinin sahəsidir. Onda $\upsilon = I/enab$ alarıq. Lövhənin üst və alt üzləri arasındakı potensiallar fərqini

$\varphi_1 - \varphi_2$ ilə işarə etsək, $\vec{E} = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{a}$ yaza bilərik.

$$\frac{\varphi_1 - \varphi_2}{a} = \frac{IB}{enab} = \frac{1}{en} \cdot \frac{IB}{ba}$$

və ya

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{1}{en} \cdot \frac{IB}{ab} \cdot a = \frac{1}{en} \cdot \frac{I}{S} Ba = R \cdot iBa \qquad (20.63)$$

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.*

$R = 1/en$ Holl sabitinin işarəsi yükün işarəsindən asılıdır. Bu üsulla məlum olub ki, əksər metallarda yükdaşıyıcılar mənfi yüklü elektronlardır. Bəzi metallarda yükdaşıyıcılar deşiklər, yarımkeçiricilərdə isə elektron və deşiklərdir. Bundan əlavə Holl sabitini bilməklə yüklərin n konsentrasiyasını hesablamaq olur. Metalın və yarımkeçiricinin xüsusi elektrik keçiriciliyi $\sigma = en\mu$ olduğu üçün $R\sigma = \mu$ hasili yükdaşıyıcıların μ yürüklüyünü hesablamağa imkan verir

33. Elektromaqnit induksiya qanunu. Faradeyqanunu. Lens qaydası

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 induksiya e.h.q.-si adlanır.***

Elektromaqnit induksiyası hadisəsini aşağıdakı təcrübənin köməyi ilə müşahidə etmək olar. İki və makaraları götürülür. Bunlardan biri -elektrik mənbəyinə, o biri, -isə qalvanometrə birləşdirlir (şəkil 21.1). makarasını makarasına yaxınlaşdıranda makarasında induksiya cərəyanı əmələ gəlir və bu cərəyanı qalvanometr göstərir. makarasını makarasından uzaqlaşdıranda da 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 makarasında cərəyan dəyişdirilsə, yenə də -makarasında cərəyan əmələ gələr. Bu və buna oxşar bir çox təcrübələrin nəticəsində Faradey müəyyən etmişdir ki, induksiya cərəyanının əmələ gəlməsinə səbəb -makarasına daxil olan maqnit sahəsinin dəyişməsidir. Om qanununa görə dövrədə o zaman cərəyan axar ki, bu dövrə də 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, -makarasının hərəkət sürəti böyük olduqca -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 ilə mütənasibdir.*** Yəni

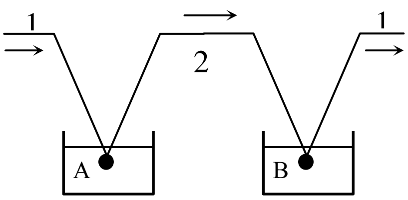
Burada, -ölçü sisteminin seçilməsindən asılı olan mütənasiblik əmsalıdır, BS-də götürülür. ***(21.1) ifadəsi elektromaqnit induksiyası üçün Faradey qanunu adlanır.***

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 tə'sir göstərsin.*** Bu ***Lens qaydası*** adlanır. İnduksiya cərəyanının istiqamətini də nəzərə alsaq (21.1) düsturu, BS-də

şəklini alar.

34. **Termoelektrik effektlər. Peltye effekti**

1834-cü ildə Peltye 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 Peltye effekti adlanır.*** Əgər dövrədə cərəyanın istiqaməti dəyişsə Peltye effektinin işarəsi dəyişir. Yəni əvvəlcə qızan lehim soyuyur, soyuyan lehim isə qızır.



Peltye effektini 19.12-ci şəkildəki sxem üzrə müşahidə etmək olar. 1 və 2 metallarının ucları lehimlənmiş və bu sistemdən cərəyan buraxılmışdır. Əgər A-nöqtəsində istilik ayrılırsa, B-nöqtəsində istilik udulur. Ayrılan və ya udulan Peltye istiliyini təyin etmək üçün lehim nöqtələri içərsində su olan kalorimetrə qoyulur. Temperaturu təyin etmək üçün kalorimetrlərə həssas termometr salınır.

A nöqtəsində ayrılan istiliyin miqdarı

$$Q_A = I^2Rt + Q_P \qquad (19.14)$$

B-nöqtəsində udulan istiliyin miqdarı isə

$$Q_B = I^2Rt - Q_P \qquad (19.15)$$

Buradan

$$Q_A - Q_B = 2Q_P \qquad (19.16)$$

olar.

Təcrübə göstərir ki, ***Peltye istiliyi naqildən keçən yükün miqdarı ilə düz mütənasibdir***.

$$Q_{\mathrm{P}} = \mathrm{P}\cdot q \qquad (19.17)$$

Burada, P -Peltye əmsalı adlanır.

(19.17) düsturundan görünür ki, $\mathrm{P} = 1\frac{\mathrm{C}}{Kl}$ ilə ölçülür. Müxtəlif metal cütləri üçün $\mathrm{P} \sim \left(10^{-2} \div 10^{-3}\right)V$ tərtibində olur.

$$q = It \qquad (19.18)$$

olduğunu nəzərə alsaq

$$Q_{\mathrm{P}} = \mathrm{P}It \qquad (19.19)$$

olar.

Peltye və Coul-Lens istilikləri arasında ciddi fərq vardır.

Coul-Lens istiliyi cərəyanın istiqamətindən asılı olmadığı halda Peltye istiliyi cərəyanın istiqamətindən asılıdır. Coul-Lens istiliyi cərəyan şiddətinin kvadratı ilə düz mütənasibdir. Lakin, Peltye istiliyi cərəyan şiddətinin birinci dərəcəsi ilə düz mütənasibdir.

Coul-Lens istiliyi naqilin müqavimətindən asılıdır. Lakin, Peltye istiliyi naqilin müqavimətindən asılı deyildir.

Peltye 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 artırırsa bu lehimdən istilik udulur, əgər elektron öz enerjisini azaldırsa (elektron öz artıq enerjisini metalın qəfəsinə verir) bu lehimdə istilik ayrılır.

Peltye istiliyini elektron nəzəriyyəsi əsasında hesablamaq olar. 19.2-ci paraqrafda göstərmişdik ki, bir metaldan o birinə keçən elektronun enerjisinin dəyişməsi,

$$\Delta W = kT\ln\frac{n_1}{n_2} \qquad (19.20)$$

düsturu ilə hesablanır. Əgər bir metaldan o birinə n-qədər elektron keçmiş olsa, onda bu elektronların hamısının enerjisinin dəyişməsi

$$W = n\Delta W = nkT\ln\frac{n_1}{n_2} \qquad (19.21)$$

olar. Bu ifadə də sağ tərəfi elektronun yükü olan e-yə vuraq və bölək. Onda

$$W = ne\frac{kT}{e}\ln\frac{n_1}{n_2} \qquad (19.22)$$

olar. $ne = q$ bir metaldan o birinə daşınan elektrik yükünün miqdarıdır.

$$W = q\frac{kT}{e}\ln\frac{n_1}{n_2}\ (\tilde{\mathrm{N}}) \qquad (19.23)$$

IЪ $= 0{,}24$кал olduğunu nəzərə alsaq, lehim nöqtəsində ayrılan və ya udulan Peltye istiliyi

$$Q = 0{,}24\frac{kT}{e}\ln\frac{n_1}{n_2}\cdot q\ (\hat{\mathrm{e}}\grave{\mathrm{a}}\mathrm{l}) \qquad (19.24)$$

olar. Burada

$$0{,}24\frac{kT}{e}\ln\frac{n_1}{n_2} = \mathrm{P} \qquad (19.25)$$

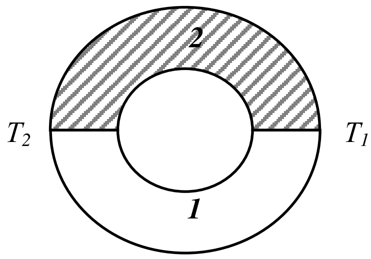
Peltye əmsalıdır. Onda

$$Q = \mathrm{P}q \qquad (19.26)$$

alınar. Göründüyü kimi Peltye əmsalı toxunma potensiallar fərqinin elektronların diffuziyası payına düşən hissəsi ilə təyin edilir

35. **Termoelektrik effektlər. Zeyebek effekti**

Müxtəlif metalların toxunmasından yaranmış qapalı dövrədə 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 dövrədə toxunma yerlərinin temperaturları müxtəlif olduqda e.h.q.-si əmələ gəlir:



Toxunma yerlərinin temperaturlarının müxtəlif olması nəticəsində iki müxtəlif metalın əmələ gətirdiyi qapalı dövrədə 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 вя 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

$$\left.\begin{aligned} \varphi_{1,2} &= \varphi_1 - \varphi_2 = \frac{A_2 - A_1}{e} + \frac{kT_1}{e}\ln\frac{n_1}{n_2} \\ \varphi_{2,1} &= \varphi_2 - \varphi_1 = \frac{A_1 - A_2}{e} + \frac{kT_2}{e}\ln\frac{n_2}{n_1} \end{aligned}\right\} \qquad (19.10)$$

Bu ifadələri tərəf-tərəfə toplayaq:

$$\varphi_{1,2} + \varphi_{2,1} = E = \frac{A_2 - A_1}{e} + \frac{A_1 - A_2}{e} + \frac{kT_1}{e}ln\frac{n_1}{n_2} + \frac{kT_2}{e}ln\frac{n_2}{n_1} =$$

$$= \frac{kT_1}{e}ln\frac{n_1}{n_2} - \frac{kT_2}{e}ln\frac{n_2}{n_1} = (T_1 - T_2)\frac{k}{e}ln\frac{n_1}{n_2}$$

yəni

$$Å = (T_1 - T_2)\frac{k}{e}\ln\frac{n_1}{n_2} \qquad (19.11)$$

alınar. Burada, $\frac{k}{n}ln\frac{n_1}{n_2} = \alpha$ –sabit kəmiyyət olub ***termoelektirik əmsalı*** adlanır. Deməli, termoelektirik hərəkət qüvvəsi

$$E = \alpha(T_1 - T_2) \qquad (19.12)$$

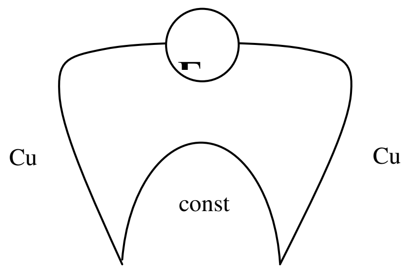
olur. Buradan görünür ki, ***termoelektrik hərəkət qüvvəsi toxunma yerlərinin temperaturları fərqi ilə düz mütənasibdir***.

(19.12) düsturundan görünür ki, termoelektrik əmsalı

$$\alpha = \frac{E}{T_1 - T_2} = \frac{E}{\Delta T} \qquad (19.13)$$

şəklində ifadə edilir. Buradan görünür ki, $\Delta T = 1K$ olarsa, $\alpha = E$ olar. Deməli, ***termoelektrik əmsalı toxunma yerlərinin temperaturları fərqi 1K olanda əmələ gələn termoelektrik hərəkət qüvvəsinə bərabər olan kəmiyyətə deyilir***.

(19.13) düsturundan görünür ki, $\alpha = 1\frac{V}{K}$ ilə ölçülür. (19.12) düsturundan görünür ki, termoelektrik hərəkət qüvvəsi məlum olduqda temperaturlar fərqini, temperaturlar məlum olduqda isə termo e.h.q.-ni təyin etmək olar. Bundan istifadə edərək temperaturu ölçmək üçün ***termocüt*** adlanan cihaz düzəldirlər. Termocüt, termoelektrik əmsalı α məlum olan iki müxtəlif metal naqildən düzəldilir. 19.11-ci şəkildə mis 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 dərəcələnir.



Termocütlər böyük həssaslığa malikdirlər və ona görə də ən kiçik temperatur fərqini ölçə bilirlər.

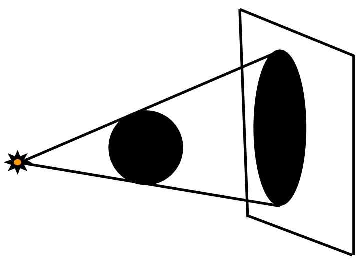
Çox vaxt termocütün həssaslığını artırmaq üçün onları termobatareyalar şəklində birləşdirirlər.

36. **Optikanın əsas qanunları. Tam daxili qayıtma.**

Optik həndəsələrin ilk qanunları işıq şüalarının düz xətt üzrə yayılması ***(həndəsi optika)*** təsəvvürləri əsasında qurulmuşdur. Həndəsi optikanın dörd əsas qanununu şərh edək.

1. İşığın 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).

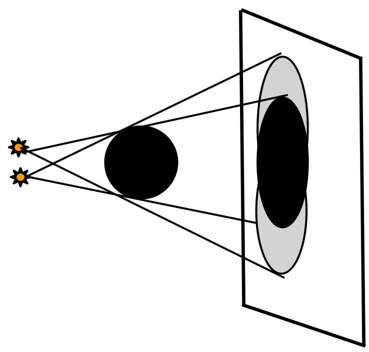


Şəkil 25.1,a

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.

2. İşıq 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*** adlanır. Misal üçün, fotoaparatın 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.



Şəkil 25.1,b

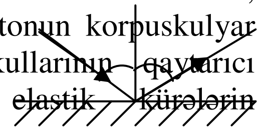
3. İşığın qayıtma qanunu.

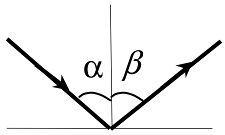
İşığın qayıtma qanunu hələ b.e. əvvəl III əsrdə Yunan alimi Evklidə məlum idi. Işıq şüası güzgü səthə düşdükdə həmin səthdən əks olunaraq əvvəlki səthə qayıdır. İşığın qayıtma qanunu aşağıdakı kimi ifadə olunur:

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)

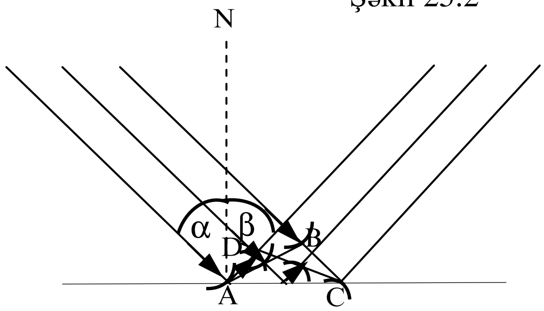
Bu qanundan aydın olur ki, düşən və qayıdan şüalar qarşılıqlı çevrilmə xassələrinə malikdir, başqa sözlə desək bu şüalar dönən şüalardır. İşığın qayıtma qanunu Nyutonun korpuskulyar nəzəriyyəsi əsasında belə izah etmək olar. İşıq korpuskullarının qaytarıcı səthə zərbəsini, elastik toqquşmada olduğu kimi, elastik kürələrin divara zərbəsi analogiyasını aparmaqla almaq olar.





Şəkil 25.2

Hüygensin dalğa nəzəriyyəsi əsasında da işığın 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 axırıncı şüası qaytarıcı səthə çatana qədər B nöqtəsindən solda olan işıq şüaları uyğun yarımsferik dalğalar yaradır. Həm düşən, həm də qayıdan şüalar eyni bircins mühitdə yayıldığına görə cəbhənin axırıncı 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 göründüyü kimi ABC=ADC üçbucaq-larının bərabərliyindən $\alpha = \beta$ yazmaq olar. Bu isə qayıtma qanununun riyazi ifadəsidir, (şəkil 25.3)



Şəkil 25.3

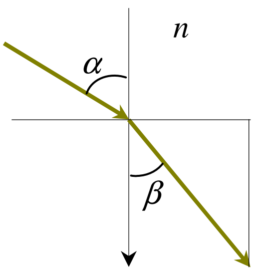
4. İşığın sınma qanunu.

Sınma qanunun dəqiq tərifi, 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 işığın sınma qanununu vermişdir. Sınma qanunu aşağıdakı kimi ifadə olunur:

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.)

$$n_{21} = \frac{\sin\alpha}{\sin\beta} \qquad (25.2)$$



Şəkil 25.4

Hər hansı bir maddənin vakuuma 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.***

$$n = \frac{c}{\upsilon} \qquad (25.3)$$

Nisbi sındırma əmsalı isə iki mühitin uyğun olaraq mütləq sındırma əmsalları nisbətinə bərabərdir.

$$n_{21} = \frac{n_2}{n_1} \qquad (25.4)$$

İkinci maddənin birinciyə nəzərən nisbi sındırma əmsalı (n_{21}) ilə birinci maddənin ikinciyə nəzərən nisbi sındırma əmsalı (n_{12}) qarşılıqlı tərs kəmiyyətlərdir.

$$n_{21} = \frac{1}{n_{12}} \qquad (25.5)$$

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.

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 $\alpha < \beta$

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

$$\left(\sin\frac{\pi}{2} = 1\right)$$

$$\sin\alpha_l = \frac{n_1}{n_2} \qquad (25.10)$$

yazmaq olar. Buradan

$$\alpha_l = \arcsin\frac{n_1}{n_2} \qquad (25.11)$$

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 $\alpha_l \approx 49^0$ alınar. Aralanma bucağı 49^0 olan konusdan kənarda havadan gələn şüalar suda yayılmır.

Tam daxili qayıtma hadisəsinə əsaslanaraq üçüzlü prizmalardan şüaların yolunun döndərilməsində (və ya çevrilməsində) geniş istifadə olunur.

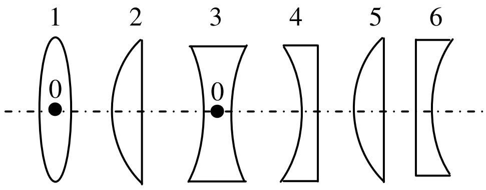
37. **Linzalar. Nazik linzanın düsturu.**

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.

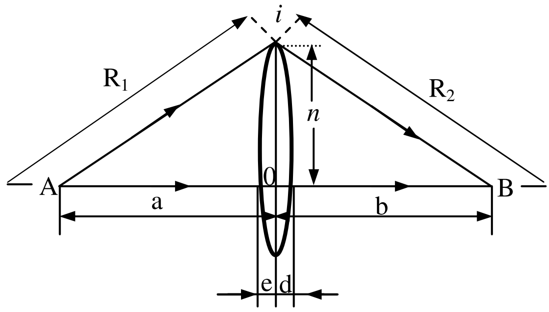
Linzalar, iki sferik səthlə hüdudlanmış (onlardan biri adətən sferik, bəzən silindrik, ikinci isə sferik – yaxud müstəvi), işıq şüasını əks etdirən, əşyaların optik xəyallarını formalaşdırmaq qabiliyyətinə malik olan, şəffaf cisimlərdən ibarətdir. Linzalar üçün material olaraq, şüşədən, kvarsdan, kristallardan, plastmasdan və s. istifadə olunur. Xarici formalarına görə linzalar aşağıdakı qruplara bölünür (şəkil 82):

1. ikitərəfl qabarıq,
2. müstəvi qabarıq,
3. ikitərəfı çökük,
4. müstəvi çökük,
5. qabarıq çökük,
6. çökük qabarıq.

Linzalar optik xassələrinə görə toplayıcı və səpici olur.



Şəkil 82



Şəkil 83

Qalınlığı, (hüdudlandırıcı səthlər arasındakı məsafə) linzanı hüdudlandırıcı səthlərin radiusuna nəzərən kifayət qədər kiçik olan linzaya, **nazik linza deyilir**. Linzanın müstəvilərinin əyrilik 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 əyrilik radius-ları eyni olan ikitərəfı qabarıq və ikitərəfi çökük linzalar üçün doğrudur, müstəvi qabarıq və müstəvi çökük linzalar üçün O optik mərkəzi baş optik oxla sferik səthlərin kəsişməsində yerləşir).

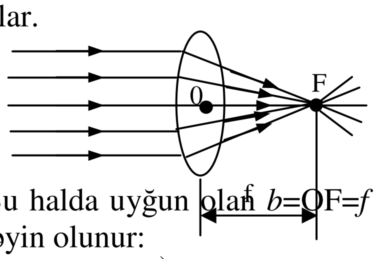
$$(N-1)\left(\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2}\right)=\frac{1}{a}+\frac{1}{b}$$

ifadəsinə nazik linzanın düsturu deyilir. Qabarıq səthli linzanın əyrilik radiusu müsbət, çökük səthli linzanın əyrilik radiusu isə mənfi hesab edilir.

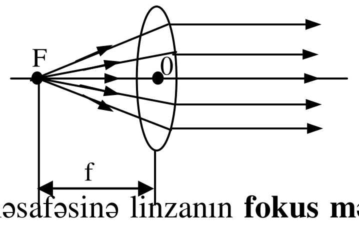
Əgər $a=\infty$ olarsa, yəni şüalar linzaya paralel dəstə halında düşürsə, (şəkil 84 a), onda

$$\frac{1}{b}(N-1)\left(\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2}\right)$$

olar.



a)



b)

Bu halda uyğun olan b=OF=f məsafəsinə linzanın **fokus 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 sındarma əmsalından və əyrilik radiusundan asılıdır.

Əgər $b=\infty$ olarsa, yəni xəyal sonsuzluqda olarsa və buna görə də şüalar linzadan paralel dəstələrlə çıxırsa (şəkil 84 b), onda a=OF=f olar. Beləliklə, hər iki tərəfdən eyni mühitlə əhatə olunmuş linzaların foks məsafələri bərabərdir. Linzaların hər iki tərəfində, foks məsafəsinə bərabər məsafədə yerləşən F nöqtələrinə linzanın **fokusları** deyilir. Foks nöqtəsi – linzanın baş optik oxuna paralel düşən, bütün şüaların sındıqdan sonra yığıldıqları nöqtədir.

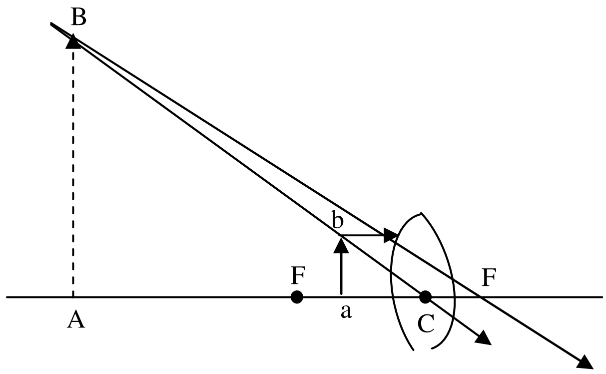
$$(N-1)\left(\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2}\right)=\frac{1}{f}=F$$

kəmiyyətinə linzanın **optik qüvvəsi** deyilir. Onun vahidi diopteriyadır. Foks məsafələri 1 m olan linzanın optik qüvvəsinə **diopteriya** deyilir. 1 $dptr$=1/m-dir.

Gözün optik nöqsanlarını – yaxıngörmə, yaxud uzaqgörmə – eynək linzaları vasitəsiilə aradan qaldırılır. Yaxın görən göz həddindən çox mənfi optik qüvvəyə malikdir və bunu tənzimləmək üçün mənfi optik linza işlədilir. Uzaqgörən göz isə, həddindən az optik qüvvəyə malikdir ki, bunu da düzəltmək üçün müsbət linza tətbiq olunur. 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<25sm məsafəyə qədər uzaqlaşmış görünür ki, bu məsafədə uzaqgörən adam cismi gözü gərilmədən yaxşı görə bilir. Deməli, ən yaxşı görmə məsafəsi normal gözdəki kimi olur. Ən sadə vizual cihazlardan bir neçəsini nəzərdən keçirək. Ən çox işlənən optik cihazlardan biri də lupadır.

Lupaya linzanın nöqsanlarından azad olmuş linzalar sistemi kimi baxmaq olar.

Bu linzalar sisteminə bir linza kimi baxmaq lazımdır. Lupa adətən qısafokuslu olur. Lupa cisimlərin məfhumi düzünə böyüdülmüş xəyalını verə bilən iki tərəfi qabarıq linzadır. Lupada cisim lupa ilə onun fokus nöqtəsi arasında fokus nöqtəsinə yaxında qoyulur. Ona görə də cismin xəyalı böyüdülmüş, düzünə və məfhumi olur.



Xəyalın xətti uzunluğunun cismin xətti uzunluğuna olan nisbətinə **lupanın xətti böyütməsi** deyilir.

$$g=\frac{AB}{ab}$$

Burada g – lupanın xətti böyütməsidir. ABC və abc üçbucaqlarından $g=\frac{AB}{ab}=\frac{AC}{ac}$ yazmaq olar. AC=D ən yaxşı görmə məsafəsidir. Bu normal göz üçün 25 sm-ə barabərdir. Bu torlu qişadakı iki element qarşısındakı 0,0005 mm məsafəyə uyğun gəlir. Bu halda 25 sm məsafədə olan və hələdə gözümüz ayırd edə bildiyi iki işıqlı nöqtə arasındakı məsafə mm-ə bərabər olur. Bir-birinə 0,1 mm-dən yaxında yerləşmiş işıqlanan nöqtələri gözümüz daha ayırd edə bilmir. aC təxminən fokus məsafəsinə bərabər olduğundan lupanın böyütməsi

$$g=\frac{1}{F}\cdot D \qquad (7.16)$$

Deməli, lupanın böyütməsi onun optik qüvvəsi ilə düz mutənasibdir.

38. **İşığın interferensiyası, koherent dalğalar.**

Görünən işığın dalğa təbiətli olmasını, onun dalğa uzunluğu $0{,}38\div0{,}76\,mkm$ intervalına uyğun gələn elektromaqnit dalğaları kimi özünü aparmasını ***interferensiya*** hadisəsinin müşahidəsi sübuta yetirir. Mexanikadan məlumdur ki, xüsusi şərait yaranarsa, mexaniki dalğalar bir-biri ilə qarşılaşaraq güclənmə və zəifləməyə məruz qalırlar. Eyni hadisə işıq dalğalarında baş verir. *İşıq dalğalarının görüşərək bir-birini davamlı olaraq gücləndirməsi və ya zəiflətməsi* *hadisəsi işığın interferensiyası adlanır.* İnterferensiya hadisəsi göstərir ki, işıq dalğalarının görüşməsi onların enerjisinin fəzada yenidən paylanması ilə nəticələnir. Fəzanın bəzi nöqtələrinə daxil olan dalğa enerjisi artır, bu nöqtələrin işıqlanması da artır; fəzanın bir sıra digər nöqtələrinə daxil olan dalğa enerjisi azalır və uyğun nöqtələrdə tutqunlaşma baş verir. Görüşən işıq dəstələrinin intensivlikləri bərabər olarsa, tutqunlaşma noqtələrinə ümumiyyətlə dalğa enerjisi daxil olmur və qaranlıq alınır. Bu halda interferensiyanın nəticəsi növbələşən *işıqlı-qaranlıq* zolaqlardan ibarət olacaqdır. Təsvir olunan mənzərənin müşahidə olunması üçün işıqlı və qaranlıq nöqtələr müəyyən dayanıqlığa malik olmalıdırlar ki, insan gözü və ya optik cihaz tərəfindən qeyd olunsunlar. Bunun üçün hansı şərtlərin зярури олмасыны арашдыраг.

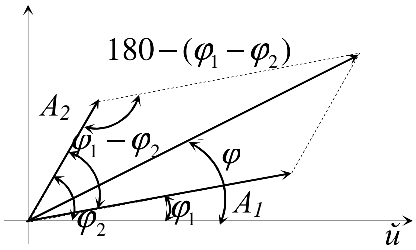
Ümumi halda müxtəlif tezliyə və fazaya malik

$$y_1 = A_1 \cos(\omega_1 t - k_1 r_1 + \alpha_1) = A_1 \cos\varphi_1$$
$$y_2 = A_2 \cos(\omega_2 t - k_2 r_2 + \alpha_2) = A_2 \cos\varphi_2 \qquad (17.16)$$

tənlikləri ilə verilən iki müstəvi işıq dalğasının görüşməsinə baxaq. Dalğaların toplanmasını amplitudların həndəsi cəminin tapılması vasitəsi ilə yerinə yetirək. Bunun üçün vektor diaqramına müraciət edək.

Şəkil 17.3-də görüşən dalğaların amplitud və fazaları təsvir edilmişdir. Şəklə görə toplanmadan alınan yekun dalğanın amplitudunu kosinuslar teoreminə görə

$$A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2\cos(\varphi_2 - \varphi_1)} \quad , \qquad (17.17)$$



Шякил

fazası isə

$$tg\varphi = \frac{A_1 \sin\varphi_1 + A_2 \sin\varphi_2}{A_1 \cos\varphi_1 + A_2 \cos\varphi_2} \qquad (17.18)$$

olar. Dalğaların toplanmasının ani şəklinin insan gözü ilə müşahidə olunması və ya müəyyən optik cihazla qeyd olunması üçün mənzərənin davametmə müddəti (dayanıqlığı) müşahidə cihazının cəldliyini xarakterizə edən zamandan böyük olmalıdır. Bu şərtin reallaşma mexanizmini aydınlaşdırmaq üçün dalğalar arasında fazalar fərqinə nəzər yetirək:

$$\delta = \varphi_2 - \varphi_1 = [(\omega_2 - \omega_1)t - (k_2 r_2 - k_1 r_1) + (\alpha_2 - \alpha_1)] \quad (17.19)$$

Bu işarələmə (17.2) ifadəsində nəzərə alınarsa, yekun amplitudun kvadratının təyin düsturu

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2\cos\delta(t) \qquad (17.20)$$

şəklinə düşər. Amplitudun kvadratı dalğanın intensivliyini təyin etdiyindən, dalğaların toplanması nəticəsində alınan dalğanın intensivliyi

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}\cos\delta \qquad (17.21)$$

olar. Fazalar fərqi δ zamandan asılı olarsa, $\cos\delta(t)$ *–1* ilə *+1* arasında bütün mümkün qiymətlərini ala bilir və onun orta qiyməti *sıfra bərabər* olur ($\overline{\cos\delta(t)} = 0$). Bu halda yekun intensivlik

$$I = I_1 + I_2 \qquad (17.22)$$

kimi intensivliklərin hesabi toplanmasına bərabər olur və işıq enerjisinin işıqlanan səth üzrə paylanmasında heç bir dəyişiklik baş vermir. İntensivliyin yenidən paylanması o vaxt baş verər ki, fazalar fərqi δ zamandan asılı olmasın. Qeyd olunan şərt o halda mümkündür ki, görüşən dalğaların tezlikləri eyni ($\omega_1 = \omega_2$), başlanğıc fazalar fərqi $\alpha_2 - \alpha_1$ isə zamandan asılı olmasın. Bu iki şərti ödəyən dalğalara ***koherent dalğalar*** deyilir. Yalnız koherent dalğaların toplanması halında (17.21) ifadəsi ilə təyin olunan yekun intensivlik zamandan yox, koordinatdan ($k_2 r_2 - k_1 r_1$ *ifadəsindən*) asılı olacaqdır. Bu səbəbdən intensivliyin qiyməti konkret nöqtəyə gələn dalğaların δ fazalar fərqinin qiyməti ilə təyin olunacaqdır. Koherent dalğalar halında $\alpha_2 - \alpha_1 = const = 0$ götürülərsə, x oxu boyunca yayılan dalğalar üçün fazalar fərqi

$$\delta = k_2 x_2 - k_1 x_1 = \frac{2\pi}{\lambda_0}\left(n_2 x_2 - n_2 x_1\right) = \frac{2\pi}{\lambda_0}\Delta \qquad (17.23)$$

kimi təyin olunar. Burada Δ ilə işarə olunan məsafə görüşən şüaların ***optik yollar fərqi*** adlanır, λ_0 isə görüşən işıq şüalarının vakuumda dalğa uzunluğudur. *Qeyd edək ki, həndəsi yolun uzunluğunun işığın həmin mühit üçün sındırma əmsalına hasili* **optik yolun uzunluğu** *adlanır. Müxtəlif sındırma əmsalına malik mühitlərdə işıq şüaları eyni zaman müddətində bərabər optik yollar (fərqli həndəsi yollar) qət edirlər. Belə şüalar* **tautoxron** *(eyni vaxtda çatan) adlandırılırlar.* (17.23) ifadəsi (17.21)-da nəzərə alınarsa, dalğaların toplanması nəticəsində intensivliyin işıqlanan səth üzrə paylanması

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}\cos\frac{2\pi}{\lambda_0}\Delta \qquad (17.24)$$

ifadəsi ilə təsvir olunar. Sonuncu ifadəyə görə işıqlanma intensivliyi kosinus funksiyasının qiyməti ilə təyin olunar. Bu funksiyanın ən böyük qiyməti vahıdə bərabər olduğu üçün

$$\cos\frac{2\pi}{\lambda_0}\Delta = 1 \qquad (17.25)$$

şərti ödənilən nöqtələrdə, yekun işıq intensivliyi

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} = \left(\sqrt{I_1} + \sqrt{I_2}\right)^2 \qquad (17.26)$$

kimi təyin olunmaqla **maksimal qiymət** alar. Xüsusi halda $I_1 = I_2$ olarsa, $I = 4I_1$ olar, yəni intensivlik 2 dəfə yox, 4 dəfə (!) artar. (17.25) ifadəsində sadə çevirmələr apararaq yollar fərqinin makimum işıqlanmaya uyğun qiymətlərini təyin edə bilərik:

$$\frac{2\pi}{\lambda_0}\Delta = 2m\pi \Rightarrow \Delta = m\lambda = 2m\frac{\lambda}{2}; \quad (m = 0, \pm 1, \mp 2 \ldots) \qquad (17.27)$$

Bu ifadə *interferensiyanın maksimumluq şərti*, m isə *interferensiya maksimumunun tərtibi* adlanır. *Beləliklə, iki görüşən koherent işıq dalğasının optik yollar fərqi* ***yarımdalğa uzunluğunun cüt misllərinə*** *bərabər olarsa, bu dalğalar bir birini gücləndirər və fəzanın bu nöqtələrinə* ***maksimal*** *işıq enerjisi lokallaşar.*

Fəzanın elə nöqtələri mövcud ola bilər ki, iki görüşən şüa arasında fazalar fərqi üçün

$$\cos\delta = -1 \qquad (17.28)$$

şərti ödənilsin. Bu halda (17.23) ifadəsinə görə yekun intensivlik

$$I = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2} = \left(\sqrt{I_1} - \sqrt{I_2}\right)^2 \qquad (17.29)$$

kimi təyin olunar. Əgər $I_1 = I_2$ olarsa, bu halda $I = 0$, yəni qaranlıq alınar. Fazalar fərqinin (17.28) şərtini ödəyən noqtələrə işıq enerjisi daxil olmaz. Bu halda yollar fərqini təyin edək:

$$\cos\frac{2\pi}{\lambda_0}\Delta = -1 \Rightarrow \frac{2\pi}{\lambda_0}\Delta = \pi + 2\pi m \Rightarrow \Delta = (2m+1)\frac{\lambda_0}{2} \quad (17.30)$$

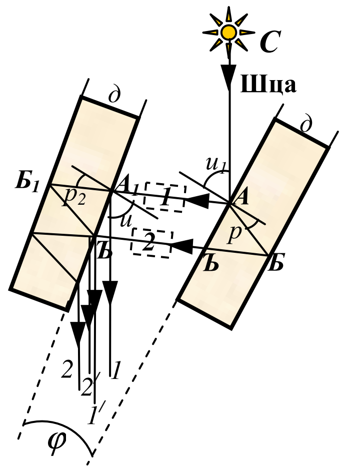
Burada $m = 0, \pm1, \mp2...$ interferensiya minimumunun tərtibi adlanır. (17.30) şərti interferensiyanın *minimumluq şərti* adlanır. Beləliklə, *iki görüşən dalğanın optik yollar fərqi* ***yaımdalğa uzunluğunun tək misillərinə bərabər olarsa****, belə dalğaların toplanması nəticəsində* ***minimal*** *intensivlik və ya qaranlıq alınar.*

39. **İnterferometrlər**

İnterferensiya hadisəsi interferometr adlanan optik cihazların iş prinsipini təyin edir. İnterferometrlər iki şüalı (*Jamen, Maykelson*) və çox şüalı (*Fabri-Pero, Lumer-Qerke*) ola bilir. İnterferometrlər vasitəsilə müxtəlif fiziki və texniki problemləri böyük dəqiqliklə *(işığın dalğa uzunluğu təribində*) həll etmək, optik parametrləri və onlara müxtəlif xarici amillərin təsirini təyin etmək mümkündür. Ən sadə *Jamen* interferometri müəyyən d qalınlıqlı iki müstəvi paralel lövhədən ibarətdir (Şəkil 17.11). 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

$$\begin{aligned}\Delta &= (ABC - A_1B_1C_1)n \\ \Delta &= 2dn(\cos i_1 - \cos i_2)\end{aligned} \quad (17.62)$$

olar. Müəyyən çevirmələr apararaq $\varphi = \frac{1}{2}(r_2 - r_1)$ olduğunu nəzərə alaq:



Шякил 17.11

$$\Delta = d\varphi \sin i. \quad (17.63)$$

Burada i-düşmə bucağı, φ-sınma bucağı, n-lövhələrin sındırma əmsalıdır. Yollar fərqi yarımdalğa uzunluğunun cüt mislərinə bərabər olduqda interferensiya nəticəsində maksimum (işıqlaşma), tək mislərində isə minimum (qaranlıq) müşahidə olunacaqdır. Lövhələr paralel yerləşdirilərsə, $\varphi = 0$ və heç bir interferensiya müşahidə olunmaz. Yalnız səpilən şüalar halında eyni meylin zolaqları müşahidə olunar. φ-nin qiyməti artdıqca interferensiya zolaqlarının eni azalacaqdır.

Şəkildə təsvir olunan 1 və 2 şüalarının yoluna sındırma əmsalları n_1 və n_2 olan eyni l qalıqlığında mühitlər daxil edilərsə, bu şüalar arasında

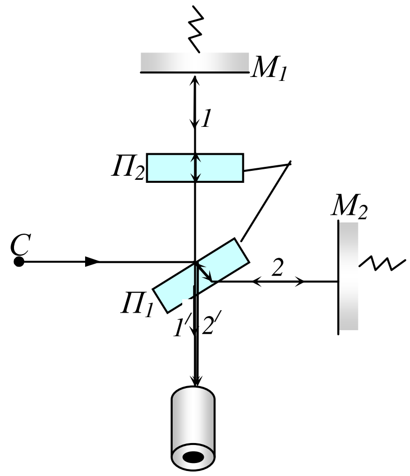
$$\Delta' = l(n_2 - n_1) \quad (17.64)$$

qədər əlavə yollar fərqi əmələ gəlir. Yollar fərqinin dalğa uzunluğu ilə münasibətindən

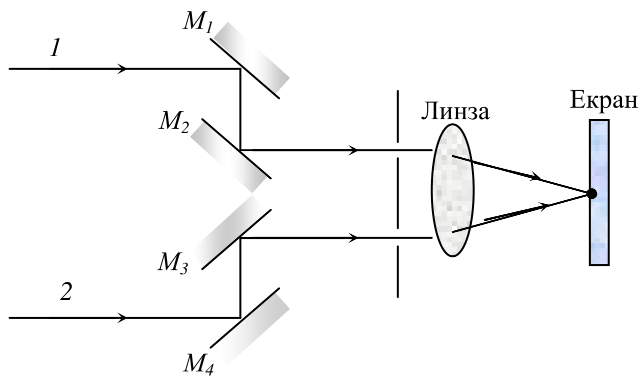
$$l(n_2 - n_1) = k\lambda \quad (17.65)$$

müşahidə olunan interferensiya zolaqları k tərtib sürüşməyə məruz qalar. Bu üsulda *1* küvetdə n_1-məlum olarsa, naməlum n_2-sındırma əmsalını 10^{-7} dəqiqliyi ilə təyin etmək mümkündür. Jamen interferometri ilə qazların vahiddən cüzi fərqlənən sındırma əmsallarını təyin etmək mümkün olur.

Kifayət qədər kiçik kəmiyyətləri böyük dəqiqliklə ölçməyə imkan verən Maykelson interferometrinin prinsipial sxemi şəkil 17.12- da təsvir edilmişdir. S mənbəyindən çıxan şüa yarımşəffaf P_1 lövhəsinə düşür, bir hissəsi əks olunaraq *1* 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, *1* şüası isə yalnız 1 dəfə keçdiyindən alınan əlavə yollar fərqini 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.

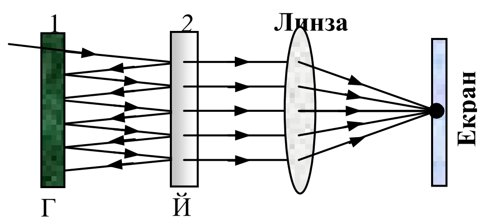


Шякил 17.12



Шякил 17.13

Maykelsonun 1920-ci ildə yaratdığı ulduz interferometrinə baxaq (şəkil 17.13). Bu interferometr teleskopa birləşdirilərək bir sıra ulduzların ölçülərini və onlara qədər məsafəni təyin etməyə imkan yaratdı. Ulduzdan gələn şüalar simmetrik güzgülər sistemindən əks olunaraq görüşürlər. M_2 və M_3 güzgüləri tərpənməzdirlər, M_1 və M_2 isə sürüşdürülərək onlara yaxınlaşıb uzaqlaşa bilir. Bu güzgülərin arasında 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 olunar. Dəqiq hesablamalar $\varphi = A\lambda / L \approx 1{,}22\lambda / L$ olduğunu sübuta yetirir. Maykelson təcrübələrində güzgülər arasında məsafə 6,1m seçilərək,



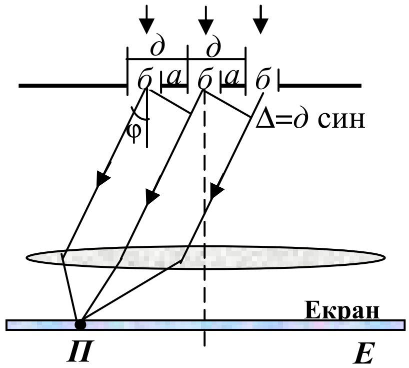
Шякил 17.14

Beterqeyz ulduzunu görünmə bucağının $\varphi = 0{,}047''$ qiyməti təyin olunmuşdur.

Çoxşüalı interferometrlərin tədbiqinə misal olaraq spektroskopiyada şüalanma xətlərinin incə quruluşunu təyin edilməsi göstərilə bilər. Çoxşüalı interferometr olaraq *Fabri Pero* etalonuna nəzər yetirək. Bu cihaz yaxşı cilalanmış iki kvars və ya şüşə lövhədən ibarətdir (Şəkil 17.14). 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

SUAL 40. **Difraksiya qəfəsi.**

Şəffaf olmayan lövhədə böyük miqdarda eyni b ölçülü və bir-birindən eyni a məsafəsində yerləşən yarıqlar çoxluğuna difraksiya qəfəsi deyilir. Qonşu yarıqların mərkəzləri arasında məsafə $d = a + b$ *difraksiya qəfəsinin periodu* adlanır. Difraksiya qəfəsinin qarşısına toplayıcı linza qoyulduqda ekranda müstəvi işıq dalğalarından alınan difraksiya mənzərəsinə nəzər yetirək (şəkil 17.27). Hər yarıqdan ayrılıqda Franhoufer difraksiyaları nəticəsində intensivliyin paylanması ilə yanaşı N sayda qonşu yarıqlardan kohorent şüaların interferensiyası baş verəcək və bu iki hadisə toplanaraq E ekranında yekun mənzərəni formalaşdıracaqdır. Əgər qonşu yarıqlardan P nöqtəsinə gələn dalğalar koherent deyilsə, sadəcə həmin nöqtədə intensivlik N dəfə artaraq $I = N \cdot I_\varphi$ olar. Burada I_φ bir yarıqdan φ bucağı altında difrasiya edən şüaların intensivliyidir.



Шякил 17.27

Koherentlik radiusunun qəfəsin ölçülərindən böyük olan qiymətlərində qəfəsin qonşu yarıqlarından gələn şüaların interferensiyası baş verir. Qonşu şüalar arasında fazalar fərqi δ olduqda φ bucağı altında meyl edən N sayda koherent şüanın interferensiyasında intensivliyin paylanması (17.61) ifadəsinə görə

$$I_{\text{qəfəs}} = I_\varphi \cdot \frac{\sin^2 N\delta/2}{\sin^2 \delta/2} \qquad (17.105)$$

olar. Şəkildən göründüyü kimi iki qonşu yarıqdan gələn şüa arasında yollar fərqi

$$\Delta = d\sin\varphi, \qquad (17.106)$$

fazalar fərqi isə

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda}\cdot\Delta = \frac{2\pi}{\lambda} d\sin\varphi \qquad (17.107)$$

olar. Bir yarıqdan difraksiya halında intensivliyin paylanmasında I_φ üçün (17.104) ifadəsini nəzərə alsaq, yekun olaraq difraksiya qəfəsindən alınan mənzərədə intensivliyin paylanması

$$I_{\text{qəfəs}} = I_0 \frac{\sin^2 \dfrac{\pi b \sin\varphi}{\lambda}}{\left(\dfrac{\pi b\sin\varphi}{\lambda}\right)^2} \cdot \frac{\sin^2 \dfrac{\pi N d\sin\varphi}{\lambda}}{\sin^2 \dfrac{\pi d \sin\varphi}{\lambda}} \qquad (17.108)$$

olar. Burada I_0 bir yarığa düşən işıq intensivliyidir. Bu ifadədə $b\sin\varphi = \pm m\lambda$ ödənildikdə, $m \neq 0$ şərtində $I_\varphi = 0$ olduğundan $I_{\text{qəfəs}} = 0$ olar. $m = 0$ olsa, $\sin\varphi = 0$ və (17.97) ifadəsinə görə $I_\varphi = I_0$ olur, yəni linzanın mərkəzi ilə üz-üzə ekranın O nöqtəsində maksimum alınır. İkinci vuruğa Lopital qaydasını tətbiq edərək

$$\lim_{\delta/2 \to 0} \frac{\sin^2 N \delta/2}{\sin^2 \delta/2} = N^2 \qquad (17.109)$$

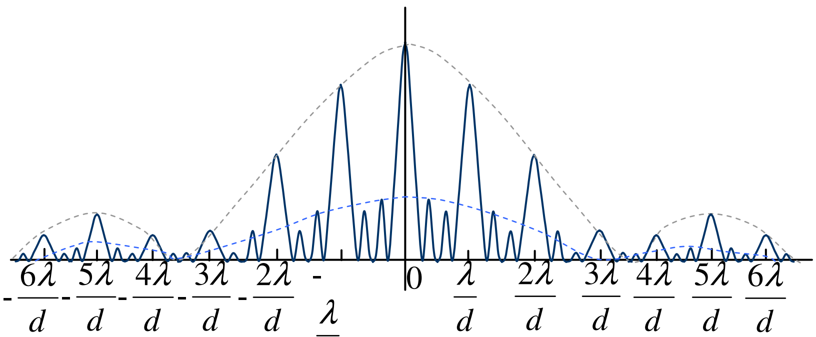
olduğunu alarıq. Bu şərtin alınması üçün istifadə edilən fazalar fərqinin «0» olması (17.107) ifadəsində nəzərə alınarsa, maksimum üçün difraksiya bucağının qiymətləri təyin edilər:

$$\sin \delta/2 = 0 \Rightarrow \Delta \frac{\pi d \sin\varphi}{\lambda} = \pi m \Rightarrow d\sin\varphi = m\lambda . \qquad (17.110)$$

Beləliklə, meyl bucağının $\sin\varphi = \dfrac{m\lambda}{d}$, $(m = 0,1,2,\cdots)$ qiymətlərində qonşu yarıqlardan gələn şüalar toplanaraq bir-birini gücləndirər və nəticədə intensivlik N^2 dəfə (*amplitud* N *dəfə*) böyüyər. Bu şərti ödəyən bucaqlar bir yarıqdan difraksiyada alınan zolağın daxilinə uyğun gəlir, çünki $d >> b$ və $\dfrac{\lambda}{b} >> \dfrac{\lambda}{d}$ olur. (17.110) ifadəsi ***qəfəsin baş maksimumları şərti,*** m ***isə baş maksimumun tərtibi adlanır.*** $m = 0$ olarsa, $\sin\varphi = 0$ və «0»-cı baş maksimum ekranın mərkəzdə yerləşər. 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 $d\sin\varphi = \dfrac{m'}{N}\lambda$ ($m' \neq Np$ - 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 17.28-də təsvir olunmuşdur.

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



Шякил

alınan baş maksimumların sayı $m \leq \dfrac{d}{\lambda}$ şərti ilə hüdudlanır.

Qəfəsdən alınan difraksiya mənzərəsində baş maksimumun enini təyin etmək üçün sağdan və soldan əlavə minimumların fərqi götürülməlidir. Bu minimumlar $d\sin\varphi = \dfrac{m}{N}(m \neq N)$ şərti ödənildikdə müşahidə olunduğundan, mərkəzi maksimumun bucaq eni

$$\delta\varphi = 2\arcsin\frac{\lambda}{Nd} \Rightarrow d\varphi \cong \frac{2\lambda}{Nd} \qquad (17.111)$$

kimi təyin olunar. Sıfırdan fərqli hər hansı m-ci baş maksimumun eni analoji üsulla hesablana bilər. $N \cdot d$ difraksiya qəfəsinin uzunluğuna bərabər olduğundan demək olar ki, baş maksimumun eni qəfəsin uzunluğu ilə tərs mütənasibdir. Eyni zamanda baş maksimumun tərtibi artdıqca bucaq eni də artır. Nəhayət, sıfırdan fərqli hər hansı baş maksimumun vəziyyəti λ dalğa uzunluğundan asılıdır.

41. İşığın polyarizasiyası. Təbii və polyarlaşmış şüa.

İşığın elektromaqnit dalğası kimi yayılmasında elektrik (və ya ona perpendikulyar maqnit) vektorunun istiqaməti nizamlanarsa, yəni onun istiqaməti istənilən zaman anında təyin oluna bilirsə, belə işıq ***polyarlaşmış işıq*** adlanır. İşıq şüasına perpendikulyar müstəvidə elektrik vektoru nizamsız olaraq istənilən vəziyyəti ala bilirsə, bu ***təbii işıq*** adlanır.

Biri birinə perpendikulyar eyni müstəvidə və oxları üzrə əlahiddə baş verən rəqslərə nəzər yetirək (şəkil 18.1a):

(18.1)

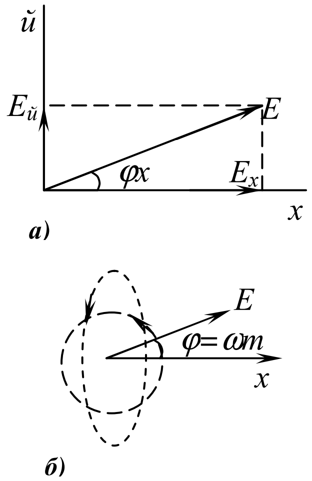
Yekun rəqşin amplitudunu və oxundan meyl bucağı:

və (18.2)

olar. Əgər parametri zamandan asılı olaraq xaotik dəyişərsə, yəni toplanan rəqslər koherent olmazsa, bucağının qiyməti da xaotik dəyişər və yekun rəqsin istiqaməti təyin öluna bilməz. Beləliklə, *təbii işıq elektromaqnit dalğası olaraq biri birinə perpendikulyar mustəvi üzrə polyarlaşmış iki eyni amplitudlu* ***qeyri koherent*** *dalğanın toplanması kimi təsvir oluna bilər.*

Əgər *və* koherent olarsa**,** fazalar fərqi zamandan asılı olmaz ( ) və işığın yayılması müddətində yekun vektorunun oxuna nəzərən vəziyyəti dəyişməz qalar. İşığın yayılma istiqaməti və vektorundan müstəvi keçirilərsə, işığın yayılmasında elektrik vektoru həmişə bu müstəvi üzərində qalar. Belə işıq ***xətti və ya müstəvi polyarlaşmış işıq*** adlanır. Tarixən təsvir olunan müstəvi ***rəqs müstəvisi***, ona perpendikulyar keçirilən müstəvi isə ***polyarlaşma müstəvisi*** adlandırılmışdır.

Xüsusi halda , fazalar fərqi olarsa, (18.1) ifadəsindən alınar, yəni işığın yayılması prosesində rəqs müstəvisi (polyarlaşma müstəvisi) şüa ətrafında sabit bucaq sürəti ilə fırlanır (şəkil 18.1, b). Belə işıq ***dairəvi polyarlaşmış işıq*** adlanır. Toplanan iki perpendikulyar rəqsin cəmi ellips üzrə hərəkətə uyğun gəldiyindən, halında iki kohorent dalğanın toplanmasından ***elliptik polyarlaşmış işıq*** alınar. vektorunun fırlanma istiqamətindən asılı olmaqla saat əqrəbi istiqamətində fırlanma ***sağa polyarlaşmış***, əks istiqamət isə ***sola polyarlaşmış işıq*** adlanır. Xətti polyarlaşmış işığı sağa və sola polyarlaşmış iki eyni amplitüdlu dairəvi polyarlaşmış işığın cəmi kimi göstərmək olar.



Şəkil 18.1.

Təbii işığı xətti polyarlaşmış işığa çevirən cihaz ***polyarizator*** adlanır. Polyarizatordan xaric olunan işığın polyarlaşma müstəvisinə perpendikulyar vektor ***polyarizatorun oxu*** adlanır. Polyarizator eyni zamanda işıq şüasının polyarlaşmasını yoxlamağa qadirdir. Belə məqsəd üçün işlədilən cihaz ***analizator*** adlanır. Yayılan işıq şüasında bir istiqamətdəki rəqslər sadəcə olaraq digər istiqamətdəki rəqslərdən üstündürsə (amplitudu böyükdürsə), bu ***qismən polyarlaşmış işıq*** adlandırılır. Şüanın *polyarlaşma dərəcəsi*

(18.3)

kimi təyin olunan kəmiyyətə deyilir. Burada və polyarizatoru *180°* döndərdikdə polyarizatordan keçən işığın maksimal və minimal intensivlikləridir. Tam polyarlaşmış işıq üçün və , təbii işıq üçün və . Qismən polyarlaşmış işıq üçün . Elliptik polyarlaşmış işıq üçün bu parametr təyin olunmur.

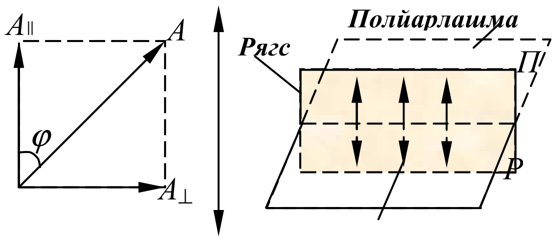
Düşən şüalara tam şəffaf olan (udulma baş verməyən) materialdan hazırlanmış polyarizatordan keçən işığın intensivliyinin dəyişməsinə nəzər yetirək (şəkil 18.2). Rəqs amplitudunu və oxları üzrə toplananlara ayırsaq,

; (18.4)

olar. İşığın intensivliyi amplitudun kvadratı ( ) ilə təyin olunduğundan,

; (18.5)

olar. Şəkildən göründüyü kimi, polyarizatordan yalnız onun oxuna parallel elektrik vektoruna



Шякил 18.2.

malık şüalar keçəcəkdir və keçən işığın intensivliyi kimi təyin olunacaqdır. Polyarizatora düşən xətti polyarlaşmış işığın vektoru polyarizasiya oxuna paralel olarsa, və . yəni işıq polyarizatordan zəifləmədən keçər. Düşən şüanin vektoru oxa perpendikulyar olduqda, və olar, yəni analizatordan sonra qaranlıq alınar. Əgər polyarizatora təbii işıq düşərsə, olduğundan, polyarizatordan keçən işığın intensivliyi 2 dəfə azalmalıdır. Polyarizator ilə analtzator arasında bucaq isə, analizatordan çıxan işığın intensivliyi

olacaqdır. Bu *Malyus qanunu* adlanır

42.İstilik şüalanması. Kirxhof qanunu.

İşıq mənbəyi şüalanarkən müəyyən enerji itkisinə məruz qaldığından, şüalanmanın davam etməsi üçün daim kənardan enerji ilə təchiz olunmalıdır. Beləliklə, şüalanma zamanı müxtəlif növ enerjilər işıq enerjisinə çevrilir. Əgər şüalanma zamanı mənbəyin daxili enerjisinin işıq enerjisinə çevrilməsi baş verirsə, temperatur və ya istilik şüalanması, bütün digər enerjilər hesabına şüalanmalar isə lüminessensiya adlanır. Bütün mövcud şüalanma növlərindən yalnız istilik şüalanması istənilən temperaturda baş verir, lakin şüalanma intensivliyi və onun spektral tərkibi temperaturun qiymətindən asılıdır. Şüalanma intensivliyi temperatur yüksəldikcə artır.

Şüalanan cisim enerji itirdiyindən, onun soyumaması üçün cisim öz üzərinə düşən şüaları udaraq itkinin yerini doldurmalı və xarici mühitlə tarazlığa gəlməlidir. Əgər şüalanan cismin temperaturu onun yerləşdiyi mühitin temperaturundan yüksəkdirsə, onun udduğu enerji miqdarı şüalandırdığı enerjidən az olduğundan, müəyyən zaman müddətində cisim soyuyaraq tarazlığa gələcək. Cismin temperaturu ətraf mühitin temperaturundan az olduğu halda udulan enerji miqdarı şüalanandan böyük olur, cisim qızır və yenə də istilik şüalanması vasitəsilə ətraf mühitlə tarazlığa gəlir. Beləliklə istilik şüalanması tarazlıq vəziyyətinin bərpa olunmasına xidmət edir. Tarazlıq vəziyyətinə gələn cisim şüalanmasını davam etdirəcək, lakin onun udduğu enerjinin miqdarı şüalandırdığı enerjinin miqdarına bərabər olacaqdır. Deməli, istilik şüalanması tarazlıq şüalanmasıdır. İstilik şüalanmasını xarakterizə edən əsas fiziki kəmiyyətlər ***mənbəyin parlaqlığı* və *şüaudma qabiliyyətidir*.**

Mənbəyin işçi temperaturunda vahid səthdə vahid zamanda şüalanan, tezliyi ν, $\nu + d\nu$ intervalına uyğun gələn işıq enerjisinə ***mənbəyin parlaqlığı*** deyilir. Mənbəyin parlaqlığı

$dR = r_\nu d\nu$ kimi təyin olunur və r_ν - işçi temperaturda ν tezliyinə malik işığın ***şüalanma qabiliyyəti*** adlanır. Temperatur dəyişdikdə r_ν - dəyişir, yəni şüalanma qabiliyyəti həm tezliyin, həm də temperaturun funksiyasıdır. Lazım gəldikdə tezlikdən dalğa uzunluğuna və əksinə keçmək mümkündür:

$$dR_\lambda = dR_\nu; \qquad r_\lambda d\lambda = r_\nu d\nu .$$

Tezlik ilə dalğa uzunluğu arasında $\nu = \dfrac{c}{\lambda}$ və $d\nu = -\dfrac{c}{\lambda^2} d\lambda$ ifadələri nəzərə alınarsa ($c = 3 \cdot 10^8 \, m/san$),

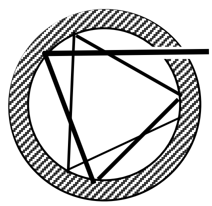
$$r_\lambda = \frac{c}{\lambda^2} r_\nu \qquad (20.1)$$

olar. Mənfi işarəsi dalğa uzunluğunun dəyişməsi ilə tezliyin dəyişməsinin qarşılıqlı əks olunduğunu nümayiş etdirdiyi üçün nəzərə alınmaya bilər, çünki

$$r_\nu \geq 0; \quad r_\lambda \geq 0 .$$

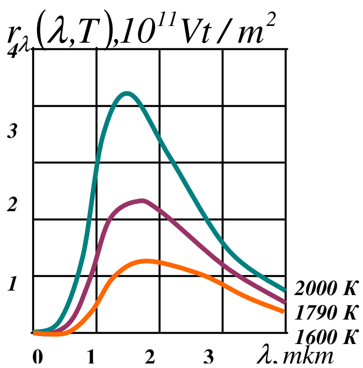
Şüaudma qabiliyyəti: tezliyi $d\nu$ intervalında olan düşən işıq enerjisinin hansı hissəsinin cisim tərəfindən udulmasını xarakterizə edən kəmiyyət şüaudma qabiliyyəti adlanır:

$$a_\nu = \frac{W^{ud}_{\nu,\nu+d\nu}}{W^{dü}_{\nu,\nu+d\nu}} \qquad (20.2)$$



Шякил 20.1

Udma qabiliyyəti həm tezliyin, həm də temperaturun funksiyasıdır və istənilən cisim üçün $a(\nu,T) \leq 1$. Əgər cisimin üzərinə düşən ixtiyari tezlikli şüaların hamısı udularsa, $a(\nu,T) = 1$ olar və belə cisim mütləq qara cisim (*MQC*) adlanır. Təbiətdə *MQC* mövcud deyil, lakin süni olaraq *MQC* hazırlamaq mümkündür. İçi boş kürədə kiçik yarıq açsaq (şəkil 20.1), düşən S şüası sfera daxilində çoxsaylı əksolunmalarda tamamilə udular [$a(\nu,T) = 1$] və cisimi qızdırar. Bu temperaturda cisim həm də şüalandığından yarıqdan xaric olunan şüaların intensivliyinin dalğa uzunluğundan asılılığı tədqiq oluna bilər. Şüalanma qabiliyyətinin müxtəlif temperaturlarda dalğa uzunluğundan asılılığının təcrübi əyriləri şəkil 20.2-də göstərilmişdir.



Шякил 20.2

Göründüyü kimi, temperatur artdıqca r_λ artır və maksimal şüalanma qabiliyyətinə uyğun gələn $\lambda_{\max}$-un qiyməti T-nin artması ilə qısa uzunluqlu dalğalara doğru sürüşür.

İstənilən cismin udma və şüalanma qabiliyyətləri arasında əlaqə mövcud olmalıdır. Kirhoff göstərmişdir ki, şüaburaxma qabiliyyətinin udma qabiliyyətinə olan nisbəti şüalanan cismin təbiətindən asılı olmayıb, yalnız temperatur və tezliyin universal funksiyasıdır:

$$\frac{r(\nu,T)}{a(\nu,T)} = f(\nu,T) \qquad (20.3)$$

$f(\nu,T)$ Kirhoffun paylanma funksiyası adlanır.

Özlüyündə $r_{\nu,T}$ və $a_{\nu,T}$ bir cisimdən digərinə keçdikdə dəyişə bilər, lakin $f(\nu,T)$ funksiyası bütün cisimlər üçün eyni aşkar şəklə malik olub, yalnız ν və T-dən asılı olur.

Mütləq qara cisim halında $a_{\nu,T} = 1$ olduğundan $r(\nu,T) = f(\nu,T)$. Deməli, Kirhoff funksiyası elə həmin temperaturda mütləq qara cismin şüalanma qabiliyyətidir. Bu ***Kirhoff qanunu*** adlanır. Lakin Kirhoff $f(\nu,T)$ funksiyasının aşkar riyazi şəklini təyin edə bilməmişdi.

43.İstilik şüalanması üçün Plank düsturu.

Klassik fizika nöqteyi-nəzərincə Reley-Cins düsturu dolğun təsəvvürlər əsasında alındığından doğru olmalıdır. Onun təcrübə ilə uyğun gəlməməsi, klassik fizika təsəvvürlərinin şüalanma hadisəsinin izahında aciz olduğunu nümayiş etdirir.

Bu fikri rəhbər tutaraq, XX əsrin əvvəllərində ***Maks Plank*** $f(\nu,T)$ funksiyasınının təcrübə ilə tam uyğun gələn ifadəsini müəyyən etməyə nail oldu. Qeyd olunan nəticəyə nail olmaq üçün Plank klassik fizikadan mamamilə imtina etdi. Plank fərz etdi ki, elektromaqnit dalğaları atomlar tərəfindən ***porsiyalar*** (*kvantlar*) şəklində şüalanırlar və hər bir kvantın enerjisi $E = h\nu$ kimi təyin olunur. Mütənasiblik əmsalı h-*Plank sabiti* adlanır. Plank sabitinin qiyməti heç bir kəmiyyətdən asılı olmayıb, $h = 6{,}63 \cdot 10^{-34}\, C \cdot san$-yə bərabərdir. Plank göstərdi ki, şüalanan enerji $E = h\nu \cdot N$ kimi təyin olunarsa, $f(\nu,T)$ funksiyasının aşkar şəkli

$$f(\nu,T) = \frac{2\pi\nu^2}{c^2}\frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \qquad (20.10)$$

olar. Burada e-natural loqarifmanın əsası adlanan *Nepr ədədidir*($e \approx 2{,}71$). Fizikada ***enerji*** x ***zaman*** kimi təyin olunan ***«təsir»*** adlanan fiziki kəmiyyətdən istifadə olunur. Buna görə də h elə ən kiçik, yəni elementar təsir kimi başa düşülə bilər.

Plank düsturu təcrübə ilə uyğun gəlməklə yanaşı, *MQC*-in yuxarıda sadalanan şüalanma qanunlarının hamısının riyazi şəklini almağa, eyni zamanda Stefan-Bolsman və Vin sabitlərini əsas fiziki sabitlərlə ifadə etməyə imkan verdi:

a) *Şüalanan işıq seli:*

$$R = \int_0^\infty \frac{2\pi\nu^2}{c^2}\frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}d\nu = \frac{2\pi r^5 k^4}{15c^2h^3}T^4 = \sigma T^4$$

kimi Stefan-Bolsman qanunu alırıq. Göründüyü kimi $\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2h^3}$ fiziki sabitlərlə ifadə olunur və onun hesablanan qiyməti təcrübi qiymətə uyğun gəlir.

b) 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 transendent tənlik alınır. $T\lambda_{\max}=b$ kimi Vinin sürüşmə qanununu və Vin sabitinin $b=\frac{hc}{4{,}965k}$ kimi fiziki sabitlərlə ifadəsini alırıq.

c) Kiçik tezliklər oblastında və kifayət qədər yüksək temperaturda $h\nu << kT$ olduğundan, $e^{\frac{h\nu}{kT}}=1+\frac{h\nu}{kT}$ kimi sıraya ayırsaq, Plank düsturu

$$f(\nu,T)=\frac{2\pi\nu^2}{c^2}\frac{h\nu}{\frac{h\nu}{kT}}=\frac{2\pi\nu^2}{c^2}kT$$

kimi Reley-Cins düsturuna çevrilər.

Beləliklə, Plank düsturunun təcrübə ilə uzlaşması və *MQC* şüalanma qanunlarının hamısını izah etməsi onun həqiqətə uyğun olduğunu sübut edir. Bu isə **işığın yeni təbiətinin – onun diskret təbiətə malik fonotlar seli kimi atomlar tərəfindən buraxılması** ideyasının – əsasını qoydu. Qeyd edək ki, Plankın bu ideyası başqa fiziki hadisələrin izahatında böyük rol oynamışdır. Bu hadisələr haqda sonrakı paraqraflarda danışılacaqdır.

44.Atomun Tomson və Rezerford modelləri.

Atomun ilk modeli 1903-cü ildə elektronu kəşf edən *Tomson* tərəfindən təklif edilmişdir. Bu modelə görə atom, daxilində elektron yerləşən müntəzəm yüklənmiş müsbət yüklü kürədən ibarətdir. Kürənin müsbət yükü elektronun yükünə qiymətcə bərabər olduğundan, atom bütövlükdə elektroneytraldır.

Əgər atomda elektron öz tarazlıq vəziyyəti ətrafında harmonik rəqs edərsə, elektromaqnit dalğaları şüalandırar. Müntəzəm yüklənmiş R radiuslu kürənin daxilində, mərkəzdən r məsafədə elektrik sahəsinin intensivliyi (bax IX fəsil)

$$\vec{E}=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q_0}{R^3}\vec{r} \qquad (21.2)$$

kimi hesablandığından, elektrona təsir edən

$$F=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q_0^2}{R^3}r=k'\cdot r \qquad (21.3)$$

qüvvəsi kvazielastiki qüvvə kimi təqdim edilə bilər ($F_{el}=-k\ \cdot r$). Burada q_0 elektronun yükü, ε_0 -elektrik sabitidir ($\varepsilon_0=8{,}85\cdot10^{-12}\,F/m$). Harmonik rəqs edən sistemin tezliyi $\omega=\sqrt{\frac{k'}{m}}$ kimi təyin olunduğundan, atomun şüalandırdığı dalğaların tezliyi

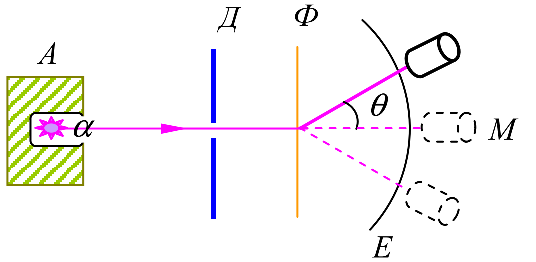
$$\omega=\sqrt{\frac{q_0^2}{4\pi\varepsilon_0R^3m}} \qquad (21.4)$$

kimi təyin olunar. *Balmerin* təcrübələrində müşahidə olunan qırmızı şüa üçün $\omega=3\cdot10^{15}c^{-1}$ olduğunu nəzərə alsaq, (21.4) ifadəsindən $R=3\cdot10^{-10}m$ olar. Atom radiusunun bu qiymətinin onun qazokinetik ölçüləri ilə uyğunluq təşkil etməsi *Tomson* modelinin müvəffəqiyyəti sayıla bilər. Lakin atom spektrlərinin *Balmer* tərəfindən göstərilən (21.1) qanunauyğunluqları atomun Tomson modeli əsasında izah edilə bilmir.

1911-ci ildə *E.Rezerfordun* apardığı təcrübələr isə Tomson modelinin tamamilə həqiqətə uyğun olmadığını nümayiş etdirdi. Tomson modeli atomun quruluşunun öyrənilməsində bir mərhələ kimi yalnız tarixi əhəmiyyətə malikdir.

Atomun nüvə modeli: Atom daxilində müsbət və mənfi yüklərin paylanmasını aydınlaşdırmaq üçün Rezerford öz əməkdaşları ilə α zərrəciklərin müxtəlif maddələrdən səpilməsini tədqiq etmişdir. 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 α zərrəciklərin səpilməsinin tədqiqi, sxemi şəkil 21.1-də göstərilmiş qurğuda həyata keçirilmişdir.

Radioaktiv A preparatından çıxan α şüalar D diafraqmasından keçərək ağır elementdən (məsələn, qızıldan) hazırlanmış nazik F zərvərəqi üzərinə düşür və M mikroskopu vasitəsilə müşahidə (qeyd) edilir. Mikroskopu F - nazik qızıl təbəqəsinin mərkəzindən keçən ox ətrafında fırlatmaqla, müxtəlif bucaqlar altında səpilən α zərrəcikləri müşahidə etmək və onların sayını təyin etmək mümkündür.



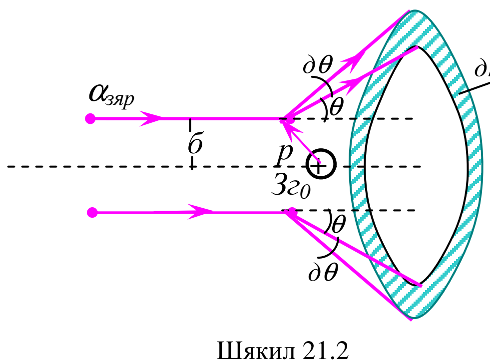
Шякил 21.1

Qeyd edək ki, Rezerford təcrübələrinin nəticələri çox gözlənilməz oldu. Belə ki, müxtəlif bücaqlar altında səpilən α zərrəciklərin mövcud olması, onların öz yolunda kütləcə α zərrəciyin kütləsi tərtibində olan müsbət yüklü maneələrlə rastlaşdığını sübut edir. Bu müsbət yüklü atom hissəciyini Rezerford nüvə adlandıraraq, atomun yeni modelini təklif etdi. Rezerford modelinə görə, ***nüvə- ölçüsü atomun ölçüsündən minlərlə dəfə kiçik olan ($\approx 10^{-15} m$), atomun bütün kütləsini və müsbət yükünü özündə yerləşdirən zərrəcikdir.*** Atom elektrik cəhətdən neytral olduğundan, elektronlar nüvədən xaricdə yerləşir. Müsbət yüklü nüvə ilə mənfi yüklü elektronlar arasında güclü Kulon qarşılıqlı cəzb etmə qüvvəsi mövcuddur və atomun dayanaqlı olması üçün elektronlar nuvə ətrafında fırlanmalıdırlar. Nüvənin elektron qabığı ilə birlikdə ölçüsü $10^{-10} m$ tərtibində olur ki, bu da atomun qazokinetik ölçüləri ilə uyğunluq təşkil edir.

Nüvə modeli əsasında α-zərrəciyin səpilməsi energi və implusun saxlanma qanunları əsasında tam izah oluna bilir. α-zərrəciklər yükü Z olan nüvəyə yaxınlaşdıqda yaranan $F = \dfrac{2Zq_0^2}{4\pi\varepsilon_0 r^2}$ Kulon itələmə qüvvəsi zərrəciklərin hərəkət istiqamətlərini dəyişərək θ bucağı altında səpilməyə məcbur edir (şəkil 21.2). 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

$$\frac{dN}{N} = na\left(\frac{Zq_0^2}{4\pi\varepsilon_0 m_\alpha \upsilon_\alpha^2}\right)^2 \frac{d\Omega}{\sin^4\dfrac{\theta}{2}} \qquad (21.5)$$

ifadəsi ilə təyin olunur. Burada Z -səpən nüvənin yükü, α-vərəqin qalınlığı, n-vərəqin vahid həcmindəki atomların sayı, m_α və υ_α isə α-zərrəciyin kütləsi və sürətidir. Cisim bucağı adlanan $d\Omega$, $d\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta$ kimi təyin olunur



Шякил 21.2

və θ, $\theta + d\theta$ səpilmə bucaqları arasında şəkil 21.2-də ştrixlənmiş sahə kimi təsvir edilə bilər. (21.5) ifadəsi ***Rezerford dusturu*** adlanır. Təcrübələr θ bucağı altında səpilən zərrəciklərin sayının sərilmə bucağının sinusunun dördüncü dərəcəsi ilə tərs mütənasib olduğunu tam təsdiq edir. Düşən α- zərrəciklərin nüvələrlə görüşmə ehtimalı vərəqin a qalınlığı 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 gələr. Onda $r_{\min}$ nüvənin ölçüsü tərtibində olar.

$$\frac{m_\alpha \upsilon_\alpha^2}{2} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{2Zq_0^2}{r_{\min}} \Rightarrow r_{\min} = \frac{Zq_0^2}{\pi\varepsilon_0 m_\alpha \upsilon_\alpha^2} \qquad (21.6)$$

Gümüş atomu üçün $Z = 47$, α zərrəciyin sürətinin adətən $\upsilon_\alpha \approx 10^7\, m/san$ olduğunu nəzərə alınarsa, (21.6) ifadəsindən $r_{\min} \cong 6 \cdot 10^{-14}\, m$ alarıq. Bu qiymət nüvənin təxmini ölçüsünü təyin edir və Rezerfrodun irəli sürdüyü modellə tam uyğunluq təşkil edir.

Bu uğurlarına baxmayaraq, Rezerfordun təklif etdiyi atom modeli tam dayanıqsızdır. Müsbət və mənfi yüklü zərrəciklərin tarazlıqda olması üçün, kütləsi kiçik olan zərrəcik (elektron), nüvə ətrafında fırlanmalıdır. Bu zaman elektron mərkəzəqaçma təcilinə malik olduğundan, klassik elektrodonamika qanunlarına əsasən elektromaqnit dalğaları şüalandıraraq öz enerjisini itirməli və tədricən nüvəyə yaxınlaşmalıdır. Hesablamalar göstərir ki, elektron $10^{-8}\, san$ müddətində nüvə ilə birləşməli və atom məhv olmalıdır. Həqiqətdə isə atomların dayanıqlı olması Rezerford modelinin doğruluğunu şübhə altına alır. Qeyd edək ki, Rezerford modeli atomların xətti spektrlərindəki (21.1) qanunauyğunluqlarını da izah edə bilmir.

45.De-Broyl fərziyyəsi. Cismin dalğa xassəsi.

İşığın təbiətinin və müxtəlif mühitlərlə qarşılıqlı təsirinin öyrənilməsi onun bir sıra hadisələrdə (interferensiya, difraksiya, polyarizasiya) özünü kəsilməz dalğa, digər hadisələrdə isə (fotoeffekt, Kompton effekti, şüalanma) diskrek zərrəcik (korpuskulyar) kimi apardığını sübut edir. Bəs həqiqətdə necədir? İşıq dalğadır, yoxsa zərrəcik?

Bor nəzəriyyəsinin çətinlikləri elektronları atomdaxili hadisələrdə diqiq koordinatı, impulsu və trayektoriyası olan zərrəcik kimi təqdim olunmasına imkan vermir. Belə ki, dalğalar üçün göstərilən parametrləri tətbiq etmək mümkün deyildir.

1924-cü ildə Lui-de Broyl belə bir hipotez irəli sürdü: *dualizm*-ikili təbiətə malik olmaq, yalnız işıq fotonlarına aid olmayıb, universal xarakter daşıyır. Yəni bütün mövcud olan zərrəciklərin hərəkəti həmçinin dalğa xarakterinə malikdir. O yazırdı: «*İllər uzunu alimlər optik hadisələrdə korpuskulyar baxışı nəzərə almamışlar, əcəba maddə nəzəriyyəsində əks səhv buraxılmamışmı?*» - Əgər işıq fotonuna enerjisi $E = h\nu$, impulsu $P = \frac{h}{\lambda}$ kimi təyin olunan zərrəcik (korpuskul) kimi baxıla bilirsə, onda elektronun və ya digər ixtiyari zərrəciyin hərəkətinə də dalğa uzunluğu

$$\lambda = \frac{h}{m\upsilon}, \quad \nu = \frac{E}{h} \qquad (22.1)$$

kimi təyin olunan dalğa kimi baxmaq mümkündür.

Beləliklə, ***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 olmasını sübut edir. Sonradan elektronlarla yanaşı atom və molekul dəstələri üçün də difraksiya mənzərəsi müşahidə edildi və bu mənzərələrin təhlili ağır zərrəciklərin də bu hadisələrdə dalğa uzunluğu $\lambda = \frac{h}{m\upsilon}$ 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.

Göstərilən fiziki hadisələr həm dalğa, həm də zərrəcik xassəsinə malik ***«mikrozərrəcik»*** adlı yeni fiziki terminin yaranması ilə nəticələndi. Mikrozərrəciklər 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 büruzə 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 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 bilir. 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 hüdudları mövcuddur. Bu tətbiq olunma hüdudlarını Heyzenberqin təklif etdiyi qeyri-müəyyənlik prinsipi müəyyənləşdirir.

Klassik mexanikada maddi nöqtənin halı onun koordinatı x, sürəti υ, impulsu $P = m\upsilon$ və enerjisi E ilə təyin olunur. Bu kəmiyyətlər ciddi şəkildə mikrozərrəciyə şamil oluna bilməz. Lakin mikrozərrciyin xassələri onların makroobyektlərlə qarşılıqlı təsirindən təyin olunduğundan, onun parametrləri yenə elə x, P, E olacaqdır. Mikrozərrəciyin özünə məxsusluğu ondadır ki, bu parametrlərin hamısı eyni zamanda dəqiq təyin oluna bilmir. Məsələn, elektron eyni zamanda x və P-nin dəqiq qiymətinə malik ola bilməz. Heyzenberq göstərmişdir ki, onların qeyri-müəyyənlikləri arasında

$$\Delta P \Delta x \geq \frac{\hbar}{2} \qquad (22.2)$$

şərti ödənilməlidir. Burada $\hbar$ (*haşxətli*) Plank sabitidir. Əgər $\Delta x \to 0$ olarsa, yəni zərrəciyin yerini dəqiq biliriksə, $\Delta P \to \infty$ onun sürəti heç vəchlə təyin oluna bilməz. Analoji olaraq enerji və zaman da eyni hal üçün dəqiq təyin oluna bilməz, $\Delta E \Delta t \geq \frac{\hbar}{2}$, yəni mikrozərrəcik üçün enerjinin saxlanma qanunu bu şərtin təyin etdiyi zaman intervalında pozula bilər. Qeyd edək ki, qeyri müəyyənlik prinsipi yalnız enerji və impuls üçün olmayıb, universal xarakter kəsb edir və *kononik qoşma adlanan bütün parametrlər üçün* ödənilir. Bu prinsip kvant mexanikasının əsasını təşkil edən universal qanunlardan biridir.

46.Pauli prinsipi. Elementlərin dövri sistemi.

Klassik baxımdan sistem həmişə elə vəziyyət almağa çalışır ki, onun potensial enerjisi minimum olsun. Atomda minimum enerji səviyyəsi n=l halına uyğundur. Buradan belə çıxır ki, normal halda bütün elektronlar əsas enerji səviyyəsində olmalıdırlar. Lakin təcrübələr göstərir ki, elektronlar müxtəlif enerji səviyyələrində paylanırlar. Onların paylanma qaydasını Pauli prinsipi müəyyən edir. Pauli prinsipinə görə verilmiş enerji səviyyəsində eyni kvant ədədləri ilə xarakterizə olunan yalnız bir elektron ola bilər. 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 fərqlənirlər. Baş, orbital və maqnit kvant ədədlərinin eyni qiymətilə təyin olunan halı isə spin kvant ədədilə fərqlənir. Spin kvant ədədi iki müxtəlif qiymət aldığı üçün n-in verilmiş qiymətinə uyğun halların sayı $2n$ olar. Buradan görünür ki, n=l olduqda həmin səviyyəyə uyğun elektronların sayı 2,

n=2 olduqda – 8

n=3 olduqda –18 və s. olur.

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 1-də göstərilmişdir.

Cədvəl1 1

Elektronların verilmiş kvant ədədlərinə uyğun maksimal sayı

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 yönəlir.

Bu hal $1s^2$ kimi göstərilir. n=2,

l=0, m_l=0 halı $1s^2$, n=2, l=1, m_l=± 1 halı $2sp^4$ olur və s. Cədvəl 2-də bu hallar göstərilmişdir.

Cədvəl 2-də 3 ilk təbəqə üçün bu konfiqurasiyalar göstərilmişdir.

Mendeleyevin elementlərinin dövri sisteminin əsasında aşağıdakı şərtlər durur:

- kimyəvi elementin sıra nömrəsi onun elektronlarının və ya nüvəsindəki protonların sayına bərabər olmalıdır;
- Pauli prinsipi gözlənilməlidir;

Cədvəl 2

Təbəqə	K	L				M								
n	1	2				3								
l	0	0	1			0	1			2				
m	0	0	-1	0	1	0	-1	0	1	-2	-1	0	1	2
m_3	$\pm\frac{1}{2}$	$\pm\frac{1}{2}$	$\pm\frac{1}{2}$	$\pm\frac{1}{2}$	$\pm\frac{1}{2}$	$\pm\frac{1}{2}$	$\pm\frac{1}{2}$	$\pm\frac{1}{2}$	$\pm\frac{1}{2}$	$\pm\frac{1}{2}$	$\pm\frac{1}{2}$	$\pm\frac{1}{2}$	$\pm\frac{1}{2}$	$\pm\frac{1}{2}$
Kon-fiqura-siya	$1S^2$	$2S^2$	$2P^6$			$3S^2$	$3P^6$			$3d^{10}$				
Elek-tron-ların sayı	2	2	6			2	6			10				
Elek-tron-ların mümumisayı	2	8				18								

– 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+l səviyyəsinə keçsin. Bu səviyyənin enerjisi əvvəlki "boş" yerin səviyyəsindən kiçik olur. Belə hal n-in böyük qiymətlərində baş verir.

Cədvəl 2-dən görünür ki, Hidrogen və Heliumun elektronları *K* təbəqəsində yerləşir və Heliumla bu təbəqə dolur. Sonrakı elementin - Litiumun 3 elektronu vardır. Onlardan ikisi 2*s* səviyyəsini doldurur, 3-cü elektron 2*p* səviyyəsinə keçir. Bu elektron daha yüksək enerji səviyyəsində yerləşdiyi üçün nüvə ilə əlaqəsi zəif olur. Bu elektron Litium elementinin optik və kimyəvi xassələrini müəyyən edir. *L* təbəqəsi 10-cu yerdə yerləşən Neon elementi ilə dolmuş olur. 11 elektrona malik olan Natriumun 11-ci elektronu n=3, yəni *M* təbəqəsinə keçir və bu təbəqə 3*p* səviyyəsi – 18 elektronu olan Arqonla dolur. 3*d* səviyyəsi tamamilə "boş" qalır. Bu qayda, yəni növbəti elektronun növbəti səviyyəyə keçməsi Neona qədər ödənir. Kaliumun 19-cu elektronu 3*d* səviyyəsinə keçmir, 4*s* səviyyəsinə keçir. Bu onunla əlaqədardır ki, 4*s* səviyyəsinin enerjisi 3*d* səviyyəsinin enerjisindən azdır. Kalsiumun da 20-ci elektronu 4*s* səviyyəsinə keçir. 21-ci element olan Skandiumdan başlayaraq 3*d* səviyyəsi dolmağa başlayır və səviyyələrin normal doyma qaydası 36-cı element olan Kriptona qədər davam edir. 37-ci element olan Rubidiumun axırıncı elektronu 5*s* səviyyəsinə keçir və ona görə də onun xassələri qələvi metallar olan Na və K-un optik və kimyəvi xassələrinə oxşayır.

Stronsiumun da elektronu 5*s* səviyyəsinə keçir və xassələri Kalsiumun xassələrinə oxşar olur. Beləliklə, görünür ki, Mendeleyevin dövri sistemində eyni qrupda yerləşən atomların xassələrinin oxşar olması onların elektron konfıqurasiyalarının oxşarlığı ilə əlaqədardır.

Baş kvant ədədləri (n=l, 2, 3, 4, 5,...) atomun elektron təbəqəsinin nömrəsini göstərir. Bu təbəqələri *K*, *L*, *M*, *N*, *O*, *P*,...., ilə işarı edirlər.Bu işarələrlə dövrü sistemin bütün elementləri üçün elektron konfiqurasiyasını yazmaq olar.

Cədvəl 3-də təbəqələrdəki elektron konfiqurasiyaları verilmişdir (cədvəl 3).

Cədvəl 3

Təbəqələrdəki elektron konfiqurasiyaları

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	$7s^2$, $6d^{10}$, $5f^{14}$	

Elektronların sayı 1-ci və 2-ci örtükləri tam doldurar, yəni elektronların sayı 10-a qədər olan atomlarda örtüklər və təbəqələr üst-üstə düiür və yarımörtüklər normal ardıcıllıqla doldurulur.

Bu hal dövri sistemin ilk 10 elementinin atomlarına aiddir (cədvəl 4).

Cədvəl 4

Elementlərin elektron konfiqurasiyası

Dövr	Element	Elektron konfiqurasiyası
1	2	3
1	1 H hidrogen 2 He helium	$1s^1$ $1s^2$
2	3 Li litium 4 Be berilium	Helium konfiqurasiyası+ $2s^1$ $2s^2$

	5 B bor 6 C karbon 7 N azot 8 P oksigen 9 F ftor 10 Ne neon	$2s^2\ 2p^1$ $2s^2\ 2p^2$ $2s^2\ 2p^3$ $2s^2\ 2p^4$ $2s^2\ 2p^5$ $2s^2\ 2p^6$
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 konfiqurasiyası+ $3s^1$ $3s^2$ $3s^2\ 3p^1$ $3s^2\ 3p^2$ $3s^2\ 3p^3$ $3s^2\ 3p^4$ $3s^2\ 3p^5$ $3s^2\ 3p^6$
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 konfiqurasiyası+ $4s^1$ $4s^2$ $4s^2\ 3d^1$ $4s^2\ 3d^2$ $4s^2\ 3d^3$ $4s^2\ 3d^4$ $4s^2\ 3d^5$ $4s^2\ 3d^6$ $4s^2\ 3d^7$ $4s^2\ 3d^8$ $4s^1\ 3d^{10}$ $4s^2\ 3d^{10}$
	31 Ga qallium 32 Ge germanium 33 As sürmə 34 Se selen 35 Br brom 36 Kr kripton	$4s^2\ 4p^1\ 3d^{10}$ $4s^2\ 4p^2\ 3d^{10}$ $4s^2\ 4p^3\ 3d^{10}$ $4s^2\ 4p^4\ 3d^{10}$ $4s^2\ 4p^5\ 3d^{10}$ $4s^2\ 4p^6\ 3d^{10}$

47.Nüvə qüvvələri

Sükunətdə olan hər bir nüvənin kütləsi bu nüvədəki nuklonların sərbəst haldakı kütlələri cəmindən az olur. Bu o deməkdir ki, nuklonlardan nüvə təşkil olunarkən, onların kütlələrinin bir hissəsi nuklonların rabitə enerjisini yaradan və ona bərabər olan enerji şəklində ayrılır. Rabitə enerjisinin ifadəsi:

$$E_{rab} = \Delta m \cdot c^2 \quad \text{və ya} \quad E_{rab} = c^2[Zm_p + (A - Z)m_n - m_{нцв}] \qquad (13.8)$$

olar. Burada m_p– protonun, m_n –neytronun kütləsidir, Δm nuklonların kütlələrinin, onların nüvədəki rabitə enerjisini yaradan hissəciklərin cəmi olub, kütlə deffekti adlanır.

Nüvənin kütləsini tapmaq çətin olduğundan, praktik hesablamalar üçün (13.8) düsturu o qədər də əlverişli deyildir. Ona görə də aşağıdakı əvəzləmələrdən istifadə etməklə həmin düsturu praktik hesablamalar üçün əlverişli şəklə salaq.

Nüvənin kütləsinə atomun kütləsi ilə ondakı elektronların kütlələrinin fərqi kimi baxmaq olar. Aydındır ki, bu sözlər yalnız normal halda olan (ionlaşmamış) atoma aiddir. Eyni qayda üzrə protonun kütləsi hidrogen atomu ilə elektronun kütlələri fərqinə bərabər olar. Dediklərimizə əsasən:

$$m_{\text{nüvə}} = m_a - Zm_e \text{ və } m_p = m_n - m_e$$

yaza bilərik. Bu əvəzləmələri rabitə enerjisinin (13.8) düsturunda yerinə yazsaq, onun şəkli aşağıdakı kimi olar:

$$E_{rab} = c^2[Zm_n + (A - Z)m_n - m_a] \tag{13.9a}$$

Kütlə enerji vahidlərində ölçüldükdə isə

$$E_{rab} = Zm_n + (A - Z)m_n - m_a \tag{13.9b}$$

yaza bilərik.

(13.8) düsturu göstərir ki, nüvənin rabitə enerjisi onun kütlə ədədindən asılıdır. Bir nuklonun payına düşən rabitə enerjisi xüsusi rabitə enerjisi adlanır:

$$\varepsilon_{x,rab} = \frac{E_{rab}}{A} \tag{13.10}$$

Hesablamalar göstərir ki, xüsusi rabitə enerjisinin kütlə ədədindən (nüvədəki nuklonların sayından asılılığı nisbətən mürəkkəb xarakter daşıyır): kütlə ədədi 56-ya yaxın olan elementlərin (məsələn, dəmir) nüvələri üçün xüsusi rabitə enerjisi ən böyük – təqribən 8,75MeV 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, dövri sistemdəki elementlərin nüvələrindəki nuklonların sayı 1÷250 intervalında dəyişdiyi halda, onların xüsusi rabitə enerjisi çox kiçik (4–8,75MeV) intervalda dəyişir. Ağır nüvələrdə xüsusi rabitə enerjisinin nuklonların sayı artdıqca azalması protonlar arasında Kulon dəfetmə 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.

(13.9b) və (13.10) düsturlarından istifadə edərək bəzi nüvələrin rabitə enerjisini və xüsusi rabitə enerjisini hesablamaq olar.

Kütlə defekti. Nüvəni təşkil edən nuklonların kütlələri cəmi ilə nüvənin kütləsi arasındakı fərqə nüvənin kütlə defekti deyilir. Əgər protonun kütləsi m_p olarsa, neytronun kütləsi m_n olarsa, kütlə defekti

$$\Delta m = Zm_p + (A - Z)m_n - m_{\text{nüvə}} \tag{13.11}$$

burada Z – elementin sıra nömrəsi, A – kütlə ədədi, m_n – isə nüvənin kütləsidir. Kütlə defekti Δm olarsa, rabitə enerjisi

$$\Delta E = \Delta mc^2 .$$

Nüvə qüvvələri

Nüvədəki nuklonlann rabitə enıjisinin həddən artıq olması, nuklonlar arasında çox intensiv qarşılıqlı təsirin olmasını göstərir. Bu qarşılıqlı təsir cəzbetmə xarakterlidir. O, protonlar arsındakı güclü kulon dəf olunmasına baxmayaraq, nuklonlan bir-birindən təqribən 10^{-13} sm məsafədə saxlayır. Nuklonlar arasındakı nüvə qarşılıqlı təsiri, güclü qarşılıqlı təsir adlandırılır. Onu nüvə qüvvəsi sahəsinin köməyi ilə təsvir etmək olar. Bu qüvvələrin fərqləndirici xüsusiyyətləri aşağıdakılardan ibarətdir.

1. Nüvə qüvvələri yaxından təsirə malikdir. Onların təsir radiusu 10^{-13} sm tərtibindədir. Bu məsafədən kiçik məsafələrdə, nuklonların qarşılıqlı cəzb olunması dəf olunma ilə əvəz olunur.
2. Güclü qarşılıqlı təsir nuklonların yükündən asılı deyil. İki proton, proton və neytron və iki neytron arasında təsir edən nüvə qüvvələri eyni qiymətə malikdir. Bu xassəyə, nüvə qüvvələrinin yükdən asılı olmaması xassəsi deyilir.
3. Nüvə qüvvələri nuklonların spinlərinin qarşılıqlı istiqamətindən asılıdır.
4. 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.
5. Nüvə qüvvələri doyma xassəsinə malikdirlər. Doyma, nuklonların sayının artması zamanı nüvədəki nuklonların xüsusi rabitə eneıjisinin artmadığı, sabit qaldığı halda müşahidə olunur. Bundan başqa, nüvə qüvvələrinin doymasını, həmçinin nüvə həcminin, onu yaradan, nuklonların sayı ilə mütənasib olması da göstərir.

48.Nüvə reaksiyaları

Atom nüvəsinin elementar hissəciklə yaxud yeni nüvənin yaranmasına səbəb olan başqa nüvə ilə(yaxud nüvələrlə) güclü qarşılıqlı təsir prosesinə **nüvə reaksiyası** 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 təsirindən ibarətdir.Qarşılıqlı təsir nəticəsində *b* yüngül hissəcik və *Y* nüvə yaranır

$$X + a \to Y + b\,.$$

Nüvə reaksiyası həm enejinin ayrılması və həm də udulması ilə gedə bilər. Ayrılan enerji miqdarına **reaksiya enerjisi** deyilir. O ilk və son nüvələrin kütlələri fərqi ilə (enerji vahidləri ilə ifadə edilmiş) təyin edilir.

Əgər yaranan nüvənin kütlələri cəmi ilkin nüvənin kütlələri cəmindən çoxdursa, reaksiya eneıjinin udulması ilə gedər və reaksiya enerjisi mənfı qiymət alar.

Nüvə reaksiyası ilk dəfə olaraq (1919) Rezerford tərəfındən aparılmışdır. Radioaktiv mənbə tərəfındən buraxılan, α-hissəcikləri ilə azotu şüalandıran zaman, azotun bəzi nüvəsi, bu zaman proton buraxaraq, oksigen nüvəsinə çevrilir. Bu reaksiyanın tənliyi aşağıdakı formada yazılır:

$${}_7N^{14} +_2 He^4 \to_8 O^{17} + p \quad \text{və ya} \quad {}^{14}_{7}N(\alpha, P)^{17}_{8}O$$

Rezerford, atom nüvəsinin bölünməsi üçün təbii mərmidən -α- hissəciklərindən istifadə etmişdir. Rezerford α-hissəciyinin mənbəyi kimi radioaktiv ${}_{34}P_0^{214}$ elementindən istifadə etmişdir. Bu elementdən uçan zərrəciyin enerjisi 7.5 MeV-a yaxın olur. Süni yolla sürətləndirilmiş hissəciklər hesabına yaranan, ilk nüvə reaksiyası, Kokroft və Uolton tərəfındən aparılmışdır (1932). Onlar protonları 0.8 MeV eneıjisinə qədər sürətləndirərək aşağıdakı reaksiyanı aparmışlar:

$${}^{7}_{3}Li(P, a)_2 He$$

Neytronların yaratdığı reaksiya daha çox məna kəsb edir. Yüklü hissəciklərdən fərqli olaraq (p, *d*, *a*), neytronlar kulon dəfolunma qüvvəsinə məruz qalaraq, nəticədə həddən artıq az enerjiyə malik olaraq, onlar nüvəyə (daxil) nüfuz edə bilirlər.

Nüvənin bölünməsi. Zəncirvarı reaksiya

Neytronlarla aparılan nüvə reaksiyalarını öyrənərkən müəyyən edilmişdir ki, uran Mendeleyev cədvəlinin ortalarında yerləşən iki nüvəyə parçalanır. Bu nüvələr qəlpələr adlanır. Uranın xüsusi rabitə enerjisi 7,6MeV, qəlpələrin xüsusi rabitə enerjisi 8,5MeV olduğundan bu bölünmə zamanı

$$\Delta E = A(8.5 - 7.6) = 0.9 \cdot 236 \cong 210 MeV$$

enerji ayrılmalıdır. Bu o deməkdir ki, 1 q uranda olan nüvələr bölünərsə $8 \cdot 10^{10}$C enerji ayrılir. Buradan görünür ki, uran bölünərkən böyük enerji ayrılmalıdır. Ayrılan enerjinin əsas hissəsi qəlpələrin kinetik enerjisindən ibarət olur. Qəlpələrin enerjilərinin nisbəti onların kütlələrinin nisbəti kimi hesablana bilər. Bu hesablamadan alınır ki, qəlpələrin kinetik enerjilərinin nisbəti 1,45–3-ə bərabərdir.

Uranın bölünməsi zamanı yaranan qəlpələr artıq neytronlarını bilavasitə və ya β-parçalanma yolu ilə buraxırlar. Əksər neytronlar ani olaraq çıxırlar, 1%-ə yaxın neytronlar gecikirlər. Müəyyən edilmişdir ki, hər bölünmə aktında çıxan neytronların orta sayı 2,5-ə bərabərdir, yəni hər bölünmədə 2 və ya 3 neytron çıxır. Neytronların enerjisi 1÷2MeV tərtibində olur. Bu neytronlar yenidən uran nüvəsinin üzərinə düşərsə nüvənin bölünməsi yaranacaqdır. Bölünmənin yaranması üçün ${}^{235}_{92}U$ nüvəsinin aktivləşmə enerjisi 6,5 MeV ${}^{238}_{92}U$ nüvəsininki isə 7,1 MeV olmalıdır. Bu nüvələr ${}^{235}_{92}U \rightarrow {}^{236}_{92}U$, ${}^{238}_{92}U \rightarrow {}^{239}_{92}U$ neytron udduqda çevrilir və onlarda neytronların xüsusi rabitə enerjisi uyğun olaraq 6,8 MeV və 5,5 MeV olur. ${}^{236}_{92}U$-da neytron və protonların sayı cüt olur, enerjisi artır, ${}^{239}_{92}U$-da isə təkləşdiyi üçün azalır. Onda ${}^{235}_{92}U$ nüvəsi onun üzərinə düşən neytronun enerjisindən asılı olmayaraq bölünəcək, ${}^{239}_{92}U$ nüvəsinin isə bölünməsi üçün onun üzərinə düşən neytronun enerjisi (7,1-5,5)=1,6 MeV olmalıdır. Bu enerjiyə sürətli neytronlar malik olur.

1938-ci ildə alman alimləri O.Han və F.Ştrasman müəyyən etmişlər ki, uran elementini neytronlarla şüalandırdıqda barium və lantan elementləri yaranır. Bu hadisənin izahı alman alimləri O.Frişem və L.Meytner tərəfindən verilmişdir. Onların fıkrincə, uran nüvəsi neytron olaraq, bölünmə qəlpələri adlanan, təqribən iki bərabər hissəyə bölünür. Sonrakı tədqiqatlar göstərir ki, bölünmə müxtəlif yollarla baş verə bilər.Cəmisi 80-a yaxın 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. Əksər neytronlar ani olaraq buraxılır ($\sim 10^{-4}$ s, az müddətdə), gecikmiş neytronlar adlanan neytronlar isə 0.05 saniyədən 1 dəqiqəyə qədər gecikmə ilə buraxılır. Orta hesabla hər bir bölünmə aktına 2.5 ayrılmış neytron düşür. 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. Deyilənləri misalla izah edək.

$$ {}^{235}_{92}U + n \rightarrow {}^{140}_{35}Cs + {}^{94}_{37}Rb + 2n $$

Sezium və rubidium – qəlpələrinin bölünməsi – aşağıdakı çevrilməyə məruz qalırlar:

$$ {}^{140}_{35}Cs + {}^{140}_{56}Ba \rightarrow {}^{140}_{37}La \rightarrow {}^{140}_{38}Ce $$

$$ {}^{94}_{37}Rb \rightarrow {}^{94}_{38}Sr \rightarrow {}^{94}_{39}Y \rightarrow {}^{94}_{40}Zr $$

Yekun məhsul – serium 140_{Ce} və sirkonum 94_{Zr} – sabit elmentlərdir.

Termonüvə reaksiyası

Çox yüksək temperaturda yüngül nüvələrin sintezi ilə gedən reaksiya termonüvə reaksiyası adlanır. Hidrogen nüvəsinin və onun izotoplarının xüsusi rabitə enerjisi helium nüvəsinin xüsusi rabitə enerjisindən az olduğundan onların sintezi zamanı böyük enerji ayrılır. Məsələn, deyterium və tritiumun sintezi zamanı helium nüvəsi və neytron yaranır, 17,6 MeV enerji çıxır ${}^{2}_{1}H + {}^{3}_{1}H \rightarrow {}^{4}_{2}He + {}^{1}_{0}e +$ 1,6 MeV.

Buradan görünür ki, hər nuklonun payına ayrılan enerji təqribən 3,5MeV 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 enerjidən təqribən 4 dəfə çoxdur. Ona görə də termonüvə reaksiyası enerji əldə etmək baxımından daha sərfəlidir. Ulduzların tükənməz enerjisi bu reaksiyanın hesabınadır.

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 gedən termonüvə reaksiyalarından biri aşağıdakı sxem üzrə baş verir:

$${}_1^1H + {}_1^1H \to {}_1^1He + {}_0^1e + \nu$$

$${}_1^2H + {}_1^1H \to {}_2^3He + \gamma$$

$${}_2^3He + {}_2^2He \to {}_2^4H + 2{}_1^1H$$

Reaksiya bu mərhələlərdə davam edir. Reaksiyanın ikinci mərhələsində ayrılan enerji γ-şüaları şəklində yayılır. Birinci mərhələdə yaranmış pozitron elektronla rastlaşaraq anniqilyasiya edir (zərrəcik

49.Radioaktivlik. Radioaktiv çevrilmə qanunları. α- və β-parçalanma.

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 təsadüfı 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 parçalanan nüvələrin sayı d*N*, həmin anda parçalanmayan nüvələrin sayı isə N-dir.

$$N = N_0 e^{-\lambda t}$$

Burada N_0-ilkin nüvələrin *t*=0, N isə *t* anındakı sayıdır. Aldığımız ifadə radioaktiv **parçalanma qanunu** adlanır. Radioaktiv parçalanma qanunundan *t* müddətdə parçalanan nüvələrin sayı üçün aşağıdakı ifadə alınır:

$$N_0 - N = N_0(1 - e^{-\lambda t})$$

Nüvələrin sayı kifayət qədər çox olduqda λN hasili radioaktiv şüalanmanın intensivliyini xarakterizə edir. Ona görə də λN hasili radioaktiv maddənin aktivliyi adlanır. BS-də onun ölçü vahidi 1 Bekkerel (Bk) adlanır. Hər saniyədə bir parçalanma aktı verən radioaktiv maddənin aktivliyi 1 Bk adlanır. 1 Bk=l parç./san. Praktikada bundan on dəfələrlə böyük olan vahidlərdən istifadə edilir: 1 terabekkerel (TBk)=10^{12} Bk, 1 eksabekkerel (EBk)=10^{18} Bk və s.

Radioaktiv parçalanma zamanı üç növ şüalanma baş verir. Bunlar α(alfa) və β(beta) zərrəciklər, eləcə də γ(qamma) kvantlardır. Buna uyğun olaraq üç növ – α,β və γ radioaktivlikdən danışırlar. 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.

Alfa-parçalanma

α-zərrəcikləri sürətlə hərəkət edən helium nüvələri (${}_2He^4$) selidir. 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. İlkin nüvə "ana" nüvə, parçalanma nəticəsində yaranan nüvə isə "bala" nüvə adlanır. Parçalanma sxemi aşağıdakı şəkildə yazılır:

$${}_Z X^A \to {}_{Z-2}Y^{A-4} + {}_2He^4 \qquad (14.5)$$

Burada *X* ana, *Y* isə bala nüvənin simvoludur.

Alfa-parçalanmanın başverməsi üçün o enerji baxımından sərfəli olmalıdır: hər bir parçalanma aktında ana nüvədən uçan α-zərrəciyin kinetik enerjisi şəklində enerjinin ayrılması üçün ana nüvənin kütləsi α-zərrəcik ilə bala nüvənin kütlələri cəmindən çox olmalıdır. Əks halda α-zərrəcik nüvəni tərk etməz. Bu o deməkdir ki, α-zərrəcik ilə bala nüvənin xüsusu rabitə enerjilərinin cəmi, ana nüvənin xüsusi rabitə enerjisindən çox olmalıdır. α-zərrəciyin rabitə enerjisi 28 MeV olduğundan onun xüsusi rabitə enerjisi 7 MeV-a bərabərdir. Ona görə də yalnız o nüvələr α-parçalanma verə bilər ki, onların xüsusi rabitə enerjiləri 7 MeV-dan çox deyildir. Göründüyü kimi, belə şərt yalnız ağır nüvələr üçün ödənilir. Təcrübə göstırir ki, α-parçalanmaya yalnız Z ≥ 82 olan ağır nüvələr məruz qala bilir. α-aktiv nüvələrin ən yüngülü $_{82}Pb^{204}$ izotopudur: $_{82}Pb^{204} \rightarrow {}_{80}Hg^{200} + {}_{2}He^{4}$.

Hazırda 200-dən çox alfa-aktiv nüvə məlumdur. Bunların çoxu süni yolla əldə edilmiş nüvələrdir.

Beta-parçalanma

Bu parçalanmanın üç növü mövcuddur: birinci növ parçalanma nüvədən sürətli elektronların, digər növ parçalanma isə pozitronların (antielektronların) ayrılması ilə əlaqədardır. Üçüncü növ beta-parçalanma atomun elektron örtüyündən (K, L və ya M təbəqələrinin birindən) nüvənin elektron zəbt etməsi ilə əlaqədardır.

Beta-parçalanmanın bu növlərini ayrı-ayrılıqda nəzərdən keçirək.

1. Beta-elektron parçalanma aşağıdakı sxem üzrə gedir:

$$_{Z}X^{A} \rightarrow {}_{z+1}Y^{A} + {}_{-1}e^{0} + \tilde{\nu}$$

Göründüyü 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-aktiv nüvəyə tretium nüvəsi ($_1H^3$) misal ola bilər. Parçalanma nəticəsində tretium nüvəsi heliumun $_2He^3$ izotopunun nüvəsinə çevrilir:

$$_{1}He^{3} \rightarrow {}_{2}He^{3} + {}_{-1}e^{0} + \tilde{\nu}$$

2. Beta-pozitron parçalanmasında ana nüvədən pozitronun və neytronun şüalanması nəticəsində o yük ədədi ondan bir vahid kiçik olan nüvəyə çevrilir:

$$_{Z}X^{A} \rightarrow {}_{Z-1}Y^{A} + {}_{+1}e^{0} + \tilde{\nu}$$

Pozitron şüalanması verən beta-aktiv elementə oksigenin $_8O^{14}$ izotopu misal ola bilər:

$$_{8}O^{16} \rightarrow {}_{7}N^{14} + {}_{-1}e^{0} + \tilde{\nu}$$

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:

$$p + {}_{+1}e^{0} \rightarrow n + \nu$$

Əgər bu prosesdə nüvə həyəcanlanmışsa, o γ-foton buraxaraq daha aşağı səviyyəyə keçir:

$$_{Z}X^{A} + {}_{-1}e^{0} \rightarrow {}_{Z-1}Y^{A} + \nu$$

Elektronun təbəqədə boş qalan yerinə daha yuxarı enerji səviyyəsindən elektron keçir və bu proses rentgen şüalanması ilə bitir.

Beta-zəbt parçalanmya kaliumun arqona və ya beriliumun litiuma çevrilməsi prosesləri misal ola bilər:

50.Rentgen şüalarının difraksiyası

1895-ъи илдя алман алими В.Рентэен дальа узунлуьу $10^{-4} \div 10^{3}$ Å ($10^{-14} \div 10^{-7} m$) олмагла електромагнит дальалары шкаласында ултрабянювшяйи шцаларла γ-шцалар аралыьында мювге тутан шцаланманы кяшв етмишдир. *Рентэен шцалары* адланан бу шцаларын кяшфиня эюря алим физика цзря илк Нобел мцкафатына лайиг эюрцлмцшдцр.

Дальа узунлуъуна эюря $\lambda > 2$Å ($2 \cdot 10^{-10} m$) ***йумшаг***, $\lambda < 2$Å ися ***сярт*** рентэен шцалары адландырылырлар.

Рентэен шцалары ясасян йцксяк сцрятля щярякят едян йцклц зярряъиклярин тормозланмасы вя йа онларын маддя иля гаршылыглы тясири нятиъясиндя ямяля эялирляр. Беля рентэен шцалары хцсуси рентэен боруларында алыныр. Радиоактив изотоплар да бир сыра щалларда сярт рентэен шцаларынын мянбяйи ола билярляр. Сонунъу щалда шцаланма интенсивлийи рентэен боруларына нисбятян хейли кичик олур. Беля шцаларын тябии мянбяйи кими Эцняши вя башга космик обйектляри эюстярмяк олар.

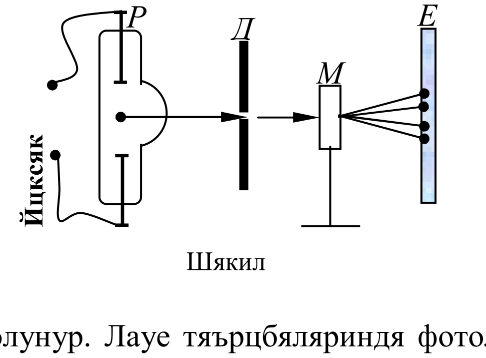
Рентэен шцаларынын спектри (интенсивлийин дальа узунлуъундан асылылыьы) *кясилмяз* вя *золаглы* (дискрет) ола биляр. Кясилмяз сректря малик Рентэен шцалары йцклц зярряъиклярин щяр щансы васитя иля тормозланмасы просесиндя бурахылыр. Беля шцаларын тезлийинин ян бюйцк ν_0 (дальа узунлуьунун ян кичик $\lambda_0 = c/\nu_0$ -*с* ишыьын вакуумда сцрятидир) гиймяти тормозланан зярряъийин кинетик енержиси иля тяйин олунур. Яэяр електронларын сцрятлянмяси *V* эярэинлийиндя баш верирся, онун малик олдуьу кинетик енержи $E_k = eV$, тормозланма заманы бурахылан рентэен шцасынын тезлийи ися

$$\nu_0 = \frac{eV}{h} \qquad (17.116)$$

кими тяйин олунар. Бурада h - Планк сабитидир ($h = 6{,}63 \cdot 10^{-3} C \cdot san$). Бу цсулла алынан шцарын спектриндя ν_0-дан кичик (λ_0-дан бюйцк) бцтцн тезликляря малик рентэен шцалары мювъуд олур вя буна эюря беля спектрляр **кясилмяз** (*бцтюв*) олур.

Zolaqlı (*diskret*) rentgen spektrləri materialı (*ağır elementləri*) sürətli zərrəciklərlə bombaladıqda nüvəyə yaxın elektron təbəqələrinin həyəcanlaşması nəticəsində yaranır. Zolaqlı spektrə malik rentgen şüaları yaratmaq üçün yüklü zərrəciklərin enerjisi materialdan xaric olunan şüa enerjisindən dəfələrlə böyük olmalıdır.

Билдийимиз кими, дифраксийа мянзярясинин ян йахшы мцшащидяси дифраксийа гяфяси периодунун ишыьын дальа узунлуьу тяртибиндя олмасы шяраитиндя реаллашыр. Кристал ъисимлярин гяфясиндя атомлар арасында мясафя рентэен шцаларынын дальа узунлуьу иля уйьунлуг тяшкил едир. Гяфясин дцйцнляриндя йерляшян атомлар гейри шяффаф, онлар арасындакы фяза ися шяффаф олмагла периодик тякрарланыр вя беля обйект рентэен шцалары цчцн дифраксийа гяфяси ролуну ойнайа биляр. Илк дяфя 1912-ъи илдя Лауе гяфяс сабити $10^{-10} m$ олан кристал гурулуша малик ъисимлярдян рентэен шцаларынын дифраксийасыны мцшащидя етмишдир. Лауе тяърцбяляринин принсипиал схеми шякил 17.32-дя тясвир олунмушдур. Рентэен борусунда йцклц зярряъиклярин тормозланмасы васитяси иля алынан бцтюв спектря малик рентэен шцалары *D* диафрагмасы васитяси иля паралел дястя шяклиня салынараг *M* монокристалыны щяйяъанлашдырыр. *E* екранында йерляшян фотолювщядя нцмунядян кечян (вя йа якс олунан) шцаларын дифраксийа вя йа интерференсийасы гейд олунур.



Шякил

Лауе тяърцбяляриндя фотолювщядя низамлы дцзцлцшя малик нюгтяляр ъохлуъу ашкарланмышдыр. Алынан шякля *Лауграм* дейилир. Лауграмын тядгигиндян дифраксийа верян обйектин, монокристал олмасы, онун тякмиллийи, гяфяс сабити вя елементар кристал гяфясинин нювц тяйин олуна биляр. Бу ясасда тядгигат

Шякил 17.33

апаран сащя ***кристаллографийа*** адланыр.

Тутаг ки, дальа узунлуьу λ олан монохроматик рентэен шщалары гяфясдяки атомлары гара даиряляр кими тясвир олунан кристалдан сяпилирляр (шякил 17.33). Атомлар арасындакы мясафя d олдугда мцхтялиф гатлардан якс олунан 1 вя 2 шщалары кощерент олдугларындан, интерференсийа едя билярляр. Буна эюря дя мцяййян истигамятляр цзря бу шщаларын бир-бирини гаршылыглы эцъляндирмяси вя зяифлятмяси мцмкцндцр. 1 вя 2 шщалары арасында йоллар фярги шякля эюря

$$\Delta = AO + OB \qquad (17.117)$$

кими тяйин олунар. Дцшмя буъаьыны 90°-йя тамамлайан θ буъаьындан (буна *сцрцшмя буъаьы* дейилир) истифадя едяряк йоллар фяргини щесаблайаг:

$$AO = OB = OO_1 \sin\theta = d\sin\theta \Rightarrow \Delta = 2d\sin\theta \qquad (17.118\ )$$

Интерференсийа нятиъясиндя о дальалар бир-бирини эцъляндиряряк фотолювщядя тутгун нюгтяляр веряъяк ки, йоллар фярги максимумлуг шяртини

$$2d\sin\theta = m\lambda\ ;\ m = 0;\pm1;\pm2;\ldots \qquad (119)$$

ödəsin. Bu ifadə ***Vulf-Breqq şərti*** adlanır. Məsələn, atomları arasında məsafə $d = 3{,}029$ Å olan *kalsit* kristalında $\lambda = 1{,}54$ Å dalğa uzunluğuna malik rentgen şüalarında 1-ci tərtib maksimum ($m = 1$) sürüşmə bucağının $\theta = 14^\circ 10'$ qiymətində müşahidə olunur.

Vulf-Breqq şərtində maksimum işıqlanmaya uyğun nöqtələr çoxluğu iki kəmiyyətdən - mühitin qəfəs sabiti d-dən və rentgen şüalarının λ dalğa uzunluğundan asılıdır. Bu parametrlərdən birinin məlum olması şəraitində digərini (17.119) ifadəsi əsasında təyin etmək mümkündür. Beləliklə, rentgen şüalarının difraksiyasının öyrənilməsi iki istiqamətdə aparılır:

Məlum dalğa uzunluğuna malik rentgen şüalarından istifadə etməklə difraksiya mənzərəsi əsasında materialın naməlum d qəfəs sabiti təyin olunur. Belə tədqiqatlar ***rentgen-struktur təhlil*** adlanır və elmi işlərdə geniş istifadə olunur.

Kristal quruluşu və qəfəs sabiti d məlum olan materialdan alınan rentgen şüalarının difraksiyasının m tərtibinə və θ bucağının qiymətinə görə (17.119) ifadəsindən rentgen şüalarının dalğa uzunluğu təyin olunur. Bu tədqiqatlar ***rentgen spektroskopiyası*** adlanır.