

Fizika-2 fənnindən kollokvium

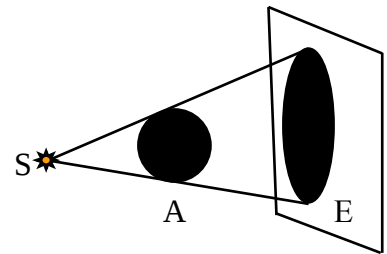
suallarının cavabları.

1. Optikanın əsas qanunları: işığın düz xətti yayılması qanunu. İşıq dəstələrinin qeyri-asılılıq qanunu.

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

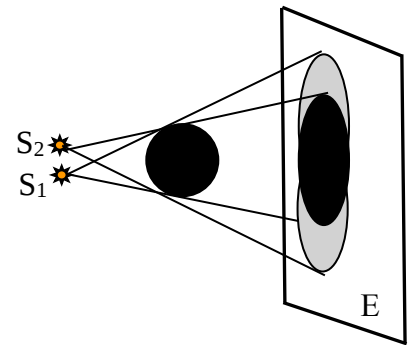
İşığın düz xətt boyunca yayılması qanunu.

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 bir cins 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. Işığın difraksiyası hadisəsində bu barədə ətraflı şərh veriləcək.



Şəkil 25.1,b

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** də adlanır. Misal üçün, fotoaparatin 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.

2. Işığın qayıtma qanunu. Işığın sınma qanunu.

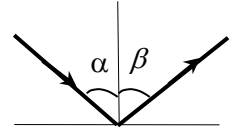
İşığın qayıtma qanunu.

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 qaydır. Işığın qayıtma qanunu aşağıdakı kimi ifadə olunur:

a) *düşən şüa, qayıdan şüa və düşmə nöqtəsində güzgü səthə (qaytarıcı səthə) endirilmiş perpendikulyar bir müstəvi üzərindədir.*

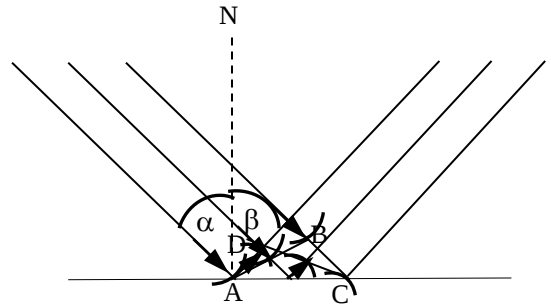
b) *qayıtma bucağı - β və düşmə bucağı - α bir – birinə bərabərdir.* (şəkil 25. 2)

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



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 axırncı 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 axırncı 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 üçbucaqlarının bərabərliyindən $\alpha = \beta$ yazmaq olar. Bu isə qayıtma qanununun riyazi ifadəsidir, (şəkil 25.3)



Şəkil 25.3

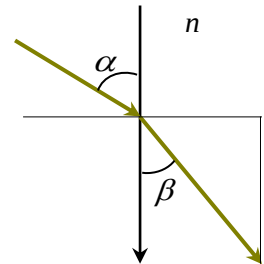
İşığın sınma qanunu.

Sınma qanunun dəqiq tərif, 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.)

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



Şəkil25.4

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.**

$$n = \frac{c}{v} \quad (25.3)$$

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

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

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

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

düşən və sınan şüalar qarşılıqlı çevrilmə xassəsinə malikdir.

Sındırma əmsalı nisbətən böyük olan mühit **optik sıx mühit**, əksinə, sındırma əmsalı nisbətən kiçik olan mühit isə **optik seyrək mühit** adlanır.

3. Tam daxili qayıtma.

Yuxarıda qeyd etdik ki, işıq şüası optik seyrək mühitdən optik sıx mühitə keçdikdə sınan şüa normala yaxınlaşır. Düşən və sınan işıq şüalarının qarşılıqlı çevrilmə xassəsinə görə əksinə, işıq şüaları optik sıx mühitdən optik seyrək mühitə keçdikdə isə sınan şüa normaldan uzaqlaşır.

Bu halı nəzərdən keçirək. Şərtə görə $n_1 > n_2$ və $\alpha < \beta$ (şəkil 25.7)

Göründüyü kimi düşmə bucağı (α) böyüdükcə sınma bucağı (β) da böyüyür. Bu zaman düşmə bucağının elə bir qiyməti olur ki, bu halda sınma bucağı $\beta = \frac{\pi}{2}$ olur, başqa sözlə desək sınan şüa iki mühit ayıran sərhəd boyu sürüşür. Düşmə bucağının bu qiymətinə limit bucağı (α_2) deyilir. Sınma qanunun riyazi ifadəsinə görə $\left(\sin \frac{\pi}{2} = 1 \right)$

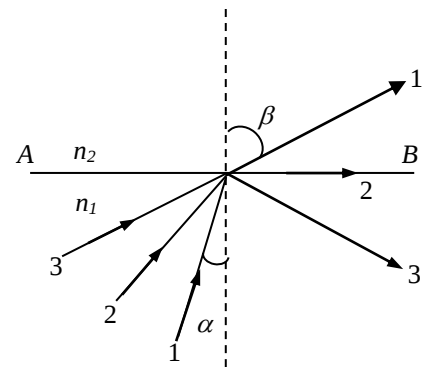
$$\sin \alpha_l = \frac{n_1}{n_2} \quad (25.10)$$

yazmaq olar. Buradan

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

alınar.

Düşmə bucağının limit bucağından böyük qiymətlərində (şəkil 25.7) düşən şüa tamamilə birinci mühitdə qayıdar. Bu hadisə tam daxili qayıtma hadisəsi adlanır.



Şəkil 25.7

Suyun altında yuxarı baxan adam göy üzünü dairəvi ləkə şəklində görür. Havanın sındırma əmsalı praktiki olaraq $n_1 = 1$, suyun sındırma əmsalı isə $n_2 = 1,33$ olduğundan düşmə bucağının limit qiyməti üçün $\alpha_l \approx 49^\circ$ alınır. Aralanma bucağı 49° olan konusdan kənarda havadan gələn şüalar suda yayılır.

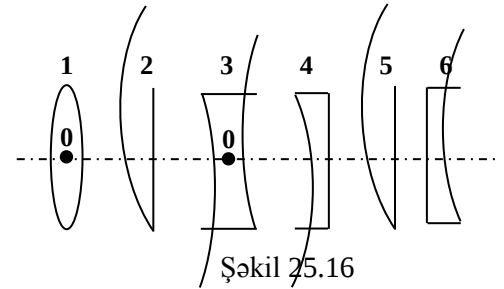
Tam daxili qayıtma hadisəsinə əsaslanaraq üçüzlü prizmalardan şüaların yolunun döndürülməsində (və ya çevrilməsində) geniş istifadə olunur.

4. Linzalar, onların növləri. Toplayıcı və səpici linzalar

İşığın yayılma qanunlarının işıq şüaları haqqındakı təsəvvürlər əsasında baxıldığı optika bölməsinə, ***həndəsi optika*** deyilir. Işıq şüaları dedikdə, işıq enerji selinin yayıldığı, dalğa səthinə normal (perpendikulyar) xətt başa düşülür. Həndəsi optika, optik sistemlərdə xəyalın qurulmasında yaxşı metod olaraq qalmaqla, onlardan işığın keçməsilə əlaqədar olan, əsas hadisələrin araşdırılmasına imkan verir və buna görə də optik cihazların nəzəriyyəsinin əsasını təşkil edir.

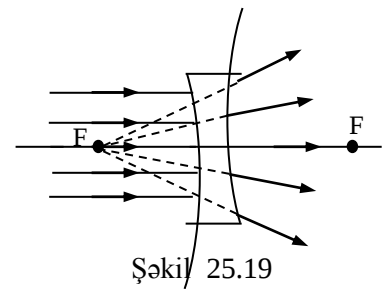
Linzalar, iki səthlə hüdudlanmış (onlardan biri adətən sferik, bəzən silindrik, ikinci isə sferik – yaxud müstəvi), işıq şüasını əks etdirən, əşyaların optik xəyallarını formalaşdırmaq qabiliyyətinə malik olan, şəffaf cisimlərdən ibarətdir. Linzalar üçün material olaraq, şüşədən, kvarsdan, kristallardan, plastmasdan və s. istifadə olunur. Xarici formalarına görə linzalar aşağıdakı qruplara bölünür (şəkil 25.16):

1. *ikitərəfi qabarıq*,
2. *müstəvi qabarıq*,
3. *ikitərəfi çökük*,
4. *müstəvi çökük*,
5. *qabarıq çökük*,
6. *çökük qabarıq*



Linzalar optik xassə-lərinə görə ***toplayıcı*** və ***səpici*** olur.

Müsbət optik qüvvəli linzalar ***toplayıcı***, mənfi optik qüvvəli linzalar isə ***səpici*** olur. Linzanın baş optik oxuna perpendikulyar olaraq onun fokusundan keçən, müstəviyə ***fokal müstəvi*** deyilir. Toplayıcı linzadan fərqli olaraq səpici linza xəyali foksda, Xəyali – mövhümi foksda, (sındıqdan sonra) səpici linzanın baş optik oxuna paralel düşən, mövhümi şüaların uzantıları kəsişirlər (şəkil 25.19).

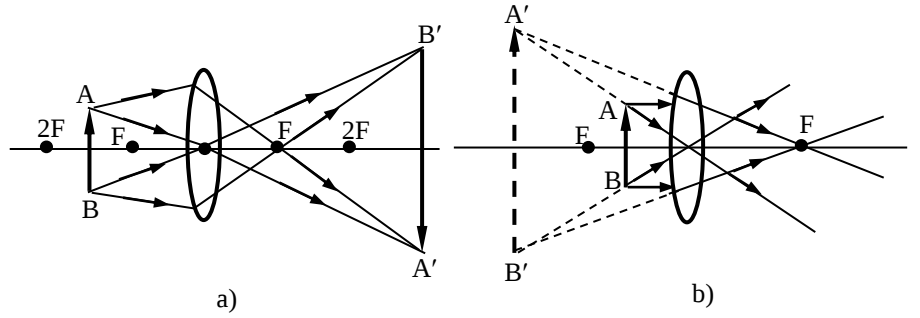


(25.33) ifadəsinə əsasən, linza düsturunu (25.32) aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}$$

Qeyd edək ki, səpici linzalar üçün f və b məsafələrini mənfi hesab etmək lazımdır.

Linzalarda xəyalın qurulması aşağıdakı şüaların köməyiylə yerinə yetirilir:

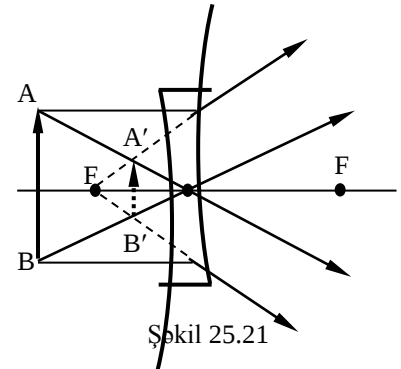


Şəkil 25.20

1. linzanın optik mərkəzindən keçən və öz istiqamətini dəyişməyən şüadan
2. baş optik oxla paralel gedən; linzadan sındıqdan sonra linzanın ikinci foksundan keçən, şüadan
3. linzanın birinci foksundan keçən; linzadan sındıqdan sonra linzanın baş optik oxuna paralel çıxan, şüadan yaxud onun uzantısından

Misal üçün toplayıcı (şəkil 25.20) və səpici (şəkil 25.21) linzalarda xəyalların qurulması verilmişdir; şəkil 25.20, a həqiqi və şəkil 25.20, b mövhumi xəyaldır.

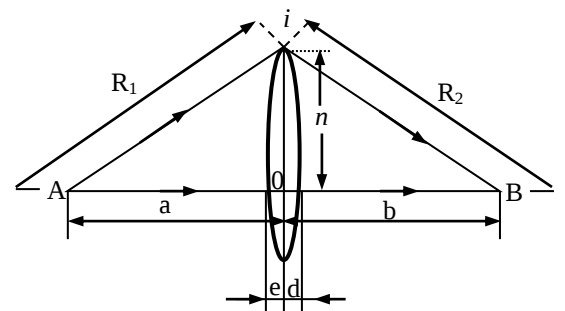
Xəyalların və cisimlərin - əşyaların xətti ölçülərinin nisbətində linzanın **xətti böyütməsi** deyilir. Xətti böyütmənin mənfi qiyməti həqiqi xəyalə (o tərsinə çevrilmişdir), müsbət qiyməti isə mövhumi xəyalə (o düzündür) uyğun gəlir. Toplayıcı və səpici linzaların kombinasiyası, müxtəlif elmi və texniki məsələlərin həlli üçün istifadə olunan, optik cihazlarda tətbiq olunur.



Şəkil 25.21

5. Naziklinza düsturu.

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 radiusları eyni olan ikitərəfi qabarıq və ikitərəfi çökük linzalar üçün doğrudur; müstəvi qabarıq və müstəvi çökük linzalar üçün O optik mərkəzi baş optik oxla sferik səthlərin kəsişməsində yerləşir).



Şəkil 25.17

Nazik linzanın düsturunu, yəni linzaların səthlərinin R_1 və R_2 əyrilik radiuslarını linzadan cismə - əşyaya və onun təsvirinə qədər olan uyğun a və b məsafələri ilə əlaqələndirən mütənasibliyi çıxarmaq üçün Ferma prinsipindən istifadə edək:

A və B nöqtələrini birləşdirən AOB və linzanın kənarından keçən ACB şüalarına baxaq (şəkil 25.17).

İşıq şüasının AOB və AOC boyunca keçməsinin zaman bərabərliyi şərtindən istifadə edərək, işıq şüasının AOB boyunca keçmə zamanı üçün alırıq:

$$t_1 = \frac{a + N(e + d) + b}{c}$$

Burada, $N = n/n_1$ – nisbi sındırma əmsalındır (n və n_1 – uyğun olaraq linzanın və ətraf mühitin mütləq sındırma əmsallarıdır). İşıq şüasının ACB boyunca keçmə zamanı aşağıdakı kimi olar.

$$t_2 = \frac{\sqrt{(a + e)^2 + h^2} + \sqrt{(b + d)^2 + h^2}}{c}$$

$t_1 = t_2$ olduğundan, onda

$$a + N(e + d) + b = \sqrt{(a + e)^2 + h^2} + \sqrt{(b + d)^2 + h^2} \quad (25.30)$$

olar.

Optik oxla kiçik bucaq təşkil edən, paraksial şüalara baxaq. Qeyd edək ki, yalnız paraksial şüalar istifadə etdikdə stiqlatik təsvir alınır, yəni A nöqtəsindən çıxan şüa dəstəsinin bütün şüaları, optik oxu eyni bir B nöqtəsində kəsirlər. Onda, $h \ll (a + e)$, $h \ll (b + d)$ nəzərə alsaq,

$$\begin{aligned} \sqrt{(a + e)^2 + h^2} &= (a + e) \sqrt{1 + \frac{h^2}{(a + e)^2}} = \\ &= (a + e) \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{h}{a + e} \right)^2 \right] = a + e + \frac{h^2}{2(a + e)} \end{aligned}$$

olar.

Uyğun olaraq, yazı bilərik:

$$\sqrt{(b + d)^2 + h^2} = b + d + \frac{h^2}{2(b + d)}$$

Tapılmış bu ifadələri (25.3) – da nəzərə alsaq,

$$(N - 1)(e + d) = \frac{h^2}{2} \left(\frac{1}{a + e} + \frac{1}{b + d} \right) \quad (25.31)$$

Nazik linzalar üçün $e \ll a$ və $d \ll b$ olduğundan (25.31) ifadəsini aşağıdakı formada yazmaq olar:

$$(N - 1)(e + d) = \frac{h^2}{2} \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right)$$

$$e = R_2 - \sqrt{R_2^2 - h} = R_2 - R_2 \sqrt{1 - h^2/R_2^2} = R_2 - R_2 \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{h}{R_2} \right)^2 \right] = \frac{h^2}{(2R_2)}$$

və uyğun olaraq $d = \frac{h^2}{(2R_1)}$ olduğunu nəzərə alsaq,

$$(N-1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) = \frac{1}{a} + \frac{1}{b} \quad (25.32)$$

olar.

(25.32) ifadəsinə nazik linzanın düsturu deyilir. Qabarıq səthli linzanın ayrılık radiusu müsbət, çökük səthli linzanın ayrılık radiusu isə mənfi hesab edilir.

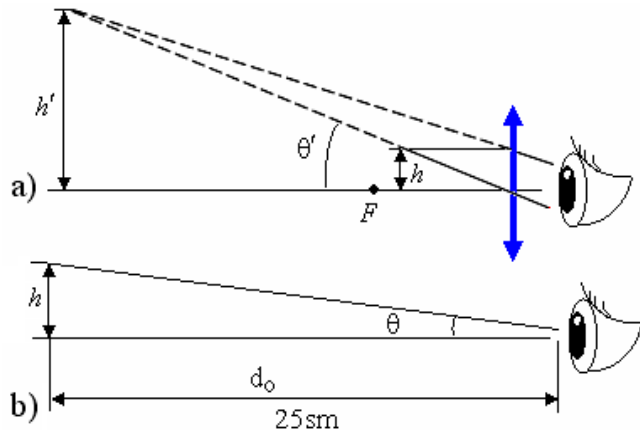
6. Optik cihazlar: lupa, mikroskop

Bu cihazların rolu gözün tor təbəqəsində ölçüləri kiçik olan, yaxın və uzaq cisimlərin böyüdülmüş xəyalını verməkdir. Gözün dəqiq fokuslamayı təmin etdiyi ən yaxın məsafə **ən yaxşı görmə məsafəsi** adlanır. Müxtəlif insanlarda bu məsafə müxtəlifdir və orta hesabla 25 sm təşkil edir. Gözün aydın fokuslamayı təmin etdiyi ən uzaq məsafə **görmə həddi** adlanır və göz əzələlərinin tam boşalma halına uyğun gəlir. Normal göz üçün bu məsafə çox böyükdür və o sonsuz hesab olunur. Əslində xəyalın ölçüləri cismin hansı bucaq altında görünməsindən asılıdır (şəkil 25.22).

Optik cihazlar çoxsaylı və cürbəcür olmaqla elmin, texnikanın müxtəlif sahələrində və məişətdə tətbiq olunur. Optik cihazların quruluşu və onların iş prinsipi həndəsi optika qanunlarına əsaslanır. Vizual optik cihazlar gözə əlavə kimi tətbiq olunur və bir çox hallarda onlardan istifadə etməkdə məqsəd ayırdetmə qüvvəsini artırmaqdan ibarətdir. Onlardan bir neçəsi ilə bir qədər yaxından tanış olaq.

Lupa ən sadə vizual optik cihazlardan biridir və o, cismi gözə yaxınlaşdırmağa və onu böyük bucaq altında görməyə imkan verir. Lupaya linzanın nöqsanlarından azad olmuş linzalar sistemi kimi baxmaq olar.

Lupadan istifadə etdikdə toplayıcı linza gözdən ən azı 25 sm məsafədə olan mövhumu xəyal yaradır ki, göz də həmin xəyal-la fokuslanmış olur. Əgər göz əzələləri gəril-məmişsə, onda xəyal sonsuz uzaqlaşmış olur və bu zaman cisim fokusda yerləşir. Optik cihaz hesabına görmə bucağının artırılması **bucaq böyütməsi** adlanır:



Şəkil 25.22

$$G = \frac{\operatorname{tg} \theta'}{\operatorname{tg} \theta} = \frac{h'}{h} \quad (25.34)$$

Burada, θ' -cismi optik cihazla görmə bucağı (şəkil 25.22, a), θ - gözdən 25 sm məsafədə yerləşmiş olan cisim adi gözlə müşahidə etdikdə görmə bucağı (şəkil 25.22, b), h və h' isə - uyğun olaraq cismin və onun optik cihazla alınmış xəyalının xətti ölçüləridir.

(25.34)-də G -ni fokus məsafəsi ilə əlaqələndirmək olar. Fərz edək ki, linzanın verdiyi mövhumu xəyal ən yaxşı görmə məsafəsindədir, yəni, $d_i = -N$ ($N=25$ sm); $d_i = -25$ sm (şəkil 25.22, a).

Onda

$$\frac{1}{d_0} = \frac{1}{f} - \frac{1}{d_i} = \frac{1}{f} + \frac{1}{N} \quad (25.35)$$

$$d_0 = \frac{Nf}{f + N} \quad (25.36)$$

Yazmaq olar. (25.36)-dan görünür ki, $d_0 < f$, belə ki, $\frac{N}{f + N} < 1$. Kiçik bucaqlarda göz ən yaxşı görmə məsafəsinə fokuslandığına görə $\operatorname{tg} \theta' \approx \theta'$ və $\operatorname{tg} \theta \approx \theta$, onda

$$\theta' = \frac{h}{d_0} = \frac{(f + N)h}{Nf} \quad \text{və} \quad \theta = \frac{h}{N}$$

Buradan isə

$$G = \frac{\theta'}{\theta} = \frac{(f + N)h}{Nf} \cdot \left(\frac{N}{h} \right)$$

yaxud

$$G = 1 + \frac{N}{f} \quad (25.37)$$

(25.37) düsturu göz ən yaxşı görmə məsafəsinə fokuslandığında böyütməni hesablamağa imkan verir.

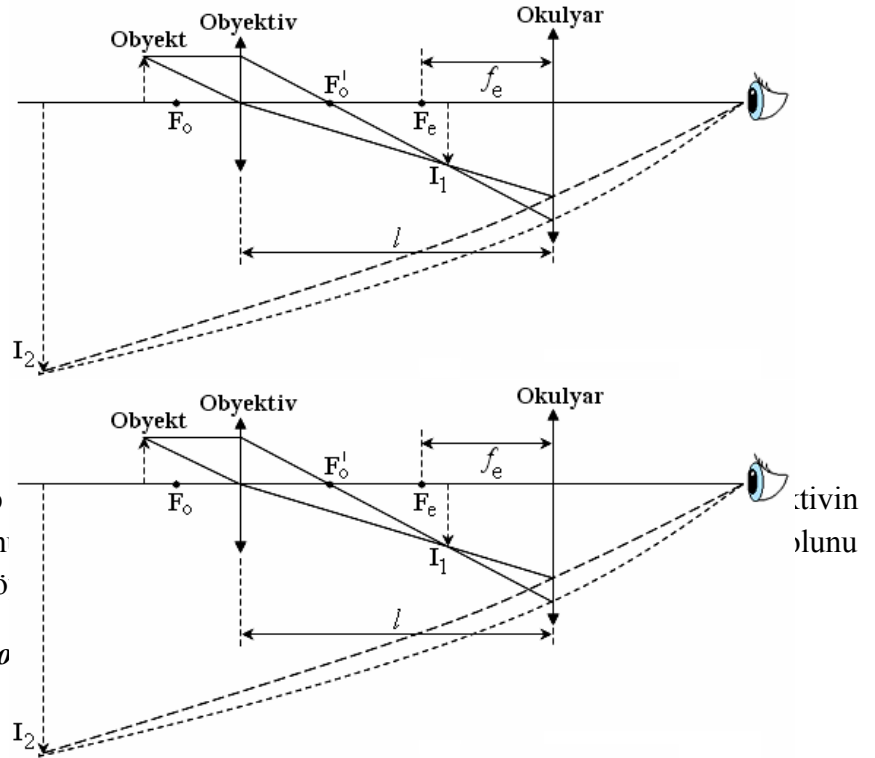
Əgər göz əzələləri gərilməmişsə (göz sonsuzluğa fokuslanıb) və lupadan istifadə ediriksə, onda xəyal sonsuz uzaqlaşmış olur, cisim isə dəqiq fokusda yerləşib. Bu halda $\theta' = \frac{h}{f}$ və

$$G = \frac{\theta'}{\theta} = \left(\frac{h}{f} \right) \cdot \left(\frac{N}{h} \right) = \frac{N}{f} \quad (25.38)$$

Göz sonsuzluğa akkomodasiya olduqda (fokuslandığında) böyütmə obyektiv kəmiyyətdir; digər akkomodasiyalarda böyütmə subyektivdir, lakin obyektiv böyütmədən az fərqlənir. Göründüyü kimi, linzanın fokus məsafəsi kiçik olduqca, böyütmə də böyük olur.

Mikroskop iki linza sistemindən ibarətdir. Sistemin hər birinə bir linza kimi baxmaq olar. Linzalardan biri qısa fokuslu **obyektiv**, digəri isə uzun fokuslu **okulyardır**. Müşahidə olunacaq cisim obyektiv qarşısında onun fokusu ilə ikiqat fokusu arasında yerləşdirilmişdir. Ona görə də obyektivin verdiyi xəyal böyüdülmüş və verdiyi I_1 xəyalı okulyarla on görür. Ona görə də I_2 xəyalı bö

Mikroskopun tam böyütməsi o



Şəkil 25.23-dən göründüyü kimi, $G = \frac{h_i}{h_o} = -\frac{d_i}{d_o}$ düsturundan istifadə etməklə obyektivin böyütməsi üçün

$$G_{ob} = \frac{d_i}{d_o} = \frac{l - f_e}{d_o} \quad (25.39)$$

alarıq. Bu düsturda mənfi işarəsi nəzərə alınmamışdır. Belə ki, o yalnız xəyalın çevrilmiş olduğunu göstərir. l - tubusun uzunluğuna bərabər linzalararası məsafədir. Okulyar sadə lupa kimi təsir göstərir. Əgər göz əzələləri gərilmisə, onda okulyarın buyütməsi üçün (2538)-dən istifadə etməklə

$$G_{ok} = \frac{N}{f_e} \quad (25.40)$$

almış olarıq. Onda, **mikroskopun ümumi böyütməsi**

$$G = G_{ob} \cdot G_{ok} = \left(\frac{N}{f_e} \right) \cdot \left(\frac{l - f_e}{d_o} \right) \approx \frac{Nl}{f_e f_o} \quad (25.41)$$

olar. Qeyd etmək lazımdır ki, (25.41) düsturu $f_e, f_o \ll l$; $l - f_e \approx l$ və $d_o \approx f_o$ olduqda, doğrudur.

Adətən mikroskopun obyektiv və okulyarları dəyişdirilə bilən şəkildə hazırlanır ki, bud a müxtəlif böyütmələr almağa imkan verir

7. Optik sistemlərin xətaları

Paraksial işıq şüalarından istifadə olunduqda sferik sınırın səth stigmatik xəyal verir. Bu cür məhdudiyyət optik sistemdə cismin xəyal ölçülərinin əsaslı surətdə kiçilməsinə gətirir. Digər

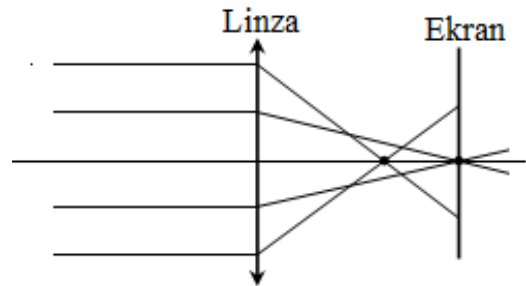
tərəfdən ensiz, dar işıq şüası xəyalın işıqlığının az olmasını şərtləndirir. Nəticədə isə praktikada optik oxla kifayət qədər böyük bucaq əmələ gətirən enli işıq şüalarından istifadə etmək lazım gəlir. Bu isə real optik sistemlərdə aberrasiyalara, yaxud xətalara səbəb olur. Aberrasiyalar isə öz növbəsində sistemin verdiyi optik xəyalın keyfiyyətinin aşağı olmasına gətirir. Müvafiq qaydada seçilmiş linzaların kombinasiyası yolu ilə aberrasiyaları aradan qaldırmaq olur.

Optik sistemlərin aşağıdakı aberrasiyalarını fərqləndirirlər:

Sferik aberrasiya. Linzanın kənarları onun orta hissəsinə nisbətən düşən şüaları daha çox sındırır. Nəticədə işıqlanan nöqtənin xəyalı yaygın ləkə şəklində alınır: bu xəta sferik aberrasiya adlanır (şəkil 25.25).

Toplayıcı (+) və səpici (-) linzaların müxtəlif sındırma əmsalına malik olması səbəbindən onları kombinə etməklə, demək olar ki, sferik aberrasiyanı tam aradan qaldırmaq olur.

Koma. Sistemin optik oxu üzərində yerləşmiş işıqlanan nöqtədən çıxan enli şüalar üçün sferik aberrasiya aradan qaldırılmış linzada adicəkilən xəta çəp şüalar üçün qala bilər (cisim optik oxdan kənardadır). Bu halda nöqtənin xəyalı uzunsov, qeyri-simmetrik ləkəni xatırladır. Bu cür aberrasiya koma adlanır. Müxtəlif linzaları (toplayıcı və səpici) kombinə etməklə bu xətanı da yox etmək olar.



Şəkil 25.25

Xromatik aberrasiya. Dispersiya (sındırma əmsalının dalğa uzunluğundan asılılığı) nəticəsində hətta paraksial şüalar üçün müxtəlif rəngli şüalar müxtəlif nöqtələrdə toplanır və nəticədə xəyal rənglənmiş alınır. Müxtəlif növ şüşələr eyni dispersiyaya malik deyillər. Buna görə də müxtəlif növ şüşələrdən hazırlanmış toplayıcı və səpici linzaları kombinə etməklə axromatik optik sistem almaq olur.

Astigmatizm. Çəp şüalarda nöqtəvi cismin xəyalı bir-birinə nəzərən sürüşmüş, qarşılıqlı perpendikulyar olan iki düz xətt parçası şəklində olur, yəni astigmatik olur. Bu xəta uyğun əyrilik radiuslarını və sındıran səthlərin optik qüvvələrini seçməklə aradan qaldırırlar.

Adları yuxarıda çəkilən xətalara aradan qaldırılmış sistem anastigmat sistem adlanır.

Distorsiya. Görmə sahəsi sərhədlərində eninə böyütmənin qeyri-bərabərliyi ilə şərtlənmiş xəyalın təhrifi distorsiya adlanır. Şəkil 25.26- da distorsiya ilə əlaqədar kvadratin təhrif olunmuş xəyalları verilmişdir.

Eyni vaxtda bütün xətalara aradan qaldırmaq üçün olduqca mürəkkəb optik sistemlər yaratmaq lazımdır. Lakin praktikada daha sadə yol seçirlər: verilmiş məqsədin optik sistemdə həyata keçirilməsinə mane olan xətalara aradan qaldırırlar.



Şəkil 25.26

8. Əsas fotometrik kəmiyyətlər: işıq şiddəti və işıq seli

Mənbədən şüalanan elektromaqnit dalğaları ilə hər tərəfə enerji daşınır. Bu enerji gözə və ya digər qəbuledici cihazlara etdiyi təsir ilə qiymətləndirilən bəzi kəmiyyətlərlə əlaqədardır. Optik hadisələri kəmiyyətcə xarakterizə edən belə kəmiyyətlər **fotometrik kəmiyyətlər** adlanır.

Fotometrik kəmiyyətlərin ölçülməsi ilə məşğul olan bölmə fotometriya adlanır. Başlıca fotometrik kəmiyyətlər aşağıdakılardır.

İşıq seli: *İşıq mənbəyini əhatə edən qapalı səthdən vahid zamanda yayılan işıq enerjisinin miqdarı həmin mənbənin tam işıq seli adlanır.*

İşıq mənbəyinin kənardan vahid zamanda aldığı enerjinin miqdarı istənilən müddət üçün dəyişməz qalarsa, mənbənin tam işıq seli sabit qalar. Lakin hər hansı vasitə ilə qalan digər istiqamətlərdə yayılan işıq selini dəyişdirməklə mənbəyin müəyyən istiqamətdə şüalandırdığı selini də dəyişdirmək olar. Ona görə də, çox vaxt verilmiş səthdən keçən işıq selindən söhbət gedir. **Vahid zamanda verilmiş səthdən keçən işıq enerjisinin miqdarı həmin səthdən keçən işıq seli adlanır.**

$$\dot{O} = \frac{dW}{dt} \quad (25.19)$$

Burada, dW – müəyyən dt müddətində verilmiş səthdən keçən işıq enerjisidir.

İşıq selinin ölçüsü güc vahidlərinin ölçüsü ilə eynidir və tamami ilə udulduqda cismə verdiyi istiliyin miqdarı ilə təyin olunur. Lakin, işıq mənbələrinin şüalandırdığı elektromaqnit dalğaları tək-cə görünən işıqdan ibarət olmadığından, işıq selini başqa vahidlərlə ölçürlər. Ona görə də yalnız, ümumi şüalanma seli güc vahidi ilə ölçülə bilər. İşıq selinin vahidi **ışıq şiddəti** adlanan fotometrik kəmiyyətin vahidinin köməyi ilə təyin olunur. Ona görə də işıq şiddəti anlayışı ilə tanış olaq.

İşıq şiddəti: İşıq mənbəyini xarakterizə etmək üçün **ışıq şiddəti** adlanan fotometrik kəmiyyətdən istifadə olunur. **Nöqtəvi işıq mənbəyinin vahid cisim bucağı daxilində şüalandırdığı işıq selinə işıq şiddəti deyilir** (şəkil 25.13).

$$I = \frac{d\dot{O}}{d\Omega} \quad (25.20)$$

Ümumi halda, işıq şiddəti (I) şüalanma istiqamətindən asılıdır. Əgər işıq şiddəti yayılma istiqamətindən asılı deyilsə, belə mənbələr **izotrop mənbələr** adlanır. İzotrop işıq mənbələri üçün işıq şiddəti

$$I = \frac{\dot{O}}{4\pi} \quad (25.21)$$

şəklində ifadə olunur. Burada, $\dot{O}$ – işıq mənbəyini əhatə edən sterik səthdən çıxan tam işıq seli, 4π isə nöqtəvi mənbəyi əhatə edən cisim bucağının qiymətidir. Müxtəlif istiqamətlərdə işıq şiddəti müxtəlif olan mənbələr **anizotrop mənbələr** adlanır. Anizotrop mənbələr üçün işıq şiddətinin yalnız orta qiymətindən danışmaq olar.

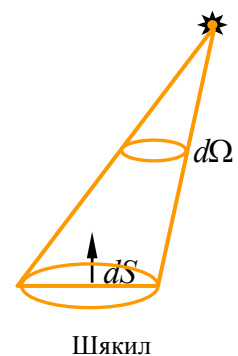
$$\langle I \rangle = \frac{\dot{O}}{4\pi} \quad (25.20)$$

İşıq şiddətinin vahidi BS – də **kandella(kd)** adlanır və yeddi əsas ölçü vahidlərindən biridir. **Normal atmosfer təzyiqində (101325Pa) temperaturu təmiz platinin bərkimə temperaturuna (2046,6K) bərabər olan tam şüalandırıcının onun səthinin hər**

$\frac{1}{600000} m^2$ sahəsindən bu səthə perpendikulyar istiqamətdə şüalandırdığı işığın şiddəti 1

kandella adlanır. İşıq şiddətinin vahidindən istifadə edərək işıq selinin vahidini vermək olar. İşıq selinin vahidi törəmə vahiddir. (25.20) ifadəsinə görə

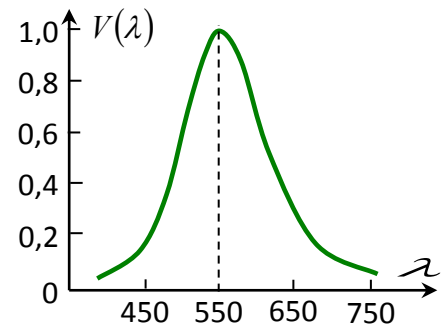
$$d\dot{O} = Id\Omega \quad (25.23)$$



ds

yazmaq olar. Işıq selinin vahidi **lūmen (lm)** adlanır. Deməli, **ışığ şiddəti 1 kandella (kd) olan nöqtəvi işıq mənbəyinin 1 steradian (sr) cisim bucağı daxilində şüalandırdığı işıq seli 1 lūmenə (lm) bərabərdir: $1 \text{ lm} = 1 \text{ kd} \times 1 \text{ sr}$**

Praktik işlər zamanı işıq selini güc vahidləri ilə ifadə etmək daha məqsədəuyğun sayılır. Buna görə də lūmenlə vaxt arasında əlaqə yaratmağa çalışaq. Ancaq qeyd etmək lazımdır ki, bu əlaqə universal xarakter daşıya bilməz. Verilən işıq mənbəyi üçün işıq seli ümumi işıqlanma selinin bir hissəsi olduğundan 1 vatdakı lūmenlərin sayı həmin mənbə üçün xarakterik kəmiyyətdir. Bu kəmiyyət şüalanma selinin işıq effekti (V) və ya görmə funksiyası adlanır. Görmə funksiyası lm/Vt -la ölçülür.



Səkil 25.14

İnsan gözü müxtəlif uzunluqlu işıq dalğalarına qarşı müxtəlif həssaslıq göstərir. Bu asılılıq görmə funksiyası ilə xarakterizə olunur. Normal insan gözü $\lambda = 0,555 \text{ mkm}$ (sarı işıq) dalğa uzunluğuna daha həssasdır (şəkil 25.14). Ona görə də dalğa uzunluğunun həmin qiymətinə uyğun işıq effekti vahid qəbul edilir. Ölçmələr belə dalğa uzunluğu üçün işıq effektinin 625 lm/Vt olduğunu göstərir.

9. Əsas fotometrik kəmiyyətlər: işıqlanma, parlaqlıq və işıqlılıq

İşıqlanma. *İşıqlanan cismin vahid səthinə düşən işıq seli ilə ölçülən fotometrik kəmiyyətə səthin işıqlanması deyilir:*

$$E = \frac{d\hat{O}}{dS} \quad (25.24)$$

$$\text{Əgər } dF=1 \text{ lm və } dS=1 \text{ m}^2 \text{ olarsa, } E = \frac{1 \text{ lm}}{1 \text{ m}^2} = 1 \frac{\text{lm}}{\text{m}^2} = 1 \text{ luks(lk).}$$

Deməli, 1 lm işıq seli 1 m^2 səthə bərabər sürətdə paylanarsa, belə səthin işıqlanması işıqlanma vahidi qəbul olunur. Bu vahid **luks** adlanır. Əgər 1 lm işıq seli 1 sm^2 səthə bərabər paylanarsa, səthin işıqlanması 10^4 luks olar. Bu vahidə fot deyilir: $1 \text{ fot} = 10^4 \text{ lk}$.

Nöqtəvi mənbə tərəfindən işıqlanan səthin işıqlanması

$$E = \frac{I}{R^2} \cos \varphi \quad (25.25)$$

şəklində ifadə olunur.

İşıqlanma vahidini (25.23) düsturuna görə də seçmək olar. $I=1 \text{ kd}$ və $R = 1 \text{ m}$ olarsa,

$$E = \frac{I}{R^2} = \frac{1 \text{ kd}}{1 \text{ m}^2} = \frac{\text{kd}}{\text{m}^2} = 1 \text{ lk}.$$

Yəni, **radiusu 1 m olan sferanın mərkəzində 1 kd şiddəti olan nöqtəvi mənbə olarsa, bu sferanın səthinin işıqlanması 1 lk olar.**

İşıqlılıq. Mənbəyi xarakterizə edən kəmiyyətlərdən biri də mənbəyin işıqlılığıdır. **İşıqlanan səthin 2π cisim bucağı altında hər tərəfə bərabər şüalandırdığı tam işıq selinin (F) həmin səthin sahəsinə (S) olan nisbətə ölçülən kəmiyyətə (R) səthin işıqlılığı deyilir:**

$$R = \frac{\hat{O}}{S} \quad (25.26)$$

Bu ifadədən görünür ki, *ışıqlıq, ədədi qiymətə, şüalanan cismin vahid səthindən buraxılan tam işıq selinə bərabərdir*. Işıqlığın energetik vahidi:

$$\frac{\text{erq}}{\text{sm}^2 \cdot \text{san}} = \frac{V_t}{\text{sm}^2}, \text{ və ya } \frac{V_t}{m^2} \text{ olar}$$

Parlaqlıq. Parlaqlıq da ışıqlıq kimi mənbəyi xarakterizə edən kəmiyyətdir.

Parlaqlıq (B), dS səth elementindən, onun normalı ilə hər hansı i bucağı üzrə müəyyən olunan istiqamətdə kiçik $d\omega$ cisim bucağı daxilində çıxan $d\hat{O}$ i şıq seli ilə xarakterizə olunan kəmiyyət olub aşağıdakı kimi ifadə edilə bilər:

$$B_i = \frac{d\hat{O}}{dS \cos i \cdot d\omega} \quad (25.27)$$

yaxud

$$B = \frac{dI}{dS \cos i} \quad (25.28)$$

(25.28) ifadəsindən görünür ki, *səthin parlaqlığı, həmin səthin vahid sahəsindən normal istiqamətdə ($i = 0$) buraxdığı işıq şiddətinə bərabərdir*.

Beynəlxalq vahidlər sistemində parlaqlığın fotometrik vahidi olaraq özünün hər kvadrat metrindən normal istiqamətdə 1 kd işıq şiddəti verən səthin parlaqlığı qəbul olunur. kd/m^2 vahidindən başqa elmi ədəbiyyatda **nit (nt)**, **stilb (sb)** adlanan vahidlərdən də istifadə olunur:

$$1 \text{ nt} = 1 \frac{\text{kd}}{\text{m}^2}; \quad 1 \text{ sb} = 10^4 \frac{\text{kd}}{\text{m}^2} = 10^4 \text{ nt}$$

Göründüyü kimi, *stilb, mənbəyin hər kvadrat santimetr (sm) səthindən normal istiqamətdə 1 kd işıq şiddəti verən səthin parlaqlığına deyilir*.

Parlaqlığın energetik vahidi isə (25.28) düsturuna görə $\text{erq}/\text{sm}^2 \cdot \text{san} \cdot \text{sr}$, və ya $\text{Vt}/\text{sr} \cdot \text{sm}^2$ olar. Təcrübələr göstərir ki, səthləri cilalı və güzgüvari olmayan kələ - kötür səthli közərmiş bərk cisimlərin parlaqlığı onun ışıqlığından π dəfə az olur:

$$B = \frac{R}{\pi} \quad (25.29)$$

10.Fotometriya

Optikanın işıq selini və ya işıq enerjisinin ölçülməsi ilə məşğul olan bölməsi **fotometriya** adlanır. İnsan gözü bir işıq selinin digərindən nə dərəcədə fərqli olduğunu müəyyən edə bilmir. Ancaq müxtəlif işıq selinin işıqlandırıcıları səthlərin işıqlanmasını çox asanlıqla müqayisə edə bilər. Buna görə də fotometrik kəmiyyətlər, əsasən, işıqlanmaların müqayisəsinə görə təyin olunur. Bu məqsəd üçün istifadə olunan cihazlara **fotometr** deyilir.

Fotometrlər **subyektiv** (vizual, yəni gözlə müşahidəyə əsaslanan) və **obyektiv** (gözün iştirakı vacib deyil) olmaqla iki yerə ayrılır. Obyektiv fotometrlərdə fotometrik kəmiyyətlərin təyini **fotografiya** və **elektrik** üsullarına əsaslanır.

Fotografik üsullarının əsasını fotolövhnin qaralmasının onun üzərinə düşən işıq enerjisinin miqdarı ilə mütənəsis olması təşkil edir.

Elektrik fotometrlərinin işləmə prinsipi, işığın elektrik təsirinə (fotoelement, fotogücləndirici, fotomüqavimət və s.) əsaslanır.

Ən sadə fotoelektrik fotometr, fotoelement və qalvano-metrdən ibarətdir. Həssas qalvanometr işığın təsiri ilə yaranan fotocərəyanı ölçür. Əgər qalvanometri lüksə görə dərəcələsək, o birbaşa işıqlanmanı göstərir.

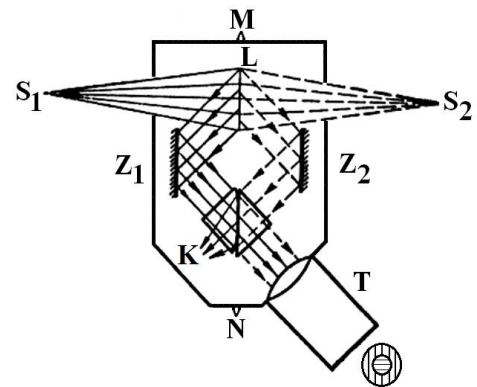
Obyektiv fotometrin üstün cəhətlərindən biri də ondan ibarətdir ki, onların vasitəsilə həm də görünməyən ultrabənövşəyi və infraqırmızı şüalanmalar üçün fotometrik kəmiyyətləri təyin etmək olar.

Obyektiv fotometrlər bir çox üstün cəhətlərinə görə subyektiv fotometrlərə nisbətən geniş işlədilir.

Vizual fotometriyanın iş prinsipi iki toxunan səthin parlaqlıqlarının bərabərliyinin təyininə əsaslanmışdır. Ən geniş yayılmış vizual fotometr Lummer-Brodun fotometridir (şəkil 25.15). Müqayisə olunan S_1 və S_2 mənbələri ağ, qeyri-şəffaf lövhədən (L- gips və ya təbaşır lövhə) müxtəlif tərəflərdə yerləşdirilir. Səpmə əmsalı eyni olan hər iki üzdən səpilmiş işıq simmetrik yerləşdirilmiş Z_1 və Z_2 güzgüləri üzərinə düşür və sonra fotometrik kubun (Lümmernin kubu) üzərinə istiqamətləndirilir. Lümmernin fotometrik kubu iki düzbucaqlı prizmadan ibarətdir. Bu prizmalardan birinin hipotenuza uyğun olan üzü elə cilalanmışdır ki, onun orta hissəsinin ikinci prizma ilə toxunması optik kontakt yaradır, yəni prizmalar biri digərinə elə sıxılmışdır ki, onların toxunan hissəsi özünü bircinsli şəffaf cisim kimi aparır.

Fotometr MN oxu ətrafında 180° dönmə bilər. Müşahidə T borusu vasitəsilə aparılır. Ölçmələr zamanı S_1 və S_2 mənbələri optik masada yerləşdirilir və sistem mərkəzləşdirilir.

Mərkəzləşdirmə apararkən gips lövhə (L) yuvadan çıxarılır və müqayisə olunan işıq mənbələrindən biri elə yerləşdirilir ki, cihazın pəncərə şüşələrindəki çarpaz xətlər mənbənin mərkəzinə proyeksiya edilmiş olsunlar; bu yolla ikinci mənbə yerləşdirilir. Sonra mənbə-lərin fotometre nəzərən yerlərini dəyişməklə kubun üzünün eyni işıqlanmasına nail olurlar. Işıqlanma eyni olduqda müqayisə olunan sahələr arasında sərhəd itir, yəni ekranının hər iki üzü bərabər işıqlandıqda müşahidəçi işıqlanan səthlər arasındakı fərqi görməyir. Bu zaman mənbələrdən birinin işıq şiddətini (I_2) bilərək, fotometrdən işıq mənbələrinə qədər olan məsafələri ölçməklə tədqiq olunan mənbənin işıq şiddətini (I_1) hesablaya bilər.



Şəkil 25.15

11. Işığın təbiəti haqqında korpuskulyar və dalğa nəzəriyyələri

Optikanın qədim elmlərdən biri olmasına baxmayaraq işığın təbiəti haqqında ardıcıl müşahidə və çoxsaylı təcrübələrə əsaslanan ilk elmi nəzəriyyə XVII əsrin axırlarında İ. Nyuton və X. Hüygens tərəfindən verilmişdir. Nyuton iki halı nəzərdən keçirmişdir. Birinci mülahizəyə görə işıq dalğa təbiətlidir, ikinci mülahizəyə görə isə işıq - mənbə tərəfindən buraxılan və düz xətt boyunca yayılan xüsusi maddi hissəciklər – korpuskullar selindən ibarətdir. Nyuton bu iki nəzəriyyəni: işığın dalğa və korpuskulyar nəzəriyyəsini birləşdirməyə çalışırdı. O, belə hesab edirdi ki, işıq da səs dalğaları və suda əmələ gələn dalğalar kimi enerjiyə malikdir. Lakin əşyaların maneə arxasında görünmə bilməməsi işığın düz xətt boyunca yayılması ilə əlaqədardır. Bu səbəbdən də Nyuton işığın dalğa nəzəriyyəsini rədd edərək korpuskulyar nəzəriyyəni əsas

götürdü. Nyuton özünün korpuskulyar nəzəriyyəsini verdikdən qısa bir müddət sonra Hüygens işığın dalğa nəzəriyyəsini irəli sürmüşdür. Hüygens işığın efir adlanan elastik mühitin həyəcanlanmalarından ibarət dalğa prosesi olduğunu söyləmişdir. Bu nəzəriyyəni verərkən o, akustik və optik hadisələr arasındakı oxşarlığı əsas götürmüşdür.

Hüygens prinsipinə görə dalğanın çatdığı hər bir nöqtə yarımşferik dalğa mənbəyinə çevrilir və həmin yarımşferik dalğaların qurşayanı dalğa cəbhəsini verir. Bu prinsip qeyd etmək lazımdır ki, sırf həndəsi xarakter daşıyır. Bu nəzəriyyənin də uğurları ilə yanaşı çətinlikləri də oldu.

Beləliklə, XVIII əsrin əvvəllərindən başlayaraq bu iki nəzəriyyə arasında kəskin mübarizə dövrü başladı. Qeyd etmək lazımdır ki, bu mübarizə zamanı Nyutonun nüfuzu da böyük rol oynayırdı. Lakin həmin dövrlərdə müşahidə olunan işığın interferensiyası, işığın difraksiyası, qoşaşüasınma hadisələri və bir sıra başqa optik hadisələr korpuskulyar nəzəriyyə əsasında izah edilə bilmədiyinə görə dalğa nəzəriyyəsi güclənməyə başladı. İşığın polyarlaşma hadisəsi isə onun eninə dalğa olmasını sübuta yetirdi.

XIX əsrin ikinci yarısında elektromaqnit dalğaları kəşf olunduqdan sonra işıq dalğalarının elektromaqnit dalğalarının tərkib hissəsi olduğunu göstərmək mümkün oldu.

Beləliklə, XIX əsrin sonunda fizika elminin inkişafında böyük rol oynamış Maksvellin işığın elektromaqnit nəzəriyyəsi meydana gəldi.

Maksvellin elektromaqnit nəzəriyyəsinə görə elektromaqnit dalğasının yayılması üçün heç bir “efir” tələb olunmur, olar eninə dalğa şəklində yayılır və

$$\frac{c}{v} = \sqrt{\epsilon\mu} \quad (25.1)$$

olmalıdır. Burada, $c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/san}$ işığın boşluqda yayılma sürəti, v isə uyğun olaraq dielektrik və maqnit nüfuzları ϵ və μ olan mühitdə işığın yayılma sürətidir.

Maksvell nəzəriyyəsi isə öz növbəsində işığın dispersiya hadisəsini izah edə bilmədi. Bu isə Lorentsin elektron nəzəriyyəsinin yaranmasına səbəb oldu. Bu nəzəriyyəyə görə işığın dielektrik nüfuzluğu və deməli, sındırma əmsalı rəqsin tezliyindən asılıdır. Lorentsə görə efir sükunətdə olan sonsuz mühitdir. Bu mühit yalnız işığın həmin mühitdə yayılma sürəti ilə xarakterizə olunur. Lakin sükunətdə olan “efir” anlayışı Maykelson və Morli təcrübəsi vasitəsi ilə inkar edildi. Nəticədə, nisbilik nəzəriyyəsi elektrodinamikası “efir” anlayışını rədd etdi.

XIX əsrin sonu, XX əsrin əvvəllərində korpuskulyar nəzəriyyə üzərində nisbi “qələbə” qazanmış dalğa nəzəriyyəsi digər çətinliklərlə də rastlaşdı. Közərdilmiş cismin şüalanması zamanı enerjinin dalğa uzunluğuna görə paylanmasını və fotoeffekt hadisəsini izah edə bilmədi.

1900 – cu ildə Alman alimi Maks Plank klassik fizika qanunlarına tamamilə zidd olan yeni fərziyyə irəli sürdü. Bu fərziyyəyə görə enerjinin elektromaqnit dalğası şəklində şüalanması və ya udulması arasıkəsilməz deyil, kvantlarla, yəni porsiyalarla baş verir.

$$\epsilon = h\nu$$

Burada, $h = 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Csan}$ Plank sabiti adlanır.

XX əsrin əvvəllərində yenidən korpuskulyar nəzəriyyəyə qayıdış başladı. Lakin qeyd etmək lazımdır ki, bu korpuskulyar nəzəriyyə əvvəlkindən fərqli olan və keyfiyyətə yeni məna kəsb edən korpuskulyar nəzəriyyə idi. Plankın yuxarıda söylənilən ideyası klassik fizika qanunlarına zidd olsa da, təcrübi faktlarla tamamilə üst – üstə düşür və bu nəzəriyyəyə görə işığın yayılması üçün heç bir “efir” anlayışına ehtiyac yoxdur.

Bütün bunlara yekun vuraraq demək olar ki, işıq eyni zamanda ikili təbiətə: həm korpuskulyar, həm də dalğa xassəsinə malikdir. Bu dualizm nəinki tək-cə işıq hadisələrində, eləcə də elementar hissəciklərdə də özünü göstərir. Bu isə o deməkdir ki, həm matrisa mexanikası, həm də dalğa mexanikası riyazi ekvivalent mexanikalardır. Hər iki mexanikada ilkin şərtlər: matrisa mexanikasında elektron-hissəcik, dalğa mexanikasında elektron – dalğa haqqında təsəvvürlər doğrudur, başqa sözlə bu mexanikaların qarşısında eyni bir mexanika, lakin müxtəlif formalarda yazıla bilən atom mexanikası durur.

12. Işığın interferensiyası.

Dalğa təbiəti baxımından görünən işıq dalğaları $0,38 \div 0,76 \mu\text{m}$ intervalına uyğun gələn eninə elektromaqnit dalğalarıdır. Elektromaqnit dalğaları elektrik və maqnit sahələrinin intensivlik vektorlarının bir – birinə perpendikulyar müstəvilərdə rəqslərinin mühitdə yayılmasından ibarətdir.

İşıq dalğalarının rəqslərindən danışarkən elektrik vektorunun dəyişməsinə nəzərə almaq lazımdır. Təcrübələr göstərir ki, işığın müddərlə qarşılıqlı təsiri (kimyəvi, bioloji, fizioloji və s. təsirləri) əsas etibarilə elektrik vektoru vasitəsi ilə baş verir. Ona görə də işığı onun elektrik sahəsinin intensivlik vektoru ($\vec{E}$) və onun tənliyi ilə xarakterizə edirlər.

Hətta ən kiçik işıq mənbəyi belə külli miqdarda elementar mənbələrdən – atomlardan ibarətdir. Atomun hər bir şüalanma aktının ömrü çox az, təqribən 10^{-8} san. olduğundan bu şüalanma sonlu uzunluqlu monoxromatik “dalğa parçası”ndan – sinusoid parçasından ibarət olur.

“Dalğa parçası”nın vakumda uzunluğu $l = c\tau = 3 \cdot 10^8 \cdot 10^{-8} \text{ m} = 3 \text{ m}$ -dən çox olmur. Vakum olmayan mühitdə işıq daha kiçik sürətlə yayıldığından “dalğa parçası”nın uzunluğu da və deməli, dalğa uzunluğu (λ) da kiçilir. Bir qədər sonra qeyd edəcəyimiz səbəbə görə l –ə bəzən koherentliyin uzunluğu da deyirlər.

Periodları eyni olan iki dalğa bir nöqtədə rastlaşdıqda, həmin nöqtədə, bir halda zəifləmə, digər halda güclənmə müşahidə olunur. Işıq dalğalarının görüşərkən bir-birini gücləndirməsi və zəiflətməsi **interferensiya hadisəsi** adlanır.

İşığın interferensiyasını müşahidə edə bilmək üçün bir-birinin üzərinə düşən dalğaların təsirini müəyyən müddət sabit saxlamaq və ona görə də dalğaların fazalar fərqi müəyyən müddət sabit qalmasını təmin etmək lazımdır. Belə şərti ödəyən dalğalara **koherent dalğalar** deyilir. Eyni periodlu və zamandan asılı olaraq sabit fazalar fərqi malik olan dalğalar **koherent dalğalar** adlanır.

Müxtəlif atomların şüalanma aktları bir – birindən asılı olmadığından onların hətta eyni vaxtda şüalandırdığı “dalğa parçaları”nın rəqs tezlikləri, fazaları və amplitudları, eləcə də rəqs müstəviləri bir – birindən fərqli olur. Bu cür fərqlər hətta eyni atomun müxtəlif vaxtlarda şüalandırdığı “dalğa parçaları” üçün də xarakterdir. Deməli, işıq dalğaları çoxlu sayda müxtəlif monoxromatik dalğaların bircə hərəkətindən ibarətdir. Beləliklə, təbii işıq mənbələrindən heç biri monoxromatik işıq şüalandıra bilmədiyindən təbii şüaların heç biri digər ilə koherent ola bilməz. Lakin, sadə yolda bir – birilə koherent olan iki işıq dalğası almaq mümkündür. Bunun üçün təbii işıq dalğasının amplitudunu və ya dalğa cəbhəsini müəyyən üsulla iki hissəyə ayıraraq, bu dalğaları bir – birindən fərqli optik yollarla hərəkət etdirmək lazımdır (bir qədər sonra koherent mənbələrin alınma üsulları haqqında bəhs edəcəyik). Dalğa hissələrinin bir – birilə görüşənədək keçdiyi optik yollar fərqli koherentliyin uzunluğundan böyük olmadıqda, onlar eyni “dalğa parçası”na mənsub olur və buna görə də eyni tezlikli monoxromatik dalğalar olacaqdır.

Bu dalğaları görüşdürənədək onları elə yollarla hərəkət etdirmək olar ki, onların optik yollar fərqi və deməli, fazalar fərqi sabit qalsın. Aydındır ki, bu şərtlər ödənilsə, dalğalar bir – birilə koherent olacaqdır.

Dalğa təbiətliyi baxımından işıq, elektrik və maqnit sahələrinin intensivlik vektorlarının rəqslərindən ibarətdir. Təcrübə göstərir ki, işığın maddələrlə qarşılıqlı təsirinə (ışığın fizioloji, fotokimyəvi, gözə təsiri, fotoeffekt hadisəsi vəs.) səbəb yalnız onun elektrik sahəsidir. Ona görə də işığı onun elektrik sahəsinin intensivlik vektoru ($\vec{E}$) və onun tənliyi ilə xarakterizə edirlər.

Hər hansı istiqamətdə, məsələn, x oxu boyunca yayılan müstəvi elektromaqnit dalğasının tənliyinə əsasən işıq dalğasının tənliyi aşağıdakı şəkildə olar:

$$E = E_m \cos(\omega t - kx + \alpha_0) \quad (26.1)$$

Burada, E - işığın elektrik sahəsinin intensivlik vektorunun fəzanın kordinatı x olan nöqtəsində, t anındakı qiymətidir. E_m - intensivlik vektorunun amplitud qiyməti, $\omega = 2\pi\nu$ - bu vektorun dairəvi rəqs tezliyi, α_0 - rəqsin başlanğıc fazası, k isə dalğa ədədidir.

Gələcəkdə bizə lazım olacağından dalğa ədədinin, eləcə də dalğa vektorunun düsturunu burada yazaq:

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{v} \quad \text{və} \quad \vec{k} = \frac{2\pi}{\lambda} \vec{n} \quad (26.2)$$

Burada, $\vec{n}$ - verilən nöqtədə dalğa cəbhəsinə perpendikulyar olan vahid vektordur. Aydındır ki, ümumi halda dalğa cəbhəsinin müxtəlif nöqtələrində dalğa vektorlarının istiqamətləri eyni olmaya da bilər.

Müxtəlif optik mühitlərdə dalğanın yayılma sürəti eyni olmadığından bu mühitlərdə işığın dalğa uzunluqları da bir – birindən fərqli olacaqdır. Tezliyi ν olan işığın vakuumdakı dalğa uzunluğu λ_0 olarsa, onda maddədən keçərkən işığın dalğa uzunluğu bu maddənin şüasındırma əmsalı dəfə azalacaqdır:

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{n} \quad (26.3)$$

Bildiyimiz kimi, işığın rəqs tezliyi çox yüksək, yəni $\nu = 10^{15}$ hc tərtibdəndir. Işıq dalğasının daşdığı enerji selinin sıxlıq vektorunun dəyişmə tezliyi isə bundan iki dəfə böyükdür. Bu cür sürətli dəyişməni nəinki göz, ən həssas optik cihaz belə “hiss” etməyə qadir deyildir. Işıq selinin yalnız orta qiymətini, yəni intensivliyini qeyd etmək mümkündür.

Tutaq ki, bir – birilə koherent olan iki işıq dalğasının fəzanın ixtiyari nöqtəsində doğurduqları rəqslərinin tənlikləri aşağıdakı şəkildədir:

$$E_1 = E_{m_1} \cos(\omega t + \alpha_1)$$

və

$$E_2 = E_{m_2} (\cos \omega t + \alpha_2). \quad (26.4)$$

Dalğaların toplanmasını amplitudların həndəsi cəminin tapılması vasitəsilə həyata keçirək. Bunun üçün vektor diaqramından istifadə edək (şəkil 26.1). Rəqslərin eyni düz xətt üzrə icra edildiklərini qəbul etsək kosinuslar teoreminə əsasən yekun rəqsin amplitudu üçün aşağıdakı ifadəni yazı bilərik:

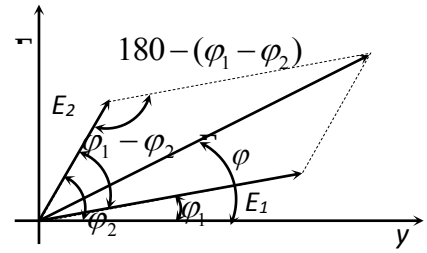
$$E_m^2 = E_{m_1}^2 + E_{m_2}^2 + 2E_{m_1} \cdot E_{m_2} \cos(\alpha_2 - \alpha_1) \quad (26.5)$$

İşığın intensivliyi E_m^2 ilə mütənasib olduğundan (26.5) düsturuna əsasən işığın yekun intensivliyi:

$$J = J_1 + J_2 + 2\sqrt{J_1 J_2} \cos(\alpha_2 - \alpha_1) \quad (26.6)$$

düsturu ilə ifadə olunur.

İki təbii işıq mənbəyinin dalğaları üçün fazalar fərqi tez – tez dəyişərək sıfırdan 2π -yə qədər mümkün olan bütün qiymətləri eyni ehtimalla alır. Onda yekun intensivliyin (J) qiyməti həm zaman və həm də məkan etibarilə tez – tez dəyişəcəkdir. Nə gözüümüz və nə də heç bir optik cihaz belə dəyişməni hiss etməyə qadir olmadığından, müəyyən ani müddət üçün intensivliyin yalnız orta qiymətini qeyd etmək mümkündür. Qeyd etdiyimiz kimi, belə orta qiymət üçün $\cos(\alpha_2 - \alpha_1) = 0$ -



Şəkil 26.1

dır. Ona görə də $J = J_1 + J_2$, yəni fəzanın istənilən nöqtəsində yekun intensivlik toplanan rəqslərin intensivliklərinin cəmi ilə təyin olunan eyni qiymətə malik olacaqdır, başqa sözlə desək, belə fəza hər yerdə bərabər işıqlanacaqdır. Lakin toplanan dalğalar fəzanın verilən nöqtəsinə heç olmazsa müşahidə müddətində dəyişməyən fazalar fərqi ilə daxil olduqda, (26.6) düsturuna əsasən həmin nöqtədə işığın yekun intensivliyinin qiyməti də sabit qalacaqdır. Fəzanın müxtəlif nöqtələrinə işıq dalğaları bir – birindən fərqlənən müxtəlif fazalar fərqi ilə daxil olur. Ona görə də müxtəlif nöqtələrdə fazalar fərqi qiyamətindən asılı olaraq işığın yekun intensivliyinin qiyməti də bir – birindən fərqlənəcəkdir. Başqa sözlə, belə fəzada işığın interferensiyası hadisəsi baş verəcəkdir: fazalar fərqi üçün $\cos(\alpha_2 - \alpha_1) > 0$ şərtinin ödənilməliyi nöqtələrdə $J > J_1 + J_2$; $\cos(\alpha_2 - \alpha_1) < 0$ şərtinin ödənilməliyi nöqtələrdə isə $J < J_1 + J_2$ olacaqdır. Xüsusi halda fazalar fərqi $\alpha_2 - \alpha_1 = \pm 2\pi k$ ($k = 0, 1, 2, 3, \dots$) qiymətlərində dalğalar bir – birini maksimum gücləndirəcək, $\alpha_2 - \alpha_1 = \pm (2k + 1)\pi$ qiymətlərində isə maksimum zəiflədəcəkdir. Bu şərtlər daxilində toplanan dalğaların amplitudları da bir – birinə bərabədirsə ($E_{m_1} = E_{m_2}$) intensivliyin maksimum qiyməti $J = 4J_1$, minimum qiyməti isə $J = 0$ olacaqdır. Aydın ki, belə vəziyyətdə interferensiya mənzərəsi daha aydın və qabarıq müşahidə ediləcəkdir.

13. Işıq dalğalarının interferensiyasının minimum və maksimum şərtləri.

İnterferensiya mənzərəsinin aydın müşahidə edilməsi xeyli dərəcədə mənbəyin ölçüsündən asılıdır: mənbəyin ölçüsü işığın dalğa uzunluğundan nə qədər kiçik olarsa, interferensiya mənzərəsi də bir o qədər aydın görünəcəkdir. Çünki, bu halda mənbəyin istənilən nöqtəsindən müşahidə nöqtəsinə qədər olan məsafələr arasındakı fərq işığın dalğa uzunluğundan kiçik olacağından, belə mənbədən hər bir müşahidə nöqtəsinə müxtəlif yollarla daxil olan şüaların optik yollar fərqi tamamilə sabit hesab etmək olar.

Mənbəyin ölçüsü işığın dalğa uzunluğuna bərabər və ya ondan böyük olduqda, mənbəyin müxtəlif nöqtələrindən hər bir müşahidə nöqtəsinə daxil olan şüaların optik yollar fərqi bir – birindən dalğa uzunluğuna nisbətən daha çox fərqlənəcəklərindən sabit qalmayacaqdır. Ona görə də bu hal üçün işığın interferensiya maksimumlarının və minimumlarının kəskin sərhədi olmayacaq və mənbəyin səthi kifayət qədər böyük olduqda isə interferensiya mənzərəsi bərabər işıqlanma ilə əvəz ediləcəkdir.

Vakuumda rəqsin fazası 2π qədər dəyişdikdə optik yol λ_0 qədər sürüşdüyündən, hər hansı mühitin ixtiyari nöqtəsinə daxil olan dalğaların fazalar fərqi $(\alpha_2 - \alpha_1)$ ilə optik yollar fərqi $(\Delta = n_2 l_2 - n_1 l_1)$ arasında:

$$\Delta / \lambda_0 = (\alpha_2 - \alpha_1) 2\pi$$

münasibəti olmalıdır. Buradan interferensiya maksimumunun alınması şərti

$$\Delta = \pm \frac{\lambda_0}{2\pi} (\alpha_2 - \alpha_1) = \pm \frac{\lambda_0}{2\pi} \cdot 2k\pi = \pm k\lambda_0, \quad (26.7)$$

interferensiya minimumunun alınması şərti isə:

$$\Delta = \pm (2k + 1) \frac{\lambda_0}{2} \quad (26.8)$$

olar. Burada, $k = 0, 1, 2, 3, \dots$

Beləliklə, koherent işıq dalğalarının fəzanın verilən nöqtəsinə daxil olarkən qət etdikləri optik yollar fərqi dalğa uzunluğunun tam sayına bərabər olduqda, onlar bir – birini maksimum gücləndirəcək, tək sayda yarımdalğaya bərabər olduqda isə maksimum zəifləndirəcəkdir.

14. Koherent mənbələrin alınma üsulları

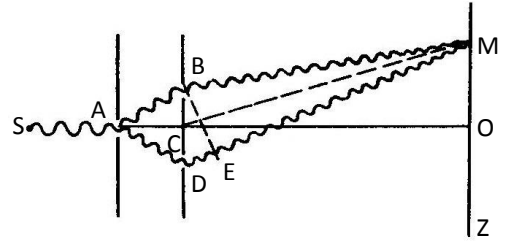
Ayındır ki, interferensiya hadisəsinin alınması üçün mənbələrin koherent olması və koherent rəqslərin bir düz xətt boyunca yayılması lazımdır. Başqa sözlə desək, koherent şüaların interferensiya mənzərəsinin alınmasında ən sadə üsul eyni bir mənbədən çıxan işıq dəstəsini iki yerə ayırmaqla onları yenidən görüşdürməkdən ibarətdir. Bu üsullardan bəziləri ilə tanış olaq.

Yunq üsulu. İlk dəfə təcrübədə koherent şüalar əldə edən Tomson Yunq (1773–1829) olmuşdur. Yunq təcrübəsinin mahiyyəti aşağıdakı kimidir.

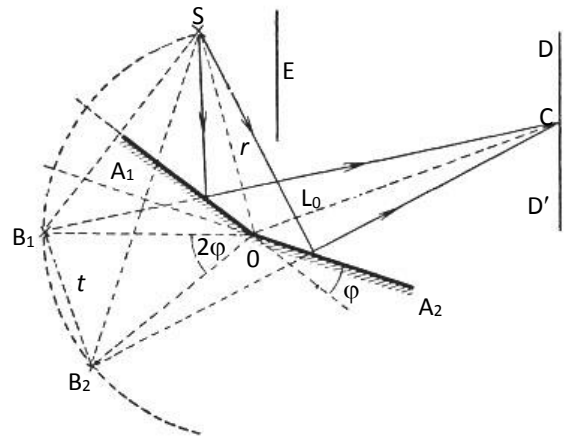
S işıq mənbəyi ilə Z ekranı arasında iki qeyri-şəffaf ekran qoyulmuşdur (şəkil 26.2). Birinci ekranın ortasına A deşiyi, ikinci ekranda isə bir-birinə çox yaxın olan B və D deşikləri açılmışdır. S mənbəyindən birinci ekran üzərinə düşən şüa, Huygens prinsipinə görə A nöqtəsini yeni işıq mənbəyinə çevirir. Həmin mənbədən çıxan dalğa ikinci ekran üzərinə düşməklə B və D deşiklərini də yeni işıq mənbəyinə çevirir. B və D deşikləri üzərində eyni (S) mənbədən şüa düşdüyündən həmin nöqtələr də koherent şüa mənbələrinə çevrilir. Deməli, B və D mənbələrindən şüalanan dalğaların fazalar fərqi həmişə sabit qalacaq, yəni B və D mənbələri koherentdir. Yunq bu təcrübə vasitəsilə interferensiya mənzərəsi yarada bilmiş və ilk dəfə olaraq işığın dalğa təbiətli olduğunu göstərmişdir.

Frenel üsulu. İşığın interferensiyasını müşahidə etmək üçün Frenel koherent şüalar almaq məqsədi ilə müstəvi güzgü-lərdən istifadə etmişdir (şəkil 26.3).

Şəkildə A_1O və A_2O bir-birinə nəzərən φ bucağı altında qoyulan iki müstəvi güzgü, S – işıq mənbəyidir. Hər iki güzgüdə S – mənbəyinin xəyalını qurmaq üçün belə bir qaydadan istifadə edilir. Obyekt güzgünün qabağında ondan nə qədər məsafədə isə, onun məfhum xəyalı da

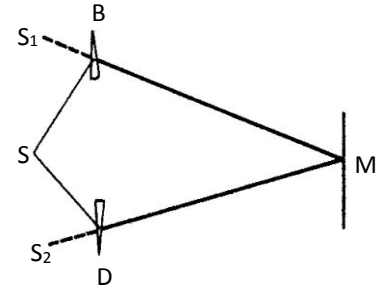


Şəkil 26.2



Şəkil 26.3

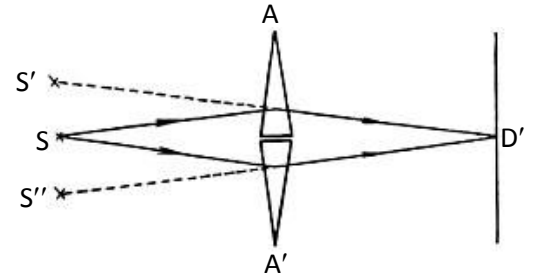
güzgünün arxasında həmin məsafədə alınır. Təcrübədə A_1O və A_2O müstəvi güzgüləri arasında əmələ gələn bucaq 180° -yə yaxın olmaq şərtilə qoyulduğundan mənbələrin iki B_1 və B_2 kimi xəyalları alınacaqdır. Bu xəyallar da koherent şüa mənbələridir. Həmin mənbələrdən çıxan şüa dəstələri eyni bir mənbədən alındığına görə koherentdir və interferensiya mənzərəsi verə bilər. Işığın birbaşa ekrana düşməməsi üçün E arakəsmə (pərdə) qoyulur.



Şəkil 26.4

Güzgülər əvəzində B və D kimi iki prizmadan istifadə edərək, koherent şüa mənbələri əldə etmək olur. S mənbəyindən prizmalar üzərinə düşən şüalar prizmaların oturacaqlarına doğru sınıraq prizmadan çıxacaq və çəkildə göründüyü kimi iki S_1 və S_2 koherent şüa mənbəyi yaratmış olacaqdır (şəkil 26.4). Mahiyyət etibarilə Frenel biprizmalarında aparılan təcrübə Frenel güzgülərindəkinin eynidir.

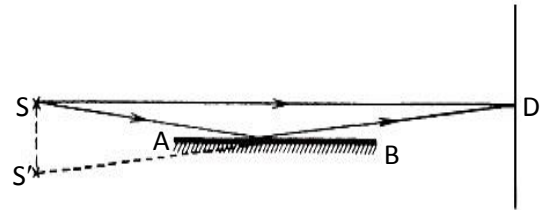
Frenel biprizması. Bu təcrübədə S mənbəyindən çıxan işıq A və A' sındırıcı bucaqları kiçik olan və oturacaqları bir-birinin üzərinə düşən iki prizmada sınır (şəkil 26.5). Prizmalar şüaları əks tərəfə sındırır. Bu halda iki məfhum S' və S'' koherent işıq mənbələri əmələ gəlir. Bu mənbələrdən gələn şüalar D sahəsində kəsişərək interferensiya zolaqları verir.



Şəkil 26.5

Müstəvi güzgü S mənbəyinə nəzərən elə yerləşdirilir ki, şüa güzgü səthinə 90° -yə yaxın bucaq altında düşsün (şəkil 26.6).

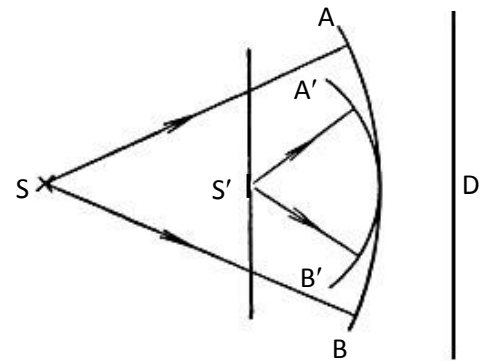
S mənbəyindən bilavasitə çıxan şüalar ilə AB güzgünün səthindən qayıdan şüalar interferensiya edirlər. Güzgüdən qayıdan şüa və S mənbəyindən birbaşa düşən şüa koherent olduğundan görüşdükdə interferensiya mənzərəsi yaradır. Lloyd güzgüsü ilə müşahidə edilən interferensiya mənzərəsinin xüsusiyyəti ondan ibarətdir ki, burada mərkəzi zolaq işıqlı yox, qaranlıq alınır.



Şəkil 26.6

Bu onunla izah olunur ki, interferensiya yaradan şüaların biri optik sıx mühit sərhədindən əks olunaraq ekrana düşür. Bu halda işıq vektoru fazasını π qədər dəyişir ki, bu da $\frac{\lambda}{2}$ qədər yol itkisinə müvafiqdir.

Ekranın ortasında həndəsi yollar fərqi sıfır olduğundan bu hal üçün fiziki yollar fərqi $\frac{\lambda}{2}$ olacaqdır. Bu da minimum interferensiya mənzərəsinə uyğundur.



Şəkil 26.7

Linnik üsulu. Bu üsulda S nöqtəvi mənbəyi ilə ekran arasında kiçik S_i dəyişən olan müstəvi yarımşəffaf lövhə yerləşdirilmişdir (şəkil 26.7). S nöqtəvi mənbədən çıxan işıq AB sferik dalğa verir. AB dalğasının yolunda müstəvi paralel və yarımşəffaf lövhə qoyulmuşdur ki, bu da AB dalğasının səthini dəyişmədən onu bir qədər zəiflədir. Lövhədə kiçik

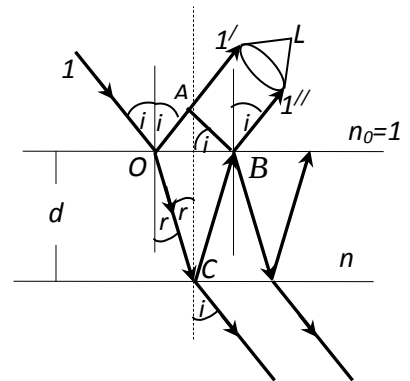
S' dəyişi açılır. Huygens prinsipinə görə bu dəşik mərkəzi S' -də olan yeni $A'B'$ sferik dalğanın mənbəyi vəzifəsini görür. AB və $A'B'$ dalğaları koherent olduğundan D ekranında halqa şəklində interferensiya zolaqları verir.

Linnik üsulunun yuxarıda qeyd etdiyimiz üsullardan fərqli olması ondan ibarətdir ki, bütün üsullarda koherent mənbələr ekrana paralel xətt üzərində yerləşdiyi halda, burada ekrana perpendikulyar xətt üzərində yerləşir

15. Nazik təbəqələrdə interferensiya.

Təbiətdə su üzərində yaranan yağ yaxud neft təbəqəsinin, sabun qabarcıqlarının, metalların üzərində yaranan oksid təbəqəsinin alt və üst üzlərindən qayıdan işığın interferensiyası nəticəsində yaranan, əlvan rəngli mənzərəyə tez – tez rast gəlinir. **Nazik təbəqə** dedikdə qalınlığı dalğa uzunluğu ilə müqayisə olunan təbəqə başa düşülür.

Tutaq ki, sındırma əmsalı n və qalınlığı d olan müstəvi paralel şəffaf təbəqə üzərinə i bucağı altında müstəvi monoxromatik işıq dəstəsi düşür. (şəkil 26.8). Məsələnin sadələşdirilməsi məqsədi ilə bu təbəqə üzərinə bir şüanın düşdüyünü fərz edək. Təbəqənin səthindəki O nöqtəsində şüa ikiye bölünür: həm qismən təbəqənin üst səthindən qayıdır, həm də qismən təbəqədə sınır. Sınan şüa C nöqtəsinə çatdıqdan sonra isə həm havada qismən sınır ($n_0=1$), həm də qayıdır və B nöqtəsinə çatır. Bu nöqtədə şüa yenidən qismən qayıdır və i bucağı altında sinaraq yenidən havaya çıxır. Əgər $1'$ və $1''$ şüalarının qarşısına toplayıcı linza qoysaq, onda onlar linzanın fokal müstəvisinin P nöqtələrinin birində görüşərək interferensiya mənzərəsi yaradar. İnterferensiya verən şüalar arasındakı yollar fərqi təyin edilək.



Şəkil 26.8

O nöqtəsindən AB müstəvisinə qədər interferensiya yaradan $1'$ və $1''$ şüalarının arasında yaranan optik yollar fərqi

$$\Delta = n(OC + CB) - n_0 \cdot OA \pm \lambda_0 / 2 \quad (26.9)$$

olar. Burada, n_0 – nazik təbəqəni əhatə edən mühitin (havanın) sındırma əmsalı vahid qəbul edilir, n - nazik təbəqənin sındırma əmsalı, $\pm \lambda_0 / 2$ - isə işığın iki mühiti ayıran səthdən qayıdan zaman optik yollar fərqi yarım dalğa dəyişməsi ilə əlaqədardır. Məlumdur ki, işıq optik sıxlığı az (çox) olan mühitdən optik sıxlığı çox (az) olan mühit sərhəddinə düşdükdə qayıdan şüanın rəqs fazası π qədər dəyişdiyindən şüaların optik yollar fərqi $\lambda_0 / 2$ qədər azalır (çoxalır). Əgər $n > n_0$ olarsa, onda optik yollar fərqi yarım dalğa geri qalması yaxud itgisi O nöqtəsində baş verər və $\lambda_0 / 2$ - yarım dalğa dəyişməsi mənfi işarəli olar; $n < n_0$ olduqda isə yarım dalğa əlavəsi C nöqtəsində baş verər və $\lambda_0 / 2$ - yarım dalğa dəyişməsi müsbət işarəli olar. Şəkil 26.8 - ə əsasən, $OC = CB = d / \cos r$ və $OA = OB \sin i = 2d \tan r \sin i$ olar.

Verilən hal üçün sınma qanunu, yəni $\sin i = n \sin r$ olduğunu nəzərə alsaq, alarıq:

$$\Delta = 2dn \cos r = 2dn \sqrt{1 - \sin^2 r} = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i}$$

Yarımdalğa dəyişməsini də nəzərə almaqla, optik yollar fərqi üçün aşağıdakı ifadəni alarıq:

$$\Delta = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} \pm \lambda_0 / 2. \quad (26.10)$$

Şəkil 26.8 – də təsvir edilmiş hal üçün ($n > n_0$) optik yollar fərqi,

$$\Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \lambda_0 / 2 \quad (26.11)$$

şəklində ifadə olunur. (26.11) düsturunu uyğun olaraq (26.7) və (26.8) – dənəzərə alsaq, onda P nöqtəsində **interferensiya maksimumu üçün**

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \lambda_0 / 2 = k \cdot \lambda_0 \quad (k = 0, 1, 2, \dots) \quad (26.12)$$

interferensiya minimumu üçün isə

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \lambda_0 / 2 = (2k + 1) \frac{\lambda_0}{2} \quad (k = 0, 1, 2, \dots) \quad (26.13)$$

Ifadələrini almış olarıq.

Qeyd etmək lazımdır ki, interferensiya, yalnız əgər təbəqənin ikiqat qalınlığı düşən dalğanın koherentliyi uzunluğundan az olduqda müşahidə olunur.

(26.10) ifadəsindən göründüyü kimi, nazik təbəqəsinin alt və üst üzlərindən qayıdan şüaların arasında yaranan optik yollar fərqi həm təbəqənin d qalınlığından, həm də i düşmə bucağının qiymətindən asılıdır. Bu kəmiyyətlərdən biri sabit qaldıqda, optik yollar fərqi yalnız digər parametrlərlə təyin olunduğundan, alınan interferensiya zolaqları vasitəsilə bir sıra nəticələrə nail olmaq mümkündür. Bu hallara ayrılıqda baxaq.

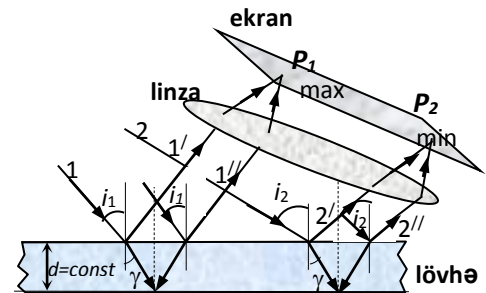
1. Bərabər meylin interferensiya zolaqları (müstəvi paralel üzlü lövhələrdən interferensiya).

(26.12) və (26.13) ifadələrindən görünür ki, müstəvi paralel üzlü lövhələrdə (təbəqələrdə) interferensiya mənzərəsi λ_0, d, n və i kəmiyyətləri ilə təyin edilir. Verilmiş λ_0, d və n üçün i şüalarının hər bir meylinə özünün interferensiya zolaqları uyğun gəlir. Eyni qalınlıqda olan təbəqə üzərinə monoxromatik şüalar düşərkən, şüaların yollar fərqi ancaq düşmə bucağından asılı olmalıdır, belə ki, i -dən asılı olaraq bir istiqamətdə düşən şüalar güclənərsə, digər bir istiqamətdə düşən şüalar zəifləyəcəkdir. Əks olunan şüalar üçün maksimum və minimum alınma şərti (26.12) və (26.13) ifadələri ilə təyin olunacaqdır.

Bu halda əmələ gələn interferensiya zolaqlarına **bərabər meylin interferensiya zolaqları** deyilir.

Lövhələrin üst və alt üzlərindən qayıdan 1' və 1'' şüaları bir-birinə paraleldirlər, çünki lövhə müstəvi paraleldir. Ona görə də interferensiya verən 1' və 1'' şüaları yalnız sonsuzluqda kəsişirlər, buna görə də deyirlər ki, bərabər meyilli zolaqlar sonsuzluqda lokallaşmışlar. Onların müşahidəsi üçün, toplayıcı linzadan və linzanın fokal müstəvisində yerləşmiş E ekranından istifadə olunur (şəkil 26.9). Bir – birinə paralel olan 1' və 1'' şüaları linzanın P_1 foksunda görüşürlər (şəkil 26.9 – da linzanın optik oxu 1' və 1'' şüalarına paraleldir). Bu nöqtəyə həmçinin, 1 şüasına paralel olan digər şüalarda gəlirlər, nəticədə ümumi intensivlik artır. Başqa bucaq altında meyl edən 2 şüaları, linzanın fokal müstəvisinin digər P_2 nöqtəsinə görüşürlər. Asanlıqla göstərmək olar ki, Əgər linzanın optik oxu lövhənin səthinə perpendikulyar olarsa, onda eyni meyilli zolaqlar mərkəzi linzanın foksunda olan dairəvi həlqələr formasında olacaqdır.

Eyni i bucağı altında düşən şüalar üçün (26.11) ifadəsi ilə təyin olunan yollar fərqi dalğa uzunluğunun tam misllərinə bərabər olan P_1 nöqtəsində maksimum işıqlanma, digər hər



Şəkil 26.9

hansı i_2 bucağı altında düşən şüala rüçün yollar fərqi dalğa uzunluğu yarısının tək misillərinə bərabər olan P_2 nöqtələrində minimum işıqlanma – qaranlıq yaranacaqdır.

Təcrübədə həmin hadisəni müşahidə etmək üçün $\frac{1}{4}$ dalğa uzunluğu dəqiqliyi ilə hazırlanmış paralel üzlü lövhədən və enli işıq mənbəyindən istifadə edilir.

Əgər müşahidə bilavasitə gözlə aparılırsa və lövhəyə ağ işıq düşərsə, müşahidəçi müxtəlif istiqamətdə lövhənin müxtəlif rənglərə boyanmış olduğunu görəcəkdir. Belə bir hadisə su üzərində yağ və neft dağıldıqda, eləcə də, sabun köpüyü üzərində işıq düşdükdə müşahidə olunur.

Optik cihazların linzaları üzərinə düşən şüaların, az miqdarda da olsa müəyyən hissəsi linza səthindən əks olunur. Xüsusilə fotoaparatta həmin şüalar məqsədəuyğun olmur.

İnterferensiya hadisəsindən istifadə edərək əks olunan şüaları zəiflətmək mümkündür. Bu məqsədlə linzanın üzərinə qalınlığı $\frac{1}{4}$ dalğa uzunluğuna bərabər olan nazik şəffaf təbəqə çəkilir.

Təbəqə maddəsinin sındırma əmsalı, linza maddəsinin sındırma əmsalından kiçik olmalıdır.

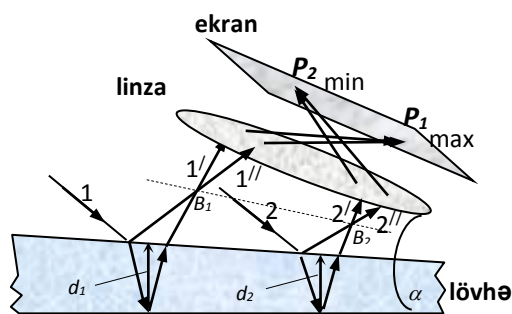
Təbəqənin alt və üst səthlərindən əks etmiş şüaların yollar fərqi $\frac{1}{2}\lambda$ olduğundan həmin şüalar

bir-birini zəifləndirərək yoxa çıxarır. Təbəqənin qalınlığından asılı olaraq, bu və ya digər rənglər zəifləmiş olur. Fotoaparatin obyektivi üzərinə çəkilmiş təbəqənin qalınlığını seçməklə əks olunan şüalar içərisində mavi şüalar müstəsna olmaqla yerdə qalanlarını zəifləndirmək olur ki, bunun nəticəsində obyektiv mavi rəngdə görünür.

2. Bərabər qalınlığın interferensiya zolaqları (qalınlığı müntəzəm dəyişən lövhələrdən interferensiya).

Tutaq ki, eyni qalınlığa malik olmayan (qalınlığı müntəzəm dəyişən) pazşəkilli şəffaf cisim üzərinə (yan üzləri arasındakı α bucağı kiçik olan), yayılma istiqaməti 1 və 2 paralel şüaları ilə eyni olan müstəvi dalğa düşür (şəkil 26.10). Düşən 1 şüasının bölündüyü bütün şualardan, yəni pazşəkilli şəffaf cismin üst və alt səthlərindən qayıdan, $1'$ və $1''$ şüalarına baxaq. Pazşəkilli nazik təbəqənin və linzanın müəyyən qarşılıqlı vəziyyəti zamanı $1'$ və $1''$ şüaları, B nöqtəsinin xəyalı olan və linzanın fokal müstəvisinin hər hansı bir P_1 nöqtəsində görüşürlər. $1'$ və $1''$ şüaları koherent olduqlarından, onlar interferensiya mənzərəsi yaradırlar. Əgər mənbə pazşəkilli nazik təbəqənin səthindən kifayət qədər uzaqda yerləşirsə və α bucağı həddən artıq kiçikdirsə, onda interferensiya yaranan $1'$ və $1''$ şüaları arasındakı optik yollar fərqi (26.10) düsturuna əsasən böyük dəqiqliklə hesablanı bilər (burada d - pazın işıq düşən hissəsindəki qalınlığıdır). Pazşəkilli nazik təbəqənin başqa nöqtəsinə düşən 2 şüasının bölünməsi zamanı yaranan $2'$ və $2''$ şüaları linza vasitəsilə P_2 nöqtəsində toplanırlar. Optik yollar fərqi isə d - in qalınlığı ilə təyin edilir. Beləliklə, E ekranında interferensiya verən zolaqlar sistemi yaranır.

İnterferensiya zolaqların hər biri, lövhənin eyni qalınlığa malik olan yerindən səpilmə zamanı yaranır (ümumi halda lövhənin qalınlığı müntəzəm olaraq dəyişir). Lövhənin eyni qalınlıqlı təbəqələrindən səpilən şüaların görüşməsi nəticəsində yaranan interferensiya zolaqlarına, **bərabər qalınlığın interferensiya zolaqları** deyilir. Pazın alt və üst tərəfləri yaxud üzləri bir – birinə paralel olmadığından $1'$ və $1''$ (eləcə də $2'$ və $2''$) şüaları, şəkil 26.14 – də təsvir



Şəkil 26.14

edildiyi kimi, lövhənin yaxınlığında kəşşirlər. Beləliklə, eyni qalınlıqlı zolaqlar pazın səthinin yaxınlığında lokallaşırlar. Əgər işıq lövhəyə normal yaxud perpendikulyar olaraq düşürsə, onda eyni qalınlıqlı zolaqlar pazın yuxarı səthində lokallaşırlar.

16.İnterferometrlər.

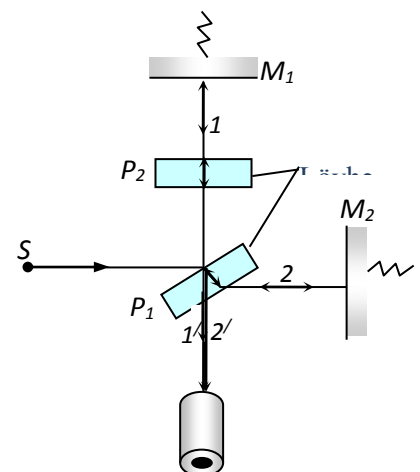
İnterferensiya hadisəsi işığın dalğa təbiətli olması ilə əlaqədardır və onun kəmiyyət qanunauyğunluğu λ_0 dalğa uzunluğundan asılıdır. Ona görə də bu hadisə işığın dalğa təbiətli olduğunu təsdiq etmək üçün və dalğa uzunluğunu ölçmək üçün tətbiq olunur (**interferensiya spektroskopiyası**). İnterferensiya hadisəsindən praktikada geniş istifadə olunur. İnterferensiya hadisələri çox dəqiq ölçmələr aparmağa imkan verir. Fiziki eksperimentlərdə, istehsalatda və optikanın müxtəlif sahələrində onların istifadə olunma sahəsi sürətlə genişlənir.

İnterferensiya hadisəsi həmçinin **interferometrlər** adlanan optik cihazların iş prinsipini təyin edir. Başqa sözlə desək, interferometrlərin ümumi iş prinsipi koherent işıq dalğalarının alınması və interferensiyasına əsaslanır.

İnterferometrlərdən uzunluğun və bucaqların kiçik dəyişmələrini ölçmək, mühitin sındırma əmsalını təyin etmək, cisimlərin səthlərinin keyfiyyətinin hamarlığını yoxlamaq və s. məqsədlərlə istifadə olunur. İnterferometrlər böyük həssaslığa malik olduğuna görə, interferensiya edən şüaların optik yollar fərqi çox cüzi dəyişdikdə interferensiya mənzərəsi kəskin sürətdə dəyişir. Ona görə də interferometrlər vasitəsilə çox incə işlər görülür. Məsələn, linzaların və güzgülərin cilalanmış səthlərinin hamarlığını, bərk cisimlərin xətti genişlənmə əmsalını, ferromaqnitlərin maqnit sahəsində, seqnetoelektriklərin elektrik sahəsində ölçülərinin dəyişməsinə yalnız interferometrlər vasitəsilə qiymətləndirmək olar. Rele interferometri maye və qazların şüasındırma əmsalını yüksək dəqiqliklə təyin etməyə imkan verir. Sındırma əmsalı maddənin kimyəvi tərkibindən asılı olduğundan interferensiya refraktometri vasitəsilə mühitin kimyəvi tərkibində baş verən dəyişiklikləri aşkar etmək mümkündür. Məsələn, kömür şaxtalarında bu qaz alışıaraq partlayışa səbəb ola bilər. Ona görə də metan qazının konsentrasiyasına nəzarət edilir. Astronomiyada interferometrlər vasitəsilə ulduzların bucaq diametri təyin edilir. Bu məqsədlə ayırdetmə qabiliyyətli Maykelson interferometrindən təqribən yüz dəfələrlə yüksək olan radiorefraktometrdən istifadə edilir. Şüaların spektral tərkibini öyrənmək üçün də interferometrlərdən geniş istifadə olunur. Müasir spektral cihaz olan Furiye-spektrometrində Maykelson interferometrinin optik sxemi tətbiq edilir. Bu cihazla zəif spektri, xüsusilə onun infraqırmızı oblastını tədqiq etmək olur. Fabri-Pero interferometrindən ayırdetmə qabiliyyəti yüksək olan spektral cihazlarda spektr xətlərini etalon mənbəyin xətləri ilə müqayisə etmək üçün istifadə olunur.

İnterferometrlər **ikişüallı** (Maykelson, Jamen interferometrləri və s.) və **çoxşüallı** (Fabri-Pero, Lümer-Qerke interferometrləri və s.) ola bilər. Bunlardan bəzilərinə nəzər yetirək.

1. **Maykelson interferometri.** Kifayət qədər kiçik kəmiyyətləri böyük dəqiqliklə ölçməyə imkan verən Maykelson interferometrinin prinsipial sxemi şəkil 26.16- da təsvir edilmişdir. S mənbəyindən çıxan şüa yarım



Şəkil 26.16

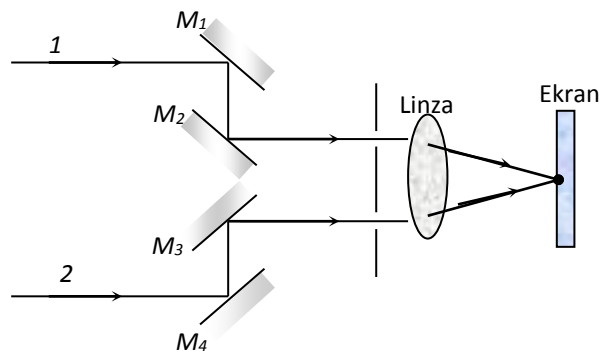
şəffaf P_1 lövhəsinə düşür, bir hissəsi əks olunaraq 1 şüasını formalaşdırır, bir hissəsi lövhədən keçir, 2 şüası alınır. Bu şüalar M_1 və M_2 güzgülərindən əks olunaraq P_1 -ə düşürlər. $1'$ - 1-in P_1 -dən keçən hissəsi, $2'$ - 2-in P_1 -dən qayıdan hissəsi görüşərək interferensiya verirlər. $2'$ və $1'$ 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 fərqi kompensasiya etmək üçün P_2 lövhəsindən (P_1 ilə eyni) istifadə olunur. Lakin P_2 - tam şəffaf olmur. Güzgüləri mikrometrik vintlə idarə edərək ehtiva vəziyyət almaq olar ki, $2'$ və $1'$ şüaları demək olar ki, paralel olsun. Belə dəqiq fokuslama ilə çox kiçik kəmiyyətləri, həmçinin böyük kəmiyyətləri kifayət qədər dəqiqliklə ölçmək mümkündür.

Maykelsonun 1920-ci ildə yaratdığı ulduzi interferometrinə baxaq (şəkil 26.17). 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 bilər. 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 radiusunə bərabər olur.

(17.42) ifadəsinə görə koherentlik radiusunu bilərək ulduzun görünmə bucağı $\varphi = \lambda / L$ kimi təyin olunur. Dəqiq hesablamalar $\varphi = A\lambda / L \approx 1,22\lambda / L$ olduğunu sübuta yetirir. Maykelson təcrübələrində güzgülər arasında məsafə 6,1m seçilərək, *Betelqeyz ulduzunu* görünmə bucağının $\varphi = 0,047''$ qiyməti təyin olunmuşdur.



Şəkil 26.17

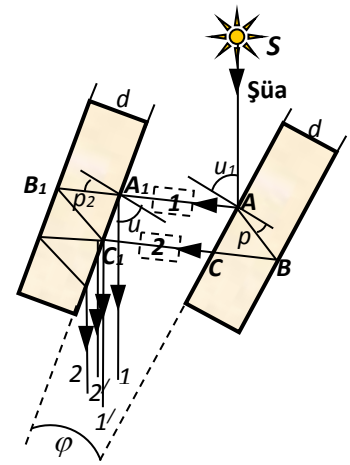
2. Jamen interferometri. Ən sadə Jamen interferometri müəyyən qalınlıqlı iki müstəvi paralel lövhədən ibarətdir (Şəkil 26.18). S mənbəyindən çıxan şüa bir-birinə nəzərən kiçik φ bucağı altında qoyulmuş eyni d qalınlıqlı lövhələrdən qayıdaraq şəkildə göstərilən kimi müxtəlif şüalara ayrılır. $1'$ və $2'$ şüaları arasında optik yollar fərqi

$$\begin{aligned} \Delta &= (ABC - A_1B_1C_1)n \\ \Delta &= 2dn(\cos i_1 - \cos i_2) \end{aligned} \quad (26.19)$$

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

$$\Delta = d\varphi \sin i. \quad (26.20)$$

Burada, i - düşmə bucağı, φ - sınma bucağı, n - lövhələrin sınma əmsəlidir. Yollar fərqi yarım dalğa uzunluğunun cüt misllrinə bərabər olduqda interferensiya nəticəsində maksimum (ışıqlaşma), tək misllərində isə minimum (qaranlıq) müşahidə olunacaqdır. Lövhələr paralel yerləşdirilsə, $\varphi = 0$ və heç bir



Şəkil 26.18

interferensiya müşahidə olunmaz. Yalnız səpilən şüalar halında eyni meylin zolaqları müşahidə olunur. 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

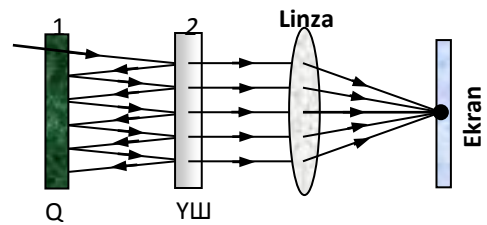
$$\Delta' = l(n_2 - n_1) \quad (26.21)$$

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

$$l(n_2 - n_1) = k\lambda \quad (26.22)$$

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 mümkündür.

3. Fabri Pero interferometri. Çoxşüalı nterferometrlərin tətbiqinə misal olaraq spektroskopiyada şüalanma xətlərinin incə quruluşunu təyinedilməsi göstərilə bilər. Çoxşüalı interferometr olaraq *Fabri-Pero* etalonuna nəzər yetirək. Bu cihaz yaxşı cilalanmış iki kvars və ya şüşə lövhədən ibarətdir (Şəkil 26.19). Dalğa uzunluğundan xeyli kiçik kəlkötürlüyə 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.



Şəkil 26.19

17. Işığın difraksiyası. Frenel zonaları.

Kiçik deşikdən dar işıq dəstəsini buraxmaqla işığın düz xətt istiqamətindən kənara çıxmasını müşahidə etmək olar.

Deşiyin qarşısında alınan işıqlı ləkənin ölçüləri işığın düz xətt istiqamətində yayılması qanununa görə alınacaq ölçülərdən böyük olur.

Beləliklə, demək olar ki, bircinsli mühitdə işığın düz xətt üzrə yayılmasından kənara çıxması hadisəsi işığın difraksiyası adlanır. Işığın difraksiyası həmişə difraksiya olunmuş şüaların interferensiyası ilə eyni zamanda baş verir.

Difraksiya hadisəsinin izahı Huygens prinsipi və interferensiya qanunları əsasında verilir. Dalğa optikasından bu burğə qaydaya Huygens–Frenel prinsipi deyilir.

Huygens prinsipinə əsasən, dalğa cəbhəsinin hər bir nöqtəsinə sərbəst rəqs mənbəyi kimi baxmaq olar. Fəzanın istənilən nöqtəsində dalğanın yaranmasına, dalğa cəbhəsinə bölünən, fiktiv mənbələrin (ikinci, üçüncü və s. mənbələrin) təkrar dalğalarının interferensiyasının nəticəsi kimi baxılması haqqındakı Frenelin fikri, bu prinsipi tamamladı. Frenel ilk dəfə olaraq fərz etdi ki, bu fiktiv mənbələr koherentdirlər və ona görə də fəzanın istənilən nöqtəsində interferensiya verə bilər, nəticədə elementar dalğalar bir-birini gücləndirir, yaxud yox edirlər.

Qeyd etmək lazımdır ki, işığın difraksiyası kəşf edilənə qədər işığın dalğa təbiətində olması şübhə altında idi.

İşığın dalğa təbiətli olmasına əmin olmaq üçün onun düzxətli yayılmasının dalğa nəzəriyyəsi ilə izahı tələb olunur.

Frenel dalğavari nəzəriyyə əsasında işığın bircins mühitdə düz xətt boyunca yayılmasının ilk dəfə aydın izahını vermişdir.

Hüygens–Frenel prinsipi

Dalğanın yayılmasının xarakterik xüsusiyyəti ondan ibarətdir ki, hər bir dalğa yayılarkən maneə arxasına keçmək qabiliyyətinə malikdir.

Dalğanın difraksiyasının baş verməsi dalğa uzunluğuna nisbətən maneənin hansı xətti ölçüyə malik olmasından asılıdır. Məsələn, suyun səthi üzrə yayılan iri dalğalar bütünlüklə dönüb dirəyin arxasına keçir. Kiçik ləpə isə dirəyin arxasında yaxşı görünən – kölgə-sahəsi əmələ gətirir.

İnterferensiya hadisəsi və bu hadisəyə əsaslanaraq çoxlu sayda təcrübi faktların izahı işığın dalğa xarakterli olmasını təsdiq edir. Belə olduqda işığın bircins mühitdə, düz xətt boyunca yayılması və kiçik maneələrə rast gəldikdə düzxətli yayılma istiqamətindən kənara çıxması hadisələri də dalğa nəzəriyyəsinə əsasən izah edilməlidir. Lakin Huygens prinsipi bu suallara cavab verə bilmədi. Belə ki, müxtəlif istiqamətlərdə yekun dalğa intensivliyinin müəyyən edilməsi məsələsi Huygens prinsipinə görə həll edilməmiş qaldı. Frenel ikinci dalğaların koherentliyini nəzərə alaraq Huygens prinsipini interferensiya prinsipi ilə tamamladı və qarşıya çıxan yuxarıda qeyd etdiyimiz çətinliyi həll etdi. Bu səbəbdən də Huygens prinsipi Huygens–Frenel prinsipi adlanır.

Huygens–Frenel prinsipi işığın difraksiya hadisəsini bütün təfəsilatı ilə izah edir. Bu prinsipin Huygens prinsipində formal olaraq daxil edilmiş dalğaların qurşayanına dərin fiziki məna verdi. Belə ki, Huygens prinsipi, dalğa cəbhəsinin əvvəlki anda hər bir nöqtəsi yanında əmələ gələn elementar dalğalara qurşayan çəkərək cəbhənin yeni vəziyyətini qurmağa imkan yaradır. Burada qurşayan səth elementar koherent dalğaların qarşılıqlı interferensiyası nəticəsində intensivliyin böyük qiymətlərinə müvafiq olan nöqtələrin həndəsi yeri kimi başa düşülür.

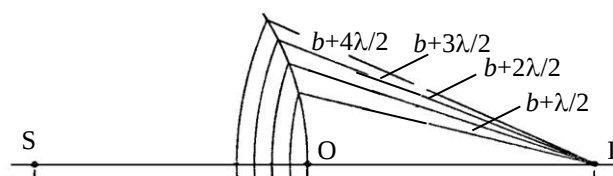
Frenelin ideyasına görə istənilən anda dalğa səthi yalnız sadəcə ikinci dalğaların qurşayanı yox, onların interferensiyasının nəticəsidir.

Frenel zonaları

Frenel üsulunun mahiyyətini başa düşmək üçün birincisi, izotop mühitdə nöqtəvi S mənbəyindən yayılan, sferik dalğanın P nöqtəsində yaratdığı işıq rəqsinin amplitudunu təyin edək (şəkil 38). Belə dalğanın dalğa səthi SP xəttinə nəzərən simmetrik olur. Bundan istifadə edərək, şəkildə təsvir edilmiş dalğa səthini dairəvi zonalara bölək. Bu zonaların hər birinin kənarından P nöqtəsinə qədər olan məsafə, $\frac{\lambda}{2}$ qədər fərqlənir (λ –dalğanın yayıldığı müddətdəki dalğa uzunluğudur). Belə xassəyə malik olan zonaya **Frenel zonası** deyilir.

Şəkil 38-dən göründüyü kimi, m -ci zonanın xarici kənarında P nöqtəsinə qədər olan bm məsafəsi aşağıdakı kimi təyin edilir.

$$b_m = b + m \frac{\lambda}{2} \quad (4.1)$$



Şəkil 38.

(burada $b=0$ dalğa səthi təpəsindən P nöqtəsinə qədər olan məsafədir).

İki qonşu zonanın uyğun nöqtələrindən P nöqtəsinə gələn, rəqslər əks fazalı olurlar. Buna görə də hər bir zonanın bütövlükdə yaratdığı, yekun rəqs, qonşu zonadan n qədər fərqlənəcəkdir.

Zonanın sahəsini hesablayaq, m -ci zonanın xarici sərhədi dalğa səthindən h_m hündürlüklü sferik qövs ayırır (şəkil 39). Bu qövsü, yaxud qövslə vətər arasında qalan parçanı S_m ilə işarə edək. Onda m -ci zonanın sahəsini,

$$\Delta S_m = S_m - S_{m-1}.$$

formasında təsəvvür etmək olar. Burada S_{m-1} -($m-1$)-ci zonanın xarici sərhəddinin ayırdığı sferik qövsün sahəsidir.

Şəkil 39-dan göründüyü kimi,

$$r_m^2 = a^2 - (a - h_m)^2 = \left(b + m \frac{\lambda}{2}\right)^2 - (b + h_m)^2$$

(a -dalğa səthinin radiusu, r_m - m -ci zonanın xarici sərhəddinin radiusudur). Mötərizə içini kvadrata yüksəltmək alırıq:

$$r_m^2 = 2ah_m - h_m^2 = bm\lambda + m^2 \left(\frac{\lambda}{2}\right)^2 - 2bh_m - h_m^2$$

(4.2)

(4.2) ifadəsindən sferik qövsün hündürlüyü üçün alırıq:

$$h_m = \frac{bm\lambda + m^2 (\lambda/2)^2}{2(a+b)} \quad (4.3)$$

a -dalğa uzunluğunun kiçik olduğunu nəzərə alsaq, olan toplananları nəzərə almamaq olar. Bu baxımdan

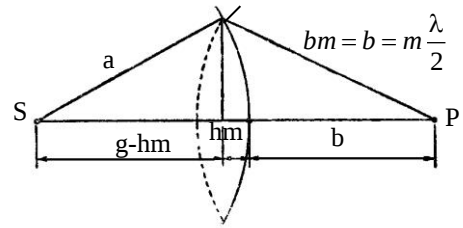
$$h_m = \frac{bm\lambda}{2(a+b)} \quad (4.4)$$

Sferik seqmentin sahəsi $S=2\pi Rh$ olduğundan (R -sferanın radiusu, h - seqmentin hündürlüyüdür) alırıq:

$$S_m = 2\pi ah_m = \frac{\pi ab}{a+b} m\lambda$$

m -ci zonanın sahəsi isə

$$\Delta S_m = S_m - S_{m-1} = \frac{\pi ab\lambda}{a+b}$$



Şəkil 39

Aldığımız ifadə, göründüyü kimi m -dən asılı deyildir. Buradan nəticə olaraq çıxır ki, m çox böyük olmadıqda, Frenel zonalarının sahələri təqribən eyni olur.

(4.2) bərabərliyindən zonanın radiusunu tapmaq olar. m çox böyük olmadıqda $h_m \ll a$ olar və buna görə də $r_m^2 = 2ah_m$ olar. h_m -in bu qiymətini (4.4)-də nəzərə alsaq m -ci zonanın xarici sərhədinin radiusu üçün aşağıdakı ifadəni alırıq:

$$r_m = \sqrt{\frac{ab}{a+b}} m\lambda \quad (4.5)$$

Zonadan P nöqtəsinə qədər olan məsafəsi m zonasının nömrəsinin artması ilə tədricən artır. m -ci zonanın P nöqtəsində yaratdığı rəqsin amplitudu isə, m -in artması ilə monoton azalır:

$$A_1 > A_2 > A_3 > \dots > A_{m-1} > A_m > A_{m+1}.$$

Qonşu zonanın yaratdığı rəqslərin fazası, π qədər fərqləndiyindən, P nöqtəsindəki rəqslərin yekun amplitudu aşağıdakı formada təsəvvür edilə bilər:

$$A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots \quad (4.6)$$

(4.6) ifadəsini aşağıdakı formada da yazmaq olar:

$$A = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} \right) + \dots \quad (4.7)$$

A_m monoton azaldığına görə təqribən hesab etmək olar ki,

$$A_m = \frac{A_{m-1} + A_{m+1}}{2}$$

Bu halda mötərizədəki ifadə sıfıra bərabər olar və (4.7) düsturu aşağıdakı formada sadələşir.

$$A = \frac{A_1}{2} \quad (4.8)$$

(4.8) düsturuna əsasən, bütün sferik dalğa səthinin ixtiyarı P nöqtəsində yaratdıqları amplitud, yalnız bir mərkəzi zonanın yaratdığı amplitudun yarısına bərabərdir.

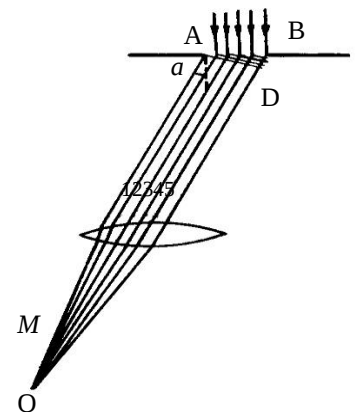
Mərkəzi zonanı açıql saxlayıb, qalan zonaları qeyri-şəffaf lövhə ilə örtəydik P nöqtəsində yaranan rəqsin amplitudu ($A=A_1$) dalğa səthinin açıq qalan halına nisbətən iki dəfə, intensivliyi isə dörd dəfə çox olardı.

Zonalar üsulundan istifadə etməklə yüksək intensivlikli işıq almaq olar. Bu məqsədlə işığın yolunu elə lövhə ilə kəsmək lazımdır ki, o yalnız ya tək, ya cüt zonaları örtsün. Belə lövhə zona lövhəsi adlanır.

18. Bir yarıqdan difraksiya.

Tutaq ki, $b=(BC)$ sabit eni və $l \gg b$ uzunluğu olan, ensiz BC yarığı açılmış, qeyri-şəffaf E , ekranı üzərinə paralel monoxromatik işıq şüası perpendikulyar olaraq düşür (şəkil 40). Huygens-Frenel prinsipinə uyğun olaraq yarığın nöqtələri, eyni faza ilə rəqs edən, ikinci dalğa mənbələri olur. Əgər işığın yarıqdan keçməsi zamanı işıq düz xətt boyunca yayılısaydı, onda toplayıcı L linzasının foks müstəvisində yerləşdirilmiş – E ekranında, işıq mənbəyinin şəkli alınardı. Ensiz yarıqda difraksiya nəticəsində mənzərə əsaslı surətdə, kökündən dəyişir. E ekranda interferensiya maksimumları və minimumları müşahidə olunur.

Linzanın əlavə fokusunda, düşən dalğa cəbhəsinə perpendikulyar olan, linzanın optik oxuna α bucağı altında



Şəkil 40.

düşən, bütün paralel şüalar toplanır. BM və AM kənar şüalarının optik yollar fərqi

$$\delta = |BD| = b \sin \alpha \quad (4.9)$$

bərabərdir.

BD yarığını Frenel zonalarına bölək. Zonanın kənarından AM-ə paralel çəkilmiş, şüaların optik yollar fərqi $\lambda/2$ -yə bərabər olduğundan, zonanın eni $\lambda/(2\sin\alpha)$ bərabər olur.

Verilən istiqamətdə bütün zonalar işığı eyni qaydada buraxırlar. İşığın hər bir qonşu zona cütündən interferensiyası zamanı yekun rəqslərin amplitudu sıfır bərabər olur. Belə ki, bu zonalar eyni amplitudlu, lakin əks fazalı rəqslərin yaranmasına səbəb olurlar. Beləliklə, işığın O nöqtəsindəki interferensiyasının nəticəsi, yarıqda yerləşən Frenel zonalarının sayı ilə təyin olunur. Zonaların sayı cüt olduqda, yəni

$$b \sin \alpha = \pm 2m\lambda / 2 \quad (m=1,2) \quad (4.10)$$

Difraksiya minimumu müşahidə olunur (tam qaranlıq).

Zonaların sayı tək olduqda isə bir Frenel zonanın təsirinə uyğun olan difraksiya maksimumu müşahidə olunur.

$$b \sin \alpha = \pm (2m + 1)\lambda / 2.$$

$\alpha=0$ istiqamətində, yarığın bütün hissələrinin O nöqtəsində yaratdıqları rəqslər eyni faza ilə baş verdiyindən, ən intensiv 0-cı nömrəli mərkəzi maksimum müşahidə olunur.

19. Rentgen şüalarının difraksiyası.

Görünən şüalar kimi rentgen şüaları da dalğa təbiətinə malik olub bütöv və xətti spektrlər verirlər. Birinci dəfə Lauye 1912-ci ildə kristalın təbii fəza qəfəsindən difraksiya qəfəsi kimi istifadə edərək rentgen şüalarının difraksiyasını müşahidə etməyin mümkün olması ideyasını irəli sürdükdə rentgen şüalarının dalğa təbiəti bilavasitə isbat edilmişdir.

Kristallardan istifadə etmədən rentgen şüalarının interferensiya hadisələrinin bilavasitə müşahidələri isə birinci dəfə yalnız 1930-cu ildə sovet fiziki V.P.Linnik tərəfindən həyata keçirilmişdir. V.P.Linnik öz işlərindən birində görünən şüalar üçün Lloydın apardığı təcrübə ilə analogi olan təcrübəni rentgen şüaları üçün aparmışdır. Bu rentgen şüaları üçün bərk cisimlərin sındırma əmsalının vahiddən bir qədər az olması və düşmə bucağı çox kiçik olduqda hava bərk cisim hüdudunda tam daxili qayıtmaya uğraması nəticəsində mümkün olmuşdur. Çox nazik rentgen şüalar dəstəsi qismən şüşə lövhənin səthindən tam daxili qayıtmaya uğramış, qismən də ondan düz keçmişdir. Dəstələr (düz keçən və qayıdan) bir-birinin üzərinə düşərək, bir sıra interferensiya zolaqları vermişdir ki, onların da fotosəkli alınmışdır.

Rentgen şüalarının spektrini öyrənmək üçün rentgen spektroqraflarından istifadə olunur. Bu spektroqrafda difraksiya qəfəsi rolunu kristalın fəza qəfəsi oynayır.

Təbii kristallar üçölçülü difraksiya qəfəsinə ən yaxşı nümunədir: kristal atomları fəzanın bütün 3 istiqaməti üzrə bir-birindən eyni məsafədə yerləşərək düzgün düzülüş əmələ gətirirlər. Belə qəfəsdə yarığın eni atomların arasındakı məsafəyə, qəfəs sabiti isə, iki qonşu atomun mərkəzləri arasındakı məsafəyə – kristalın perioduna bərabərdir. Kristalın üzərinə işıq və ya hər hansı başqa elektromaqnit dalğası düşdükdə, onun atomlarından hər biri Huygens prinsipinə görə ikinci dalğalar şüalandırır. İkinci dalğalar həm bir-biri ilə, həm də ilkin dalğalarla toplanaraq interferensiya etdiklərindən yekun dalğanın yayılma istiqaməti əvvəlkindən fərqlənir.

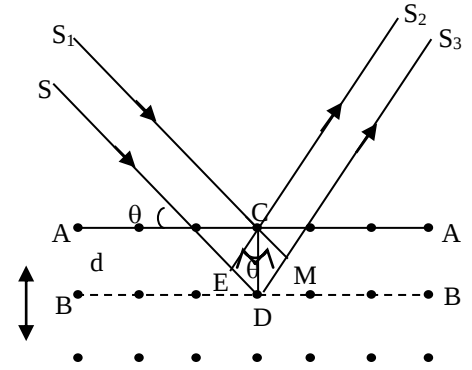
Ona görə də elektromaqnit dalğaları kristaldan keçərək difraksiya edir. Hesablamalar göstərir ki, bütün kristallarda atomlararası məsafənin tərtibi 10^{-10} m-dir. Ona görə də görünən işığın

kristal cisimlərdə difraksiyası baş vermir. Difraksiya baş verməsi üçün kristal üzərinə düşən dalğa uzunluğunun tərtibi 10^{-10} m-dən kiçik olmalıdır.

Rentgen şüalarının dalğa uzunluğu $8 \cdot 10^{-8} - 10^{-14}$ m diapazonda dəyişdiyindən onlar üçün həmin tələb ödənilir.

Rentgen şüaları üçün difraksiya qəfəsi kimi təbii kristallardan istifadə etmək ideyasını ilk dəfə Lauye vermişdir. B.Fridirik və P.Knippinq tərəfindən bu ideya təcrübədə təsdiq edilmişdir ki, rentgen şüaları daş düz kristalından keçərkən difraksiya hadisəsi baş vermişdir.

Heysler borusunda katod şüalarının yaratdığı işıqlanmanı tədqiq edən Rentgen 1895-ci ildə aşkara çıxarmışdır ki, həmin şüalarla yanaşı gözlə görünməyən şüalar da buraxılır. Təbiəti məlum olmayan bu şüaları Rentgen «X» şüaları adlandırır. Rentgen şüalarının dalğa uzunluğu 10^{-10} m-ə yaxın olduğundan belə qısa dalğaların difraksiyasını müşahidə etmək üçün qəfəs hazırlamaq qeyri-mümkündür. Bu cür qısa dalğaların difraksiyasını müşahidə etmək üçün Lauye müəyyən etmişdir ki, rentgen şüaları üçün kristal özünü qəfəs kimi aparır. Kristal daxilində atomlar paralel müstəvilər üzərində yerləşmiş olur. Tutaq ki, üzərində atomlar yerləşmiş AA və BB müstəviləri iki qonşu paralel müstəvilərdir (şəkil 49). Bu müstəvilərdəki C və D atomlarından əks olunan S_1 və S_2 şüalarının yollar fərqi $\delta = ED + DM = 2CD \sin \theta$ və ya $\delta = 2d \sin \theta$ (4.16).



Şəkil 49

C və D nöqtələrindən çıxan rəqslərin bir-birini güclən-dirməsi üçün $\delta = 2k\lambda / 2 = k\lambda$ və ona görə də $2d \sin \theta$ şərti ödənil-məlidir. Bu düsturu bir-birindən asılı olmayaraq Vulf və Breqq vermişdir. θ və λ -nın qiymətini bilərək kristal atomları arasındakı məsafəni, yəni qəfəs sabitini (periodunu) hesablamaq olar.

C və D nöqtələrindən çıxan rəqslərin bir-birini güclən-dirməsi üçün $\delta = 2k\lambda / 2 = k\lambda$ və ona görə də $2d \sin \theta$ şərti ödənil-məlidir. Bu düsturu bir-birindən asılı olmayaraq Vulf və Breqq vermişdir. θ və λ -nın qiymətini bilərək kristal atomları arasındakı məsafəni, yəni qəfəs sabitini (periodunu) hesablamaq olar.

Vulf-Breqq düsturu göstərir ki, verilən dalğa uzunluğu üçün rentgen şüalarının kristalda difraksiyası o zaman mümkündür ki, bu şüalar $2d \sin \theta = k\lambda$ tənliyi ilə təyin olunan bucaq altına düşsün.

Kristalda difraksiya etmiş şüaların interferensiya maksimumuna uyğun θ və λ -nın qiymətini bilərək, kristal atomları arasındakı d məsafəni hesablamaq olar.

Rentgen şüalarının difraksiyasının kəşfi bu şüaların elektromaqnit təbiətliliyini və kristalın atom quruluşunun dövriliyini təsdiq etdi. Bu kəşf maddə quruluşunun rentgen şüaları ilə analizi metodunun yaranmasına səbəb oldu.

Kristallar vasitəsilə alınan difraksiyadan nəinki rentgen şüalarının dalğa uzunluğunu ölçmək üçün istifadə oluna bilər, həm də məlum dalğa uzunluqlu şualardan istifadə olunduqda kristalın quruluşunu təyin etmək üçün yarar. Bu və ya digər kristal vasitəsilə difraksiya mənzərələrinin şəklini ətraflı öyrənmək onlara uyğun olan qəfəslərin həndəsi növünü müəyyənləşdirməyə imkan verir. Rentgen sturuktur təhlil həm kristalloqrafiyada və həm də texnikada geniş tətbiq olunur. Bu üsul texnikada (polad, rəngli metallar qatışığı və sairə kimi) materialların xassələrini öyrənmək üçün mühüm üsuldur.

20.Difraksiya qəfəsi.

Bir və çox yarıqdan difraksiyanı nəzərdən keçirdik. Praktikada spektros-kopiyada çoxlu sayda yarıqlarda baş verən difraksiya mənzərəsindən daha çox istifadə edilir.

Bir-birindən eyni məsafədə yerləşmiş çoxlu sayda paralel yarıqlar sistemi **difraksiya qəfəsi** adlanır. Şəffaf və qeyri-şəffaf hissələrin enlərinin cəmi ($d=a+b$) **qəfəs sabiti** adlanır. nd isə qəfəsin eni adlanır, n qəfəsdəki yarıqların sayıdır.

Difraksiya qəfəsi aşağıdakı qaydada hazırlanır. Şüşə lövhənin üzərinə nazik alüminium qatı çəkilir və xüsusi maşında mikrometrik vint vasitəsilə fil sümüyündən hazırlanmış kəsici ilə lövhənin səthinə bir-birindən eyni məsafədə yerləşən paralel cizgilər çəkilir. Bu üsulla hər millimetrdəki cizgilərin sayı 3600-dək olan difraksiya qəfəsləri hazırlanır. Hazırda hər mm də 2400-ə qədər cizgilər çəkilmiş difraksiya qəfəsi almaq mümkündür.

Lakin şüşədən hazırlanan difraksiya qəfəsində həm keçən, həm də qayıdan şüaların difraksiya mənzərəsi müşahidə olunur. Metaldan hazırlanan difraksiya qəfəsində isə yalnız qayıdan şüaların difraksiya mənzərəsi müşahidə olunur.

Difraksiya qəfəsinin əlverişli cəhəti ondan ibarətdir ki, yarıqların sayı çox olduqca həm baş maksimumların intensivliyi artır, həm də maksimumlar kəskinləşir, yəni maksimumdan qonşu minimuma keçir, kəskin olur və onlar arasında yerləşən ikinci maksimumlar çox zəifləyir.

Tutaq ki, qəfəs üzərinə monoxromatik paralel şüalar düşür, hər bir yarıqın ayrılıqda yaratdığı difraksiya hadisəsi ilə onların birlikdə yaratdıqları hadisə fərqli olur. Bu ekran üzərindəki işığın zolaqlar arasında işıq enerjisinin paylanmasının dəyişməsinə səbəb olur. Bu halda yarıqların bir-birinə təsiri nəticəsində baş vermiş interferensiya əsas rol oynayır. Qəfəs üzərinə düşən paralel şüalar difraksiyaya uğrayır.

Difraksiya qəfəsindən çıxan şüalar bir-birinə paralel olduğundan onları tonlayıcı linza vasitəsilə görüşdürmək olur. Bu şüalar linsada sınaq ekran üzərində O nöqtəsində tonlanaraq interferensiya mənzərəsi əmələ gətirir. Müxtəlif bucaqlar altında difraksiya etmiş şüalar ekran üzərində müxtəlif nöqtələrdə işıqlı və qaranlıq zolaqlar yaradır. Bu interferensiya mənzərəsi isə həmin şüaların analitik yollar fərqiindən asılı olur.

Şəkildə göründüyü kimi AC və BE şüalarının yollar fərqi $AD = AB \sin \varphi$ və ya $AD = \delta$, $AB = (a+b)$ qəfəs sabiti olduğuna görə

$$\delta = (a + b) \sin \varphi \quad (4.13)$$

Yollar fərqi yarımdalğaların cüt ədədlər sayına bərabər olduqda O nöqtəsində işıqlanma alınacaq. Deməli, maksimum şərti

$$(a + b) \sin \varphi = 2m \frac{\lambda}{2}$$

$$(a + b) \sin \varphi = m\lambda \quad (4.14)$$

(4.14) tənliyi baş maksimumların vəziyyətini təyin edir.

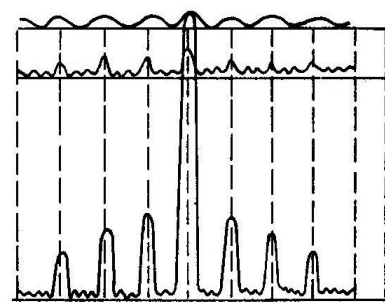
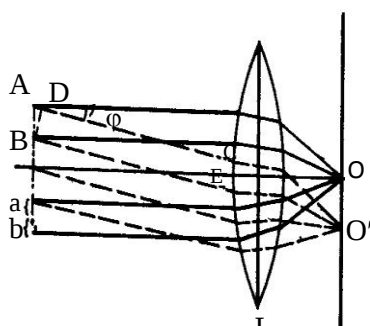
Baş maksimumlardan əlavə köməkçi maksimumlar da vardır ki, onların intensivliyi baş maksimumların intensivliyindən çox zəif olur.

$$m = 1 \quad (a + b) \sin \varphi = \lambda$$

$$m = 2 \quad (a + b) \sin \varphi = 2\lambda$$

$$m = 3 \quad (a + b) \sin \varphi = 3\lambda$$

Bu maksimumlar simmetrik olaraq O nöqtəsindən hər iki tərəfə düzüləcəkdir. Yarıqların sayı artdıqca interferensiya mənzərəsinin kəskinliyi də artır. Qəfəsdəki yarıqların sayı artdıqca difraksiya mənzərəsinin dəyişməsi göstərilmişdir (şəkil 47, 48).



Monoxromatik şualardan istifadə edərək ekran üzərində işıqlı və qaranlıq zolaqlar alınarsa ağ işıqdan istifadə edərkən hər bir dalğa özünə uyğun maksimumlar verdiyindən, ekran üzərində spektral zolaqlar alınacaqdır. Beləliklə, difraksiya qəfəsi spektr verəcəkdir. Bu spektrə də **difraksiya spektri** deyilir.

Difraksiya qəfəsi işıq dalğasının uzunluğunu təyin etməyə imkan verir. $(a+b)\sin\varphi = m\lambda$ tənliyindən istifadə edərək işıq dalğasının uzunluğunu dəqiq təyin etmək olar.

$$\lambda = \frac{a+b}{m} \sin \varphi .$$

Verilən m tərtibli spektr xəttinə uyğun olan φ bucağını ölçərək və d qəfəs sabitini bilərək (4.14) düsturundan həmin xəttin dalğa uzunluğunu tapmaq olar.

Tutaq ki, m -cı spektrdəki λ_1 və λ_2 dalğalarının difraksiya bucaqları φ_1 və φ_2 olmuşdur. Bu halda

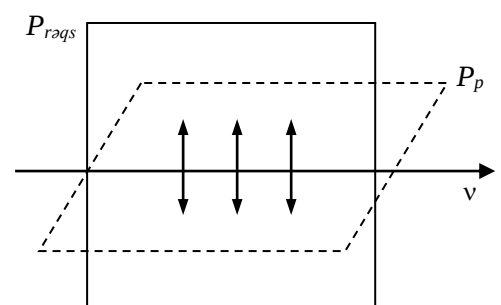
$$\lambda_1 = \frac{a+b}{m_1} \sin \varphi_1, \quad \lambda_2 = \frac{a+b}{m_2} \sin \varphi_2$$

$\frac{\lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2}$ -yə difraksiya qəfəsinin ayırdetmə qabiliyyəti deyilir. Burada $\lambda_1 - \lambda_2$ qəfəsdə hələ seçilə bilən bir-birinə ən yaxın spektral xətlərin dalğa uzunluqlarının fərqidir. Difraksiya qəfəsinin ayırdetmə qabiliyyəti $\frac{\lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2} = kN$ (4.15) düsturu ilə ifadə olunur. Burada N – qəfəsdəki yarıqların sayıdır.

Difraksiya qəfəsinin verdiyi spektrin sıra nömrəsi artdıqca spektrin eni də artır. Difraksiya qəfəsində yüksək tərtibli spektr üzərində müşahidə aparmaq mümkün olmur. Böyük ayırdetmə qabiliyyəti əldə etmək üçün Mayqelson eşelonundan istifadə edilir.

21. Təbii və polyarlaşmış işıq. Malyus qanunu

Maksvelin elektromaqnit nəzəriyyəsindən göründü ki, işıq dalğaları eninə dalğalardır. Elektrik vektorları şüanın yayılma istiqamətinə perpendikulyar olub ixtiyari istiqamətdə yönəlirlər. Əgər şüanın yayılma istiqamətinə perpendikulyar yerləşmiş müstəvilər üzərində elektrik vektorlarının sıxlığı eyni ehtimalla paylansa belə işıq **təbii işıq** adlanır. Tədricən çoxlu sayda təcrübələrdən sonra işıq dalğalarının eninə dalğa olması qəbul olundu. Belə ki, işıq mənbəyindən gələn işıq dalğası yayılma istiqamətinə nəzərən tam simmetrikdir. Işıq dalğaları müəyyən uzunluqda olan elektromaqnit dalğaları olduğundan demək olar ki, işıq dalğaları da eninə dalğalardır. Işığın eninə dalğa olduğunu əyani surətdə subut edən hadisə **ışığın**



Şəkil 57

polyarlaşması hadisəsidir. Işıq dalğalarının rəqslərindən danışarkən elektrik vektorunun dəyişməsinə nəzərə almaq lazımdır. Ona görə ki, işığın kimyəvi, bioloji, fizioloji və s. təsirləri əsas etibarilə elektrik vektoru vasitəsilə baş verir. Buna görə də polyarlaşma hadisəsində və onun izahında həmişə elektrik vektorundan (E) danışılır. Rəqsi bir müstəvidə olan işıq şüası, müstəvi **polyarlaşmış şüa**, rəqsi bir neçə müstəvidə olan şüa isə **təbii şüa** adlanır. Bu və ya digər səbəbdən elektrik vektorlarının paylanma sıxlığı bütün istiqamətlərdə eyni olmazsa belə işıq qismən **polyarlaşmış işıq** adlanır. Əgər elektrik vektorları yalnız bir müstəvidə rəqs edərsə belə işıq müstəvi (xətti) polyarlaşmış işıq, həmin müstəvi rəqs müstəvisi, ona perpendikulyar müstəvi isə **polyarlaşma müstəvisi** adlanır. Şəkil 57-də müstəvi polyarlaşmış işığı qırıq xətlərlə, rəqs müstəvisi (P_r) bütöv xətlərlə göstərilmişdir. Rəqs müstəvisi vərəq müstəvisidir və elektrik vektorları bu müstəvidə rəqs edirlər. Elektrik vektorunun ucu çevrə cızarsa, belə polyarlaşma dairəvi, ellips cızarsa elliptik polyarlaşma olur.

Təbii şüa ilə polyarlaşmış şüanın insan gözüne təsiri eynidir. Ona görə də həmin şüaları gözle ayırmaq qeyri-mümkündür.

Təbii işıqdan fərqli olaraq xətti polyarlaşmış işıqda onun yayılma istiqamətinə nəzərən ox simmetrikliliyi olmur.

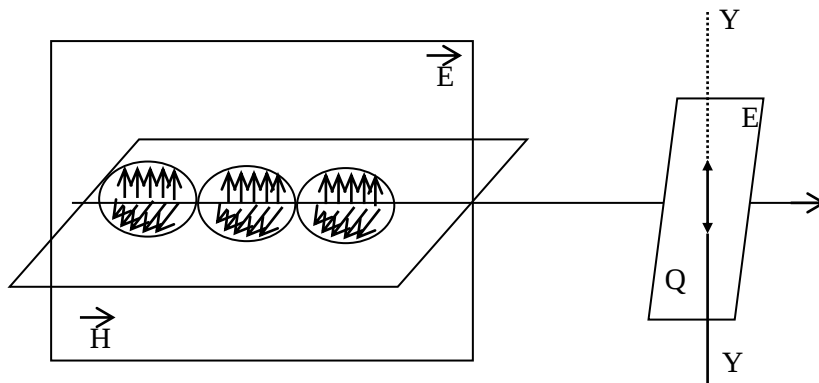
Işıq polyarlaşdırıcı cisim **polyarlaşdırıcı** adlanır. Işıq polyarlaşdırıcı maddələrə misal olaraq turmalin islandiya şpatı (kalitin CaCO_3 müxtəlif növlərindən olan kristaldır) və s. göstərmək olar.

Işıq dalğasında elektrik və maqnit sahə intensivlikləri vektoru kəsilməz, sürətli ($v \sim 10^{14}$ hs) rəqslər edir. Təcrübələr göstərir ki, işığın gözə və digər qəbuledicilərə təsiri E vektorunun rəqsləri ilə bağlıdır. Buna görə də onu **ışıq vektoru** adlandırırlar. Müstəvi dalğa üçün yazıla bilər:

$$E = E_m \cos \omega \left(t - \frac{r}{v} \right) = E_m \cos \omega \left(tv - \frac{v}{\lambda} \right) \quad (5.1)$$

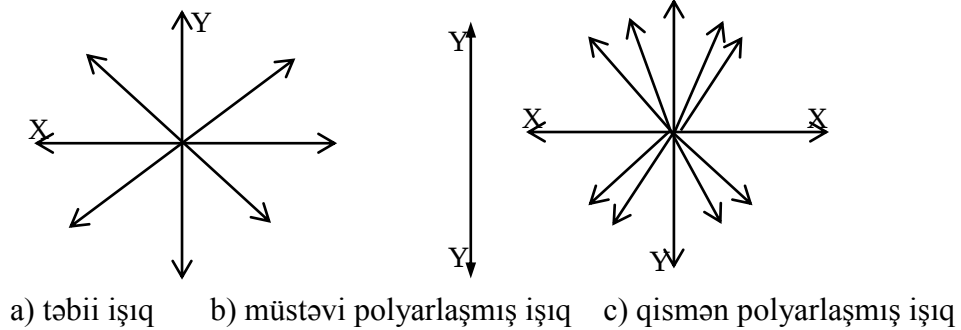
v – faza sürəti, v və ω – xətti və dövrü tezlikdir.

Müəyyən tezliyə malik işıq **monoxromatik işıq** adlanır. Təbiətdə tam monoxromatik işıq yoxdur. Real mənbəyin işığı – onu təşkil edən atomların şüalanmalarının birgə təsirinin nəticəsidir və sərbəst olaraq çox kiçik zaman müddətində ($\tau = 10^{-8}$ san) şüalanır. Praktikada işıq o zaman monoxromatik hesab olunur ki, onu xarakterizə edən Δv intervalı kiçik olsun. Hər bir şüalanma aktında atom E vektoru müəyyən müstəvidə rəqs edən dalğa buraxır. Əgər işıq vektorunun rəqsləri şüa keçən bir müstəvidə baş verərsə, işıq müstəvisi **polyarlaşmış** adlanır (şəkil 58).



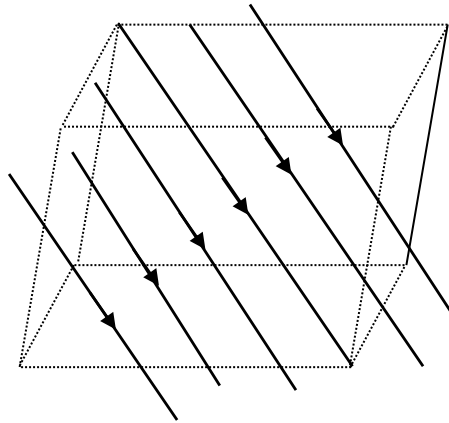
Şəkil 58

$\vec{E}$ vektorunun Q müstəvisində rəqləri yeganə yy istiqamətilə xarakterizə olunur. Təbii işıq polarlaşmış işıqdır: bu işıq ayrı-ayrı atomlar çoxluğunun şüalandırdığı işıq dalğalarının toplusu olur E və H vektorlarının şüaya perpendikulyar bütün istiqamətlərdə rəqləri ilə xarakterizə olunur. Təbii işıqda E -nin rəqlərinin baş verə biləcəyi bütün istiqamətlər eyni, E vektorunun rəqlərinin üstün olduğu istiqamət varsa, bu cür işıq qismən **polarlaşmış işıq** adlanır. Şəkil 59-də şüa olan müstəvidə E -nin rəqlərinin mümkün halları göstərilmişdir.



Şəkil 59

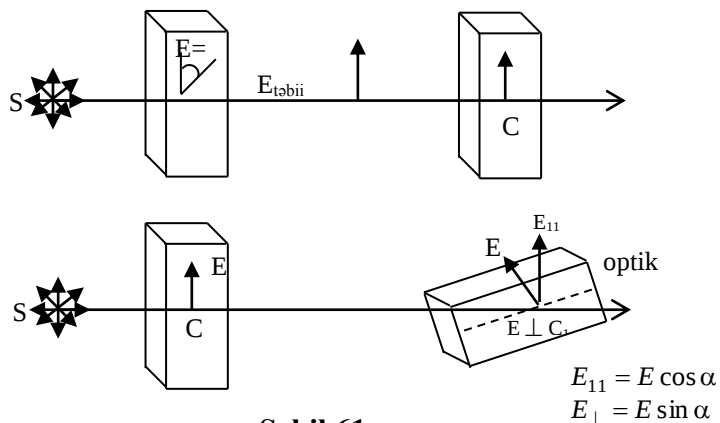
Təbii kristalda elə istiqamət vardır ki, həmin istiqamət ətrafında fırlanmaya nəzərən kristalın xassələrində simmetriklilik olur. Bu istiqamət kristalın optik oxu adlanır. Bəzi kristallarda iki optik ox olur. Buna uyğun olaraq kristallar bir optik oxlu (turmalin, islandiya şpatı, kvars və s.) və iki oxlu (slüda, gips və s.) olurlar.



Şəkil 60

Kristalın optik oxu düz xətt deyil, müəyyən müstəvi üzrə fəza istiqamətlidir. Optik oxdan keçən müstəvi, kristalın baş kəsiyi və ya baş müstəvisi adlanır. Kristalı elə kəsmək olar ki, alınan kəsik müstəvi onun baş kəsiyi ilə üst-üstə düşər. Kristalın belə kəsik müstəvisi üzərinə işıq saldıqda, ondan işıq rəqlərinin (və ya amplitudlarının) optik ox istiqamətində olan toplananları keçəcəkdir. Buna görə də rəqləri optik oxa perpendikulyar olan işıq kristaldan keçmir. Turmalin kristalında polarlaşmış işığın necə alındığını öyrənək. Tutaq

ki, səthi baş kəsiyə paralel olan iki turmalin lövhə həm də bir-birinə paralel qoyulmuşdur (şəkil 61).



Şəkil 61

Birinci lövhə üzərinə təbii işıq düşdükdə, o özündən yalnız optik ox istiqamətində olan rəqsləri və ya rəqslərin optik ox istiqamətindəki komponentlərini buraxacaqdır. Əgər ikinci lövhənin optik oxu birinci lövhənin optik oxuna paraleldirsə, birinci lövhədən keçən rəqslər dəyişmədən ikincidən də keçəcəkdir (şəkil 61). İkinci lövhəni işığın yayılma istiqaməti ətrafında fırlatmaqla lövhənin optik oxu ilə işığın yayılma istiqaməti arasındakı bucağı tədricən kiçiltəndə, ikinci lövhədən keçən işığın intensivliyi də tədricən zəifləyəcəkdir və nəhayət bu lövhələrin optik oxları bir-birinə perpendikulyar vəziyyət aldıqda, ikinci lövhədən işıq keçməyəcəkdir.

Hər iki turmalin lövhə eyni olsa da, birinci lövhə polyarlaşdırıcı rolunu oynadığı halda, ikinci lövhə işığın polyarlaşma dərəcəsini və həm də onun amplitudunun istiqamətini müəyyən edir. Ona görə də ikinci lövhə **analizator** adlanır. Polyarlaşdırıcıdan keçən işığın intensivliyini təyin etmək. Şəkildən görüldüyü kimi, təbii işıq rəqslərindən hər birinin amplitudunun birinci turmalin kristalından keçən toplananı $E_0 = E_{\text{təbii}} \cdot \cos \varphi$ -yə bərabərdir. Polyarlaşdırıcıdan çıxan işığın intensivliyi, onun üzərinə düşən təbii işığın intensivliyinin yarısına bərabərdir.

$$I_0 = 1/2 I_{\text{təbii}}$$

Birinci və ikinci turmalin kristallarından çıxan işığın intensivliklərini uyğun olaraq I_0 və I ilə işarə etsək, təcrübə $I = I_0 \cos^2 \alpha$ olduğunu göstərir. Deməli, analizatordan keçən işığın intensivliyi analizatorla polyarizatorun bas kəşik müstəviləri arasında əmələ gələn bucağın kosinusunun kvadratı ilə düz mütənəsib olaraq dəyişir. Bu Malyus qanunudur. Sonuncu düsturdan görüldüyü kimi, kristalın oxları paralel olduqda ($\alpha = 0^\circ$) ekranda intensivlik maksimum, perpendikulyar olduqda ($\alpha = 90^\circ$) isə sıfır olur. Bu halda analizatordan işıq keçməyəcəkdir. Görüldüyü kimi, analizatordan çıxan işığın intensivliyi təbii işığın intensivliyinin yarısından çox olmur. İndi iki turmalin kristalı ilə aparılan təcrübənin nəticəsini izah etmək. Turmalin kristalı təbii işığı xətti polyarlaşmış işığa çevirir. Xətti polyarlaşmış işıqda elektrik vektorunun yerləşdiyi müstəvi **rəqs müstəvisi**, maqnit vektorunun yerləşdiyi müstəvisi isə **polyarlaşma müstəvisi** adlanır. Birinci turmalin kristalı onun üzərinə düşən təbii işıqdan yalnız elektrik vektoru onun özü istiqamətində rəqs edən hissəni buraxır ki, buna uyğun amplitudunu E_0 ilə işarə etsək, birinci kristaldan çıxan işığın intensivliyi $I_0 = cE_0^2$ olar. İkinci kristal üzərinə düşən xətti polyarlaşmış işığın elektrik vektorunun birinci kristalın oxu ilə α bucağı təşkil etdiyindən, ikinci kristaldan çıxan işıq rəqsinin amplitudu $E = E_0 \cos \alpha$ və ona uyğun intensivlik:

$$I = cE^2 = cE_0^2 \cos^2 \alpha = I_0 \cos^2 \alpha.$$

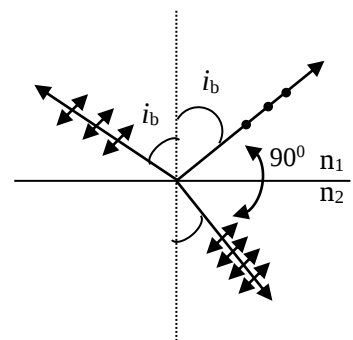
olar. İntensivliyin bucaqdan bu cür asılılığı 1810-cu ildə Malyus tərəfindən müəyyən olunmuşdur. Bu səbəbdən həmin düstur Malyus düsturu adlanır. Malyus düsturu Apaqo tərəfindən aparılan dəqiq fotometrik ölçülərlə təsdiq olunmuşdur.

22. Işığın polyarlaşma üsulları

Təbii işıq iki dielektrik mühitlərin sərhədinə düşdükdə qayıdan (əksolan) və sınan şüalar qismən polyarlaşmış olur. Əgər düşmə bucağı (i)

$$n = \frac{n_2}{n_1} \quad \text{tgi} = n \quad (5.1)$$

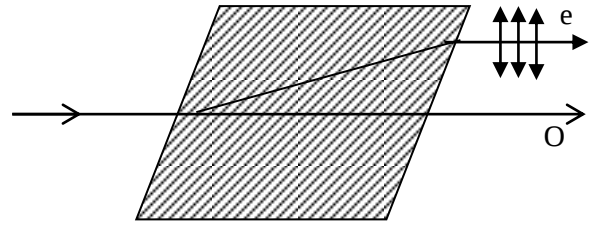
şərtini ödəyirsə, onda qayıdan şüa düşmə müstəvisinə perpendikulyar olan müstəvidə rəqslər tam polyarlaşır. Qismən polyarlaşmış sınan şüada isə düşmə müstəvisinə paralel olan müstəvidə



Şəkil 62

rəqslər üstünlük təşkil edir (5.1) münasibəti Bruster qanunu, i_b – bucağı isə tam polyarlaşma bucağı olub, Bruster bucaq adlanır. Qayıdan şüanın polyarlaşması effekti kosmosdan dəniz səthi üzərində neft təbəqəsini aşkar etmək üçün istifadə olunur. Optik anizotrop mühitdən keçdikdə işığın polyarlaşması böyük praktiki əhəmiyyətə malikdir. Optik anizotropluq dedikdə mühitin optik xassələrinin istiqamətindən asılılığı nəzərdə tutulur. Şəffaf kristalın çoxu (island şpatı, turmalin, kvars və s.) optik analizatordur. Bu cür mühitlərdə işıq sürəti və deməli, sındırma əmsalı müxtəlif istiqamətlərdə eyni olmadığından, onlarda qoşa şüasının hadisəsi bas verir.

İşıq iki şüaya ayrılmış olur. Sınan şüalardan birinin (O şüası) istiqaməti sınma qanunlarına uyğundur. Bu şüa adi şüa adlanır, e şüasının istiqaməti məlum sınma qanunlarına uyğun gəlmir və bu şüa qeyri-adi şüa adlanır. e-Şüası üçün sındırma əmsalı kristalda istiqamətindən asılı olduğu halda (n_e), o-şüası üçün n_o asılı deyil. O və e şüalarının sürətlərinin üst-üstə düşdüyü istiqamət kristalın **optik oxu** adlanır, bu ox boyunca şüanın ayrılması baş vermir. $n_o > n_e$ olduqda kristal mənfi, $n_o < n_e$ olduqda isə musbət kristal adlanır. Polyarlaşma müstəvisinin fırlanma istiqamətindən asılı olaraq optik aktiv maddələr sağa və sola fırladan olmaqla iki yerə ayrılır. Şüaya qarşı baxdıqda sağa fırladan maddələrdə polyarlaşma müstəvisi saat əqrəbi istiqamətində, sola fırladanlarda isə saat əqrəbinin hərəkətinin əksi istiqamətdə dönəcəkdir. Beləliklə, şüan yayılma istiqaməti və fırlanma istiqaməti sağa fırladan maddələrdə sol vint, sola fırladan maddələrdə isə sağ vint sistemi əmələ gətirir. Fırlanma istiqaməti (şüaya nisbətən) optik mühitdə şüanın istiqamətindən asılı deyil, buna görə də məsələn, kvars kristalının optik oxu boyunca ondan keçmiş şüanın, güzgü ilə əks etdirib, onu yenidən kristaldan əks istiqamətə köçürməyə məcbur etsək onda, polyarlaşma müstəvisinin ilkin vəziyyəti bərpa olunacaqdır.



Şəkil 63

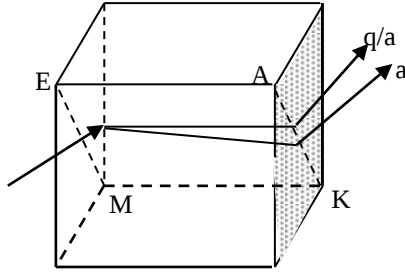
Polyarlaşma müstəvisinin fırlanmasını izah etmək üçün Frenel optik aktiv mühitlərdə çevrə boyunca sağa və sola polyarlaşmış işığın eyni sürətlə yayılmaması fərziyyəsini irəli sürür. Hər iki şüa (o və e) qarşılıqlı perpendikulyar müstəvilərdə polyarlaşmış olur. Əgər kristal şüa udmursa, onun intensivliyi bu iki şüa arasında bərabər bölünmüş olur. İkiqat (qoşa) sındıran kristallar o- və e-şüalarını müxtəlif cür udurlar. Bu hadisə **dixroizm** adlanır (kristallar–dixroik). Bu kristallar işıq polarizatorları kimi istifadə oluna bilirlər (məsələn, turmalin). Geniş yayılmış və ucuz təbəqəli polarizatorların (polyaroid) təsiri herapatit maddəsinin dixroizminə əsaslanmışdır və artıq 0.1 mm qalınlığında həmin təbəqə o-şüanı udur.

23. Işıq ikiqat sınması

İkiqat (qoşa) sınmanı təbii kristal olan islandiya şpatında daha yaxşı müşahidə etmək olar. Təcrübə göstərir ki, islandiya şpatı üzərinə təbii işıq şüası saldıqda onun daxilində bu şüa bir-birindən aralı iki müxtəlif şüa şəklində yayılır. Həmin hadisə **ikiqat şüasının** adlanır. İkiləşmiş həmin şüalardan biri (a) işığın sınma qanununa tabe olur (şəkil 64). Şüa kristal səthinə düşdükdə də həmin hadisə baş verir (şəki 65).

İşığın sınma qanununa tabe olan şüaya **adi**, tabe olmayan şüaya isə **qeyri-adi** şüa deyilir. Adi şüa halında n_a düşmə bucağından kəskin asılı olmadığı halda qeyri-adi ($n_{q/a}$) düşmə bucağından kəskin asılıdır. Adi şüanın kristal daxilində bütün istiqamətlərdə sürəti elə ona görə də sındırma əmsalı eyni olduğu halda, qeyri-adi şüanın müxtəlif istiqamətlərdə sürəti müxtəlif olur. Kristal

daxilində yalnız iki istiqamətdə ikiqat şüasınma baş vermirsə, bu istiqamətlərə kristalın **optik oxları** deyilir. Bu cür kristallar ikioxlu kristallardır. Bəzi kristallarda hər iki ox bir-birinin üzərinə düşür.



Şəkil 64

Həmin kristallar biroxlu kristallar adlanır. Kristalın optik oxları yerləşmiş müstəviyə baş kəsik müstəvisi deyilir. Adi şüa baş kəsik müstəvisinə perpendikulyar müstəvidə polyarlaşır. Deməli, adi şüanın rəqsləri optik oxa perpendikulyar olduğu halda, qeyri-adi şüanın rəqsləri optik oxa paralel olur. Turmalin kristalında adi şüa qeyri-adi şüaya nisbətən çox udulur. Ona görə də turmalin kristalların 1 mm qalınlığında adi şüa tamamilə udulur, kristaldan keçən təbii şüadan qeyri-adi şüa qalır. Turmalin lövhəsinin bu xassəsindən istifadə edərək onu polyarizator kimi işlədirlər. Bu xassəsi ilə polyaroid turmalin kristalına oxşayır. Polyaroid şəffaf təbəqə üzərində düzülmüş kerapatit kristallardan hazırlanır. Belə polyaroid həm polyarizator, həm də analizator kimi işlədilir. Belə polyarlaşdırıcıdan biri də Nikol prizmasıdır.

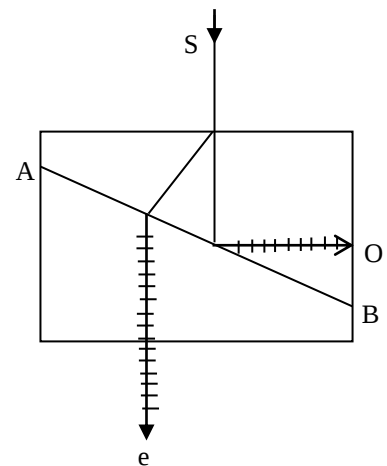
Nikol prizması

Yüksək keyfiyyətli polyarizator Nikol prizmasıdır. Nikolun iş prinsipi island şpatında qoşaşüasındırma hadisəsinə əsaslanır. Bütöv kristaldan prizma kəsilir, o iki yerə bölünür və sındırma əmsalı $n_o < n < n_e$ olan kanada balzamu ilə yenidən bir-birinə yapışdırılır.

Kanada balzamının sındırma əmsalı (1.550), adi şüanın sındırma əmsalı (1.64), qeyri-adi şüanın sındırma əmsalı (1.49) olduğundan, balzam üzərinə düşən adi şüa tam daxili qayıtmaya məruz qalır və prizmadan kənara çıxır. Qeyri-adi şüa isə kristaldan keçir və müstəvi polyarlaşmış işıq kimi istifadə olunur. Qeyri-adi şüa üçün balzamin sındırma əmsalı kiçik olduğundan həmin şüa nisbətən sınır və təxminən düşən S şüasının istiqamətində prizmadan çıxır. Nikol prizmasının yan səthləri qaralandığından adi şüa udulur və nəhayət təkə qeyri-adi şüa qalmış olur. Belə bir prizmadan həm analizator, həm də polyarizator kimi istifadə etmək mümkündür. Əgər iki Nikol götürüb onları təbii şüanın yolunda baş kəsik müstəviləri paralel olmaq şərtilə qoysaq, ekran üzərində işıqlanma, bas kəsiklərə perpendikulyar olduqda isə ekran üzərində qaranlıq alırıq. O şüası yapışma yerinə tam qayıtma bucağından böyük bucaq altında düşdükcə tam qayıtmaya məruz qalır və prizmadan kənara çıxır. e-Şüası kristaldan keçir və müstəvi polyarlaşmış işıq kimi istifadə olunur.

24. Süni anizotropluğu. Kerr effekti

Xarici təsirlər vasitəsilə izotrop mühitdə anizotropluğu yaratmaqla da bu mühitdə ikiqatsınma hadisəsi yaratmaq



Şəkil 66

olar. Cisimlərdə elektrik sahəsinin təsiri ilə əmələ gələn anizotropluq süni anizotropluqdur. Süni anizotropluq yalnız mexaniki təsir nəticəsində deyil, elektrik sahəsinin təsiri nəticəsində də baş verir. Elektrik sahəsinin təsiri nəticəsində süni anizotropluğun yaranması hadisəsini 1875-ci ildə müşahidə edən Kerr olmuşdur.

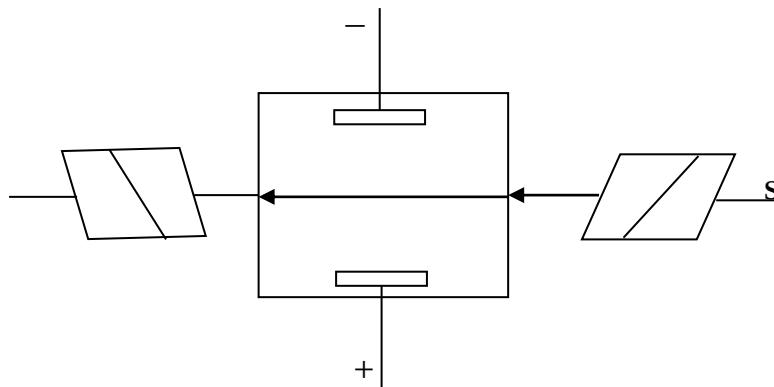
Elektrik sahəsində ikiqatsınma ilk dəfə yüklənmiş kondensatorun lövhələri arasında yerləşdirilən bərk dielektrlərdə aşkara çıxarılmışdır. Sonralar (1930-cu ildə) elektrik sahəsinin təsiri ilə ikiqatsınma qazlarda da tapıldı. Əgər şüşə lövhə götürüb onu mənəgənə ilə sıxsaq, görüş sahəsi işıqlanır. Buna səbəb mexaniki gərginlikdir. Anizotropiya zamanı ikiqatşüasınma hadisəsini adi və qeyri-adi şüaların sındırma əmsalları arasındakı fərq xarakterizə edir. Təcrübə göstərir ki,

$$n_a - n_{q/a} = k \cdot P$$

Burada P – mexaniki gərginlikdir. k – cismin növündən asılı olan mütənasiblik əmsalıdır. Həmin hadisədən mexaniki gərginliyin paylanması tədqiq etmək üçün istifadə edilir. Kerr təcrübəsi mahiyyət etibarilə aşağıdakından ibarətdir. Baş kəsikləri perpendiklular olmaq şərti ilə qoyulmuş nikollar arasında kondensator yerləşdirilmişdir (şəkil 67).

Elektrik sahəsi olmadıqda görüş sahəsi qaranlıq olursa, sahə yaradan andan 10^{-8} – 10^{-10} san sonra görüş sahəsi işıqlanır.

Elektrik sahəsi kondensator lövhələri arasında olan maddənin atom və molekullarına təsir edərək anizotropluq yaradır. Bunun nəticəsində polyarizatorndan çıxmış şüalar ikiqat sınaraq analizatora daxil olduqda interferensiya etmiş olur. Kerr təcrübə əsasında müəyyən etmişdir ki, ikiqat şüa sınması zamanı adi və qeyri-adi şüaların sındırma əmsalları arasındakı fərq belə olur: $n_a - n_{q/a} = kE^2$.



Şəkil 67

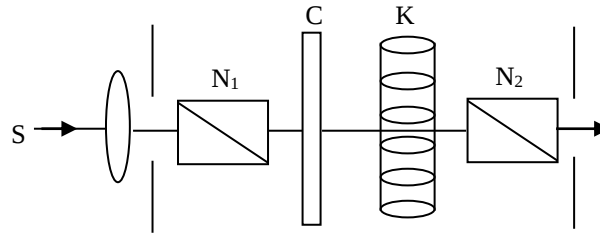
k – Kerr əmsalıdır, E – elektrik sahəsinin intensivliyidir. Adi və qeyri-adi şüaların fazaları arasındakı fərq:

$$\varphi = 2\pi \frac{\delta}{\lambda} \text{ və ya } \varphi = 2\pi \frac{l}{\lambda} (n_a - n_{q/a}).$$

Burada l – işığın maddə daxilindəki (elektrik sahəsində) yoludur. Kerr effektini izah edən Lanjevan olmuşdur.

25. Polyarlaşma müstəvisinin fırlanması

Müstəvi polyarlaşmış işıq bəzi maddələrdən keçdikdə polyarlaşma müstəvisinin fırlanması baş verir. Bu cür maddələr **optik aktiv maddələr** adlanır.



Şəkil 68.

Çarpazlaşdırılmış polarizator (P) və analizator (A) ($aa \perp pp$) mənbədən gözə işıq buraxmır. Əgər onlar arasında optik aktiv maddə (k) qoyulsa, görmə sahəsinin işıqlan-ması baş verir. Əgər analizator hər hansı φ bucağı qədər döndərilə işıq yenidən sönər. Deməli maddədən çıxdıqda işıq müstəvi polarlaşmış qalır, lakin onun işıq vektorunun rəqs müstəvisi φ bucağı qədər dönmüş olur:

$$\varphi = \alpha d \quad (5.2)$$

α –fırlanma sabiti, d –təbəqənin qalınlığıdır. Ən böyük optik aktivliyə maye kristallar malikdir: $a = 18000$ dər/mm. Əgər optik aktiv maddə məhluladırsa onda,

$$\varphi = [\alpha]cd \quad (5.3)$$

olur. α –dm–lərlə, c –məhlulun konsentrasiyası (q/sm^3) istifadə olunur. $[\alpha]$ –xüsusi fırlanma adlanır. α -in dalğa uzunluğundan asılı fırlanma dispersiyası adlanır və hər bir maddə üçün bu asılılıq məxsusudur. Maddələrin optik aktivliyi onun molekullarının spiralvari strukturu ilə əlaqələndirilir.

Kvarsın polarlaşma müstəvisinin fırlatmasını tədqiq edən Bio olmuşdur. Bu haqda Bionun 3 qanunu vardır:

1. Polarlaşma müstəvisinin fırladılması kvarsın qalınlığı ilə düz mütənəsbdir.
2. Polarlaşma müstəvisini sağa və sola fırladan bir neçə Kvars lövhənin birlikdə fırlatması onların ayrılıqda fırlatmalarının cəbri cəminə bərabərdir.
3. Kvarsın polarlaşma müstəvisini fırlatması təxminən dalğa uzunluğunun kvadratı ilə ($1/\lambda^2$) tərs mütənəsbdir. Məsələn, 1 mm qalınlıqda olan kvars lövhə qırmızı şüaların polarlaşma müstəvisini 50° fırladır.

Polarlaşma müstəvisinin fırladılmasını ilk dəfə izah edən Frenelə olmuşdur. Frenelə görə polarlaşmış şüa optik aktiv maddə içərisində optik ox istiqamətində yayılarkən iki şüaya, dairəvi polarlaşmış şüalara ayrılır. Bu şüalar optik aktiv maddə daxilində müxtəlif sürətlə yayıldığından maddədən çıxarkən toplandıqda rəqs müstəvisini dəyişdirmiş olur. Bu da polarlaşma müstəvisinin dəyişməsi deməkdir.

Faradey təcrübədə optik-aktiv olmayan maddələrin maqnit sahəsində optik-aktiv maddəyə çevrilməsini müşahidə etmişdir. Tədqiq edilən maddə elektromaqnit qütbləri arasında polarizatorla analizator arasında yerləşdirilir. Bu halda analizatorla polarizatorun baş kəsik müstəviləri perpendikulyar olarsa, analizatorun görüş sahəsi qaranlıq olacaqdır. Əgər bu vəziyyətdə maqnit sahəsi yaratsaq, görüş sahəsinin işıqlandığını görürük. Buna səbəb maqnit sahəsi tərəfindən polarlaşma müstəvisinin fırladılmasıdır. Bu hadisəni qanun şəklində verən Verde olmuşdur. Verde qanununa görə polarlaşma müstəvisinin fırladılması

$$\alpha = vHl\cos\beta.$$

Burada H –maqnit sahəsinin intensivliyi, l –maddə daxilində şüanın yolu, β –şüa ilə maqnit qüvvə xətləri arasında əmələ gələn bucaq, v –isə Verde əmsalıdır.

Verde əmsalının dalğa uzunluğundan asılılığını verən Bio olmuşdur. Bio qanununa görə:

$$\nu = \frac{A}{\lambda^2} + \frac{B}{\lambda^4}.$$

Burada A və B – maddənin növündən asılı olan kəmiyyətlərdir. Ferromaqnit maddələrin polyarlaşma müstəvisini fırlatması çox böyükdür. Məsələn, $5.5 \cdot 10^{-7}$ sm qalınlığında dəmir təbəqəsi intensivliyi 15000 ersted olan maqnit sahəsində polyarlaşma müstəvisini $1^\circ 48'$ fırladır. Bunu 1 sm qalınlıqda dəmir təbəqə üçün hesablasaq 200000° -yə yaxın bir ədəd verir.