

**НАВОИЙ ДАВЛАТ КОНЧИЛИК ИНСТИТУТИ**  
**ЭНЕРГО-МЕХАНИКА ФАКУЛЬТЕТИ**

**«Умумий физика» кафедраси**

# Курс иши

**Бойчаев Ф**

**Навоий - 2014 йил**

# **МАВЗУ: ЁРУҒЛИК ДИФРАКЦИЯСИ**

## **РЕЖА:**

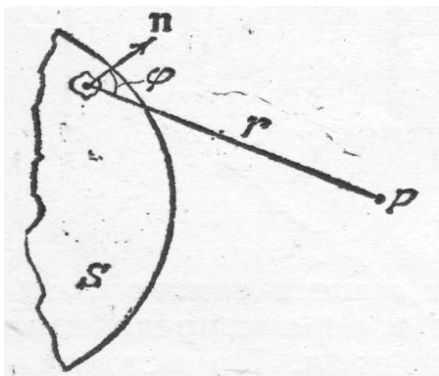
- 1. Гюйгенс-Френел принципи.**
- 2. Френел зоналар усули.**
- 3. Якка тирқиш дифракцияси.**
- 4. Дифракцион панжара**
- 5. Рентгент нурлари дифракцияси**
- 6. Оптик асбобларни характерловчи катталиклар.**

## 1. Гюйгенс-Френел принципи.

Ёруғлик тўлқинларининг тўсикни айланиб ўтишида тўғри чизик бўйлаб тарқалиши қонунидан четланиши ёки ёруғликнинг геометрик соя соҳасига эгилиши ҳодисаси дифракция деб юритилади. Лотинча diffractus-бурилиш, эгилиш маъносини англатади. Ёруғлик тўлқинлари узунлиги жуда қисқа бўлганлиги туфайли дифракция кузатилиши учун маълум шарт-шароитлар бажарилиши, яъни тўсикнинг ўлчами тўлқин узунлиги қадар ( $a \approx \lambda$ ) бўлиши лозим.

Аслида интерференция, дифракция ҳодисаларининг физик асоси бир бўлиб, ҳар иккаласи ҳам тўлқинлар интерференцияси туфайли ёруғлик оқимида интенсивликни қайта тақсимланишининг натижасидир. Фақат тарихан, чекли сондаги когерент тўлқинларнинг суперпозицияси туфайли энергиянинг қайта тақсимланиши интерференция деб юритилади.

Ёруғликнинг геометрик соя соҳасига ўтишини Гюйгенс принципи асосида тушунтириш мумкин, лекин у ёруғлик интенсивлиги (амплитудаси) ҳақида ҳеч қандай маълумот бермайди. Френел Гюйгенс принципини иккиламчи тўлқинларнинг интерференцияси ҳақидаги мулоҳазаси билан тўлдирди, бунда дифракцияга иккиламчи тўлқинлар суперпозицияси натижаси сифатида қаралади. Бу эса Гюйгенс-Френел принципи деб номланган. Бу принципга кўра тўлқин сиртининг ҳар бир элементи иккиламчи тўлқинларнинг манбаидир. Иккиламчи тўлқин амплитудаси сирт элементи  $ds$ -га тўғри пропорционал бўлиб, кузатилаётган нуқтагача бўлган масофага эса тесқари пропорционалдир. (.1 –расм)



1 - расм

Шундай қилиб, тўлқин сиртининг ҳар бир элементида иштиёрий  $P$  нуктага етиб келаётган тўлқин тенгламасини қуйидагича ифодалаш мумкин

$$d\xi = k \frac{A_0}{r} ds \cos(\omega t - kr + \varphi) \quad (1.1)$$

$(\omega t + \varphi)$  – тўлқин сирти жойлашган нуктадаги фаза.

$k = 2\pi / \lambda$  – тўлқин сони

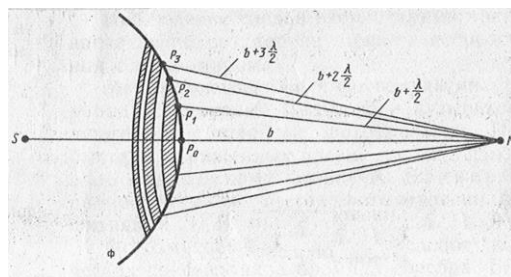
$r$  – тўлқин сиртидан кузатилаётган нуктагача бўлган масофа.

$P$ -нуктадаги натижавий тўлқин бутун сирт бўйича олинган иккиламчи тўлқинлар суперпозициясидан иборат бўлади

$$\xi = \int_s k(\varphi) \frac{A_0}{r} \cos(\omega t - kr + \varphi) ds \quad (1.2)$$

## 2. Френел зоналар усули.

Гюгенс-Френел принципини аналитик ифодаловчи интегрални умумий ҳолда ечиш анча мураккаб масала, шунинг учун Френел томонидан симметрик шартлар бажарилганда натижавий тўлқин амплитудасини ҳисоблашнинг содда усулини ишлаб чиқилди. У тўлқин сиртини шундай зоналарга ажратдики, унинг ҳар икки қўшни зонадан кузатилаётган  $P$  - нуктагача бўлган масофаси  $\lambda/2$  – га фарқ қилсин (2 расм).



.2 –расм.

Бунда ҳар икки қўшни зонадан кузатиладиган  $P$ -нуктагача етиб келадиган тўлқинлар фаза жихатидан қарама-қарши бўлиб,  $\pi$  –га фарқ қилади ва натижавий тўлқин амплитудаси қуйидагича ҳисобланади.

$$A_p = a_1 - a_2 + a_3 - a_4 + a_5 + \dots \pm a_n \quad (2.3)$$

расмдан:  $\Delta S_k = S_k - S_{k-1}$ ; сигмент сирти

$$S_k = 2\pi R h_n \quad (2.4)$$

$$r_k^2 = R^2 - (R - h_k)^2 = (b + k \frac{\lambda}{2})^2 - (b + h_n)^2 \quad (2.5)$$

баъзи математик алмаштиришлардан сўнг.,

$$h_k = \frac{bk\lambda}{2(R+b)} \quad (2.6)$$

(2.4) ва (2.6) ни ҳисобга олиб,  $k$ -чи зонанинг сирти учун:

$$\Delta S_k = \frac{\pi R b \lambda}{2(R+b)} \quad (2.7)$$

(2.7) дан кўринадик, зоналар сиртининг катталиги зоналар сонига боғлиқ эмас. Зоналар сони ортиши билан зонага ўтказиладиган  $\vec{n}$  – бирлик нормал вектор ва кузатиш йўналишлари орасидаги бурчак  $\varphi_0$  ҳамда кузатилаётган нуқтагача бўлган масофа  $b$  чизиқли равишда орта боради, шу туфайли тўлқинлар амплитудаси камаювчи қаторни ташкил этади.

$$a_1 > a_2 > a_3 > \dots > a_k \quad (2.8)$$

(2.8) ни кўйидаги кўринишда ёзиб оламиз.

$$A_p = \frac{a_1}{2} + \left(\frac{a_1}{2} - a_2 + \frac{a_3}{2}\right) + \left(\frac{a_3}{2} - a_4 + \frac{a_5}{2}\right) + \dots \pm \frac{a_k}{2} \quad (2.9)$$

фазалар фарқини ҳисобга олсак, қавслар ичидаги ифода нолга тенг бўлади ва (2.9) содда кўринишни олади.

$$A_p = \frac{a_1}{2} \pm \frac{a_k}{2} \quad (2.10)$$

Агар,  $k \rightarrow \infty$  бўлса ( $a_k \rightarrow 0$ ) натижавий тўлқин амплитудаси:

$$A = \frac{a_1}{2}$$

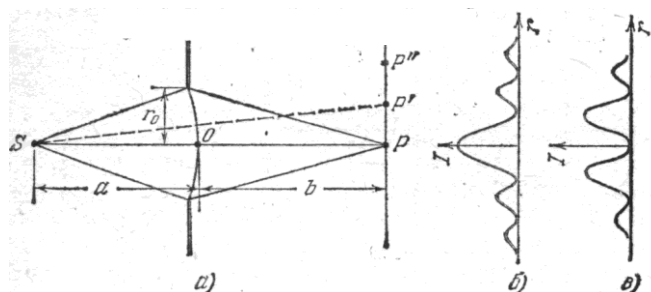
маълумки, ёруғлик интенсивлиги

$$I \sim A^2 = \left(\frac{a_1}{2}\right)^2 = \frac{1}{4} I_i \quad (2.11)$$

Бундан, очик тўлқин сиртидан тушаётган ёруғлик туфайли ҳар бир нуқтани ёритилиш даражаси, марказий Френел зонасини ёритилиш даражасидан тўрт марта кичик бўлади. Агар тўлқин сирти марказий зонани очик қолдирадиган қилиб тўсиб қуйилса, кузатилаётган нуқтанинг интенсивлиги тўрт марта ортади. Ҳисоблашлар кўрсатишича, Френел марказий зонасининг ўлчами жуда кичик, (0,158 мм) шу туфайли ёруғликни ингичка канал ичида тарқалаётган тўлқинлар дея оламиз. Амалда тўлқин сирти олдида фақат Френел жуфт ёки ток зоналарини ёпадиган қилиб тўсиқ қўйилса, йиғинди тўлқин амплитудаси демак, интенсивлиги ҳам кескин ортади.  $A = a_1 + a_3 + a_5 + \dots + a_k = \sum_{i=1}^k a_i$

Бундай пластинка Френел зоналари пластинкаси дейилади

**1. Думалок тешик дифракцияси** Сферик тўлқин фронти олдида  $r$ -радиусли тешикка эга диафрагма ўрнатамиз. (3.3 расм). Тажрибалар кўрсатишича, кузатиладиган Р-нуқтанинг ёритилиш даражаси зоналар сониغا боғлиқ бўлади.



3 -расм

Агар  $r_k \ll R$ ;  $R \approx b$  бўлса, тешик ўлчамига жойлашган зоналар сони ( $k$ ) –кўринишда бўлади.

$$k = \frac{r_n^2}{\lambda} \left( \frac{1}{R} + \frac{1}{b} \right) \quad (2.12)$$

Фазалар фарқини ҳисобга олган ҳолда, натижавий тўлқин амплитудаси:

$$A = \frac{a_1}{2} \pm \frac{a_n}{2} \quad (2.13)$$

Унча катта бўлмаган зоналар сони учун  $a_k \approx a_1$

$k$ -тоқ бўлса,  $A = a_1$ ,

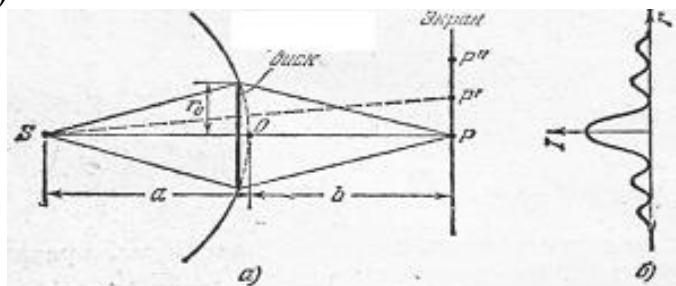
$k$  жуфт бўлса  $A = 0$  бўлади. Шундай қилиб, Френел зоналарини қисман очик қолдирган диафрагма ёруғлик интенсивлигини камайтирмайди, балки амплитудани икки марта, интенсивликни эса тўрт марта оширади.

$k$  – тоқ бўлганда дифракцион манзара марказий ёруғ доғни ўраб олган бир неча қоронғу концентрик халқадан иборат бўлади.  $k$ -жуфт бўлганда, марказий қоронғи доғни ўраб олган ёруғ халқалардан иборат бўлади. (4 расм)



4 -расм

**2.Думалок диск дифракцияси.** Нуктавий ёруғлик манбаи билан экран оралиғига  $r$ -радиусли шаффоф бўлмаган дисксимон тўсиқ ўрнатамиз. Агар диск  $k$ -та френел зонасини тўсиб қўйса,  $(k+1)$  – зонадан бошлаб тарқалаётган ёруғлик тўлқинлари  $r$ -нуктада ўзгармас фазалар фарқи билан учрашиб интерференциялашади.  
(3.5 расм)



5 -расм

Натижавий тўлқин амплитудаси,

$$A = a_{k+1} - a_{n+2} + a_{n+3} + \dots \pm a_{k \pm n} \quad (2.14)$$

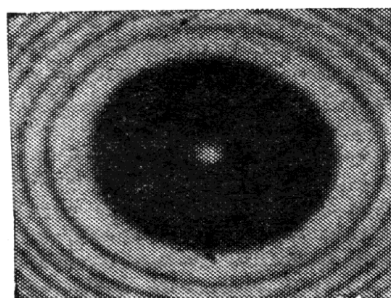
юқоридагиларга асосан:

$$A = \frac{a_{k+1}}{2} \pm \frac{a_{k+n}}{2} \quad (2.15)$$

$k$ -унча катта бўлмаганда  $a_{k+1}, a_1$  дан фарқ қилмайди. Шу туфайли соянинг маркази тўсиқ бўлмагандаги каби ёритилган бўлади (5 б-расм)да интенсивликнинг тақсимланиши кўрсатилган.  $r$ -нуктага нисбатан радиал чизиқда ётган бошқа  $r^1, r''$ -нукталарни ёритилиш даражаси  $\sin$ -га тенг бўлади, чунки бу нукталардан қараганда  $k+1$  – зонанинг бир қисми тўсилган бўлади,  $k+2$  – зонанинг бир қисми эса очилади.  $[(a_{k+1} - a_{k+2}) = 0 \quad I \sim A^2 = 0]$

Шу тариқа соянинг гардишида қоронғу ёруғ ҳалқалар вужудга келади. Агар диск жуда кўп сонли френел зоналарини қопласа,  $a_{k+1} \ll a_k$  бўлади, натижада соя маркази ва гардишидаги қоронғу-ёруғ ҳалқалар деярли сезилмайди.

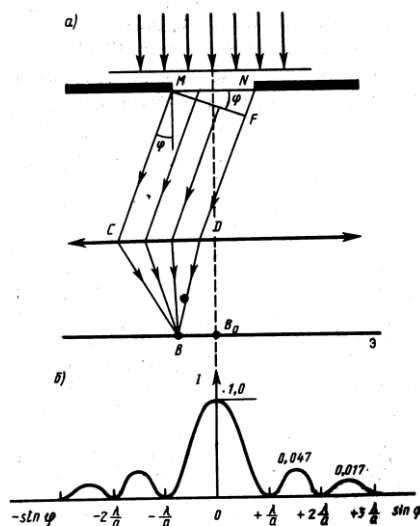
Диск сояси марказидаги ёруғ доғнинг вужудга келиши, ёруғликнинг табиатига бўлган корпускуляр ва тўлқин назария масаласини тўлқин назарияси фойдасига ҳал қилишига сабаб бўлди.(6 расм)



### 3. Якка тирқиш дифракцияси.

Биз юқорида ёруғликнинг сферик тўлқинлари дифракцияси танишдик. Энди ясси тўлқинларнинг Фраунгофер аниқлаган параллел нурлар дифракцияси қонунларини ўрганамиз.

Фараз қилайлик, ясси тўлқин фронтига эга бўлган монохроматик нурлар, кенглиги  $a$ -бўлган тирқишга перпендикуляр тушаётган бўлсин. (7 –расм)



7 - расм

Тирқиш кенглиги  $a$ -ни ясси френел зоналарига ажратамиз.  $\varphi = 0$  йўналишда барча зоналардан келадиган тўлқинларнинг оптик йўллар фарқи нолга тенг бўлади. О-нуқтада нурлар бирдай фазада учрашади.

$$A = a_1 + a_2 + a_3 + \dots + a_n = \sum a_i \quad (3.16)$$

О-нуқта *тах*-ёритилган бўлади ва нолинчи бош максимум – деб юритилади. Дифракция бурчагининг нолдан фарқли бошқа йўналишларида интенсивлик оптик йўллар фарқига боғлиқ ҳолда аниқланади.

Оптик йўллар фарқи расмдан:

$$\Delta = a \sin \varphi \quad (3.17)$$

Агар  $\Delta = \pm 2k\lambda/2$  (3.18) бўлса, бу шарт бажариладиган йўналишдан кузатганда, тирқиш кенглигига жуфт сонли френел зоналари жойлашади. Қўшни зоналардан келадиган тўлқинлар қарама-қарши фазада учрашиб, бир-бирини йўқотади ва натижавий тўлқин амплитудаси нолга тенг бўлади.

$$A = a_1 - a_2 + a_3 + \dots \pm a_k = 0$$

бу йўналиш (3.18)-га кўра  $\varphi_{\min} = \arcsin\left(\frac{k\lambda}{a}\right) = \frac{\lambda}{a}$  дан аниқланди. Агар

$\Delta = (2k+1)\frac{\lambda}{2} \dots (4)$  бўлса тирқиш кенглигига ток сонли френел зоналари мос келиб, натижавий тўлқин амплитудаси нолдан фарқли бўлади.  $A_\varphi \neq 0$   $I \sim A_\varphi^2$

Бундай йўналиш  $\varphi_{\max} = \arcsin\left(\frac{2k+1}{a}\right)\frac{\lambda}{2} = \frac{3\lambda}{2a}$  дан аниқланади. Шундай қилиб, ёруғлик интенсивлиги экран марказидан четига борган сари ( 7 б – расмда) кўрсатилгандек ўзгаради. Марказий ёруғ доғга интенсивликнинг 95 % мос келади.

#### 4. Дифракцион панжара

Якка тирқиш дифракциясида тирқиш торлиги туфайли ёруғлик энергиясининг кам қисми ўтади. Натижада дифракцион манзара хира бўлиб, *max-min*-ларни бир-биридан ажратиш қийин. Бу камчиликларни бартараф этиш учун дифракцион панжарадан фойдаланадилар. *Дифракцион панжара деб бир-биридан бирдай масофада турган (тусиқлар билан ажратилган) тор тирқишлар системасига айтилади.* Дифракцион панжаралар тиниқ жисмга махсус асбоблар ёрдамида тилиш йўли билан ясалади. Бундай тилимлар сони 1 ммда бир неча (25÷100) га тенг бўлиб, уларнинг умумий сони  $2 \cdot 10^5$  тагача етиши мумкин. Агар тирқишлар бир тўғри чизиқ (х-ўқида) жойлашган бўлса чизиқли, икки тўғри чизиқ (х, у-ўқлари) бўйича жойлашган бўлса ясси, х, у, z-ўқлари бўйича жойлашган бўлса, уч ўлчамли ёки фазовий панжаралар деб юритилади.

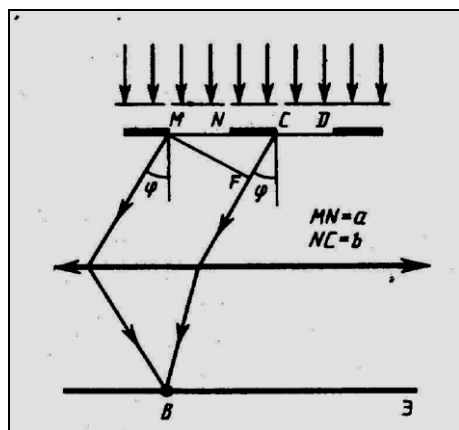
**Чизиқли дифракцион панжарани** қараб чиқамиз. (Юқорида айтганимиздек, чизиқли дифракцион панжара тиниқ пластинкага тилиш йўли билан ясалади) Тилинган жой ёруғликни ўтказмайдиган тўсиқ, тилинмаган тиниқ жой тор тирқиш вазифасини бажаради).

Тирқиш кенглигини, тўсиқ ўлчамини  $\epsilon$ -деб белгиласак

$$a + \epsilon = d = 1/N \quad (4.19)$$

(4.19)дан иборат катталик дифракцион панжара доимийси деб юритилади.

Монохраматик нурлар дастаси панжара текислигига перпендикуляр тушаётган бўлсин. ( 8 расм)



8 расм

Тирқишлар бир-биридан бирдай узокликда бўлганлиги туфайли ҳар икки қўшни тирқишдан ихтиёрий  $\varphi$ -йўналишда тарқалаётган тўлқинларнинг оптик йўллар фарқи:

$$\Delta = \pm(a + b)\sin\varphi = \pm d \sin\varphi \quad (4.20)$$

Маълумки,  $d \sin\varphi = \pm k\lambda$  – шартдан аниқланадиган йўналишларда тирқишга жуфт френел зоналари мос келиб, ёруғликни ўтказмайди ва бош *min*-деб юритилади. Бундан ташқари қўшни тирқишлардан келадиган нурлар интерференция туфайли бир-бирини ўчириб,

$$d \sin\varphi = \pm(2k + 1)\frac{\lambda}{2} \quad (4.21)$$

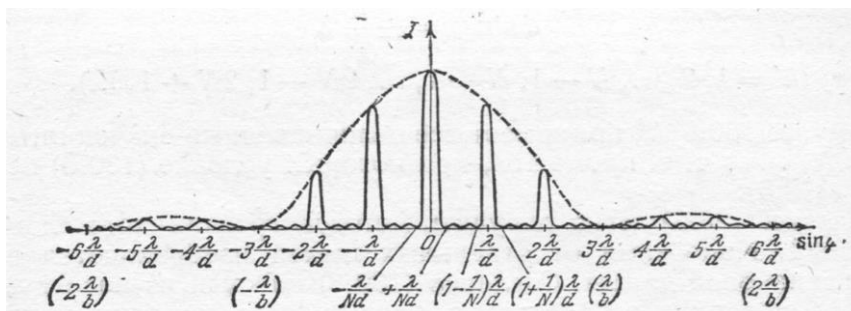
шартдан аниқланадиган йўналишда  $(N-1)$  – та қўшимча *min*-лар ҳосил қилади.

Ҳар бир тирқишдан келаётган тўлқинлар бирдай фазада учрашиб  $d \sin\varphi = \pm 2k \frac{\lambda}{2}$  (4.22) дан аниқланадиган йўналишларда бош *max*-лар ҳосил қилади. Бунда натижавий тўлқин тебранишларининг амплитудаси: (3.9 б расмда кўрсатилган)

$$A_k = \sum A_1 + \sum A_2 + \dots + \sum A_i = NA_i \quad \text{ёки} \quad A_{\max} = NA_i$$

$$I \sim A_{\max}^2 = N^2 I_i$$

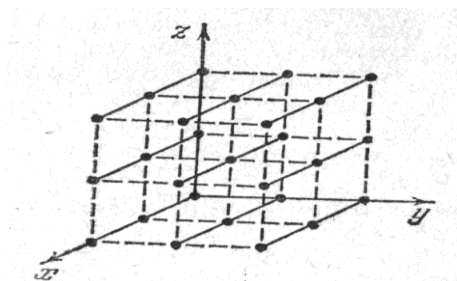
яъни интенсивлик тирқишлар сони квадратига пропорционал ортади.



9 расм

## 5. Рентген нурлари дифракцияси

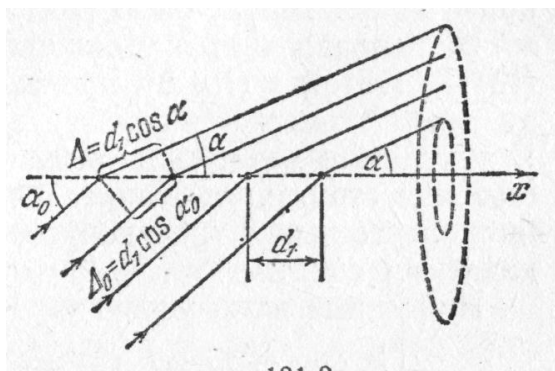
Маълумки, кристалл қаттиқ жисмларнинг структура элементлари мунтазам геометрик тузилишга эга бўлиб, маълум йуналишларда аниқ даврий ( $10^{-10}$  м) такрорланиб жойлашган бўлади, яъни фазовий панжара ҳосил қилади. (10 расм)



10 расм

Дифракция ҳодисаси кузатилишининг асосий шартлардан бири тусиқнинг ўлчами тўлқин узунлиги қадар бўлишлигидир. Бу фактлар М.Лауэни кристаллар рентген нурлари учун дифракцион панжара бўла олади деган мулоҳазага олиб келди, чунки рентген нурларининг тўлқин узунлиги  $10^{-12} \div 10^{-8}$  м га тенг бўлиб дифракция кузатиш имконини беради. М.Лауэ (1913 й.) кристалларни структура элементлари  $x$ ,  $y$ ,  $z$  уклари бўйича жойлашган ва ёруғликни барча йуналишларда сочувчи нурларнинг когерент манбалари деб ҳисоблаб рентген нурларининг дифракциясини кузатишга мувофиқ бўлди.

Агар нурга  $x$ -ўқи йуналишидан қаралса, қўшни сочувчи элементлардан тарқалган нурлар, оптик йули жиҳатдан фарқ қилиб, дифракцион *тах*-ларни вужудга келтиради. (11 –расм)



Бу максимумлар х-ўқига перпендикуляр текисликда ётган концентрик ҳалқалардан иборат бўлади. расмдан:

$$\Delta = d(\cos \alpha - \cos \alpha_0) = \pm m_1 \lambda_p \quad (5.24)$$

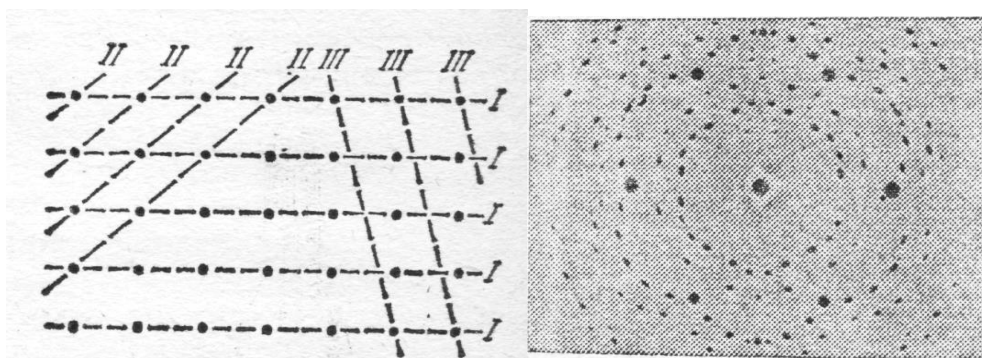
(5.24)-ни барча (x, y, z) ўқлари бўйича ёзиб, фазовий панжара учун:

$$\left. \begin{aligned} d_1(\cos \alpha - \cos \alpha_0) &= \pm m_1 \lambda \\ d_2(\cos \beta - \cos \beta_0) &= \pm m_2 \lambda \\ d_3(\cos \gamma - \cos \gamma_0) &= \pm m_3 \lambda \end{aligned} \right\} \quad (5.25)$$

Лауэ формуласини ҳосил қиламиз.

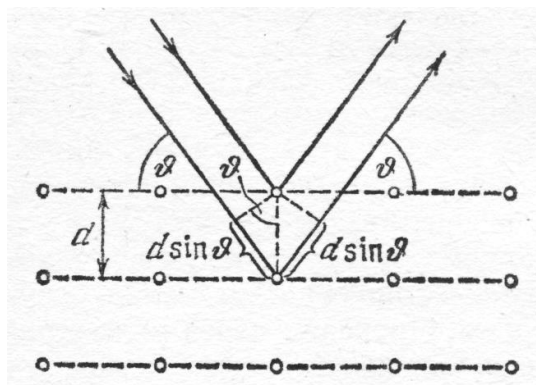
(5.25)-шартни қаноатлантирувчи  $\alpha, \beta, \gamma$  – йўналишларда дифракцион максимумлар кузатилади.

В.Вульф ва А.Бреглар (1925 й) рентген нурлари дифракциясини ҳисоблашнинг содда усулини ишлаб чиқдилар. Бунда улар кристаллографик текислик (структура элементлари орқали ўтган) дан фойдаланди. Кристалларнинг қайси йўналишда структура элементлари зич жойлашган бўлса шу йўналишда дифракцион максимумлар интенсивлиги катта бўлади. (12 расм)



(12 расм)

Фараз қилайлик, монократик нурларнинг дастаси кристаллографик текисликларга  $\varphi$  – сирпаниш бурчаги остида тушаётган бўлсин. (13 расм)



13-расм

Кристалл структура элементлари (атом ёки ион)дан сочилган иккиламчи тўлқинлар барча йўналишларда бир-бирини интерференция туфайли сўндиради. Фақат оптик йўл фарқи  $\lambda$  га бутун сон қаррали бўлган йўналишларда дифракцион *тах*-ҳосил қилинади.

$$\text{Расмдан, } 2d \sin \varphi = \pm k \lambda_p \quad (k = 1, 2, 3, \dots) \quad (5.26)$$

Рентген нурлари дифракциясидан турли мақсадда фойдаланадилар. Агар d-кристалл панжара доимийси маълум бўлса, сирпаниш бурчагини ўлчаб рентген нурларининг тўлқин узунлигини аниқлаш мумкин, бу фанда рентгеноспектроскопия деб юритилади. Рентген нурларининг тўлқин узунлиги маълум бўлса, панжара доимийсини аниқлаш мумкин (бу усул рентгеноструктура таҳлил деб аталади). Рентгеноструктуравий таҳлил минералларнинг таркибида аниқлаш қийин бўлган сийрак ер элементлари *Ta*, *Nb*, *Mf*, *Re* – кабиларни миқдорий жиҳатдан аниқлашда энг қулай усул бўлиб ҳисобланади.

## 6. Оптик асбобларни характерловчи катталиклар.

Оптик асбоблар асосан ажрата олиш қобилият ва дисперсияси билан характерланади.

Тўлқин узунликлари  $1\text{Å}$  га фарқ қилган икки спектр чизиқларини кўринишини чизиқли (бурчакли) масофасига сон жиҳатидан тенг катталик чизиқли (бурчак) дисперсияси деб айтилади.

Бурчак дисперсияси

$$D = \frac{d\varphi}{d\lambda} \quad (6.27)$$

Дифракцион панжара учун бош *тах*-шарти  $d \sin \varphi = \pm k \lambda$  ни дифференциаллаб, қўйидагини ҳосил қиламиз

$$\begin{aligned} d \cos \varphi d\varphi &= k d\lambda \\ D = \frac{d\varphi}{d\lambda} &= \frac{k}{d \cos \varphi} \Big|_{\cos \varphi=1} = \frac{k}{d} \end{aligned} \quad (6.28)$$

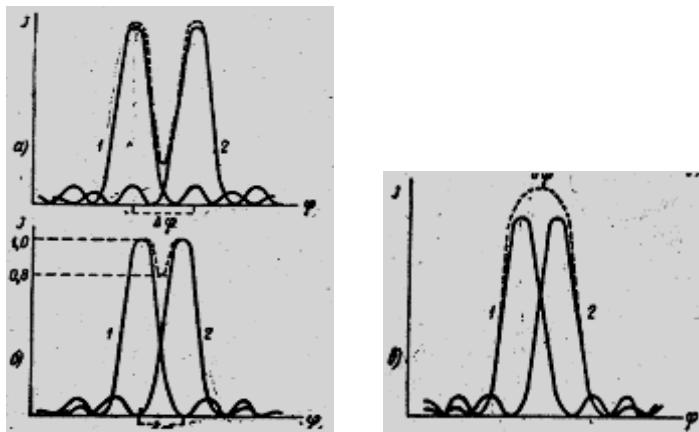
Дифракцион панжаранинг дисперсияси унинг даврига тескари пропорционал бўлиб, спектр тартиби ортган сари ошиб боради.

Икки дифракцион манзара чизиқларини ажратиш (алоҳида-алоҳида) кўриш учун Релей шarti мавжуд. Икки спектрал чизиқлардан бирининг максимуми маркази, иккинчисининг минимумига мос келса яъни нисбий қоронгулик 20 % -ни ташкил

эса уларни алоҳида ажратиб кўриш мумкин (14 (а) )расм) акс ҳолда йўқ. (14 (б)) расм

*Спектрал аппаратларни ажрата олиш қобилияти деб алоҳида кўриш мумкин бўлган спектрал чизиқларни тўлқин узунлиги фарқига тескари пропорционал бўлган катталиikka айтилади.*

$$R = \frac{\lambda}{d\lambda} \quad (6.29)$$



14 расм

Дифракцион панжаранинг ажрата олиш қобилияти ҳисоблаймиз. Фараз қилайлик, иккита ёруғлик манбаидан алоҳида – алоҳида тах вужудга келган бўлсин (14 б расм). Тўлқин узунлиги  $\lambda_1$  – бўлган нур учун дифракцион *тах*-шарти:

$$d \sin_{\max} = k\lambda_1$$

$\lambda_2$  – спектрал чизиқ учун *min*-шарти:

$$d \sin_{\min} = (k \pm \frac{1}{N})\lambda_2$$

Релей шартига кўра, агар  $\lambda_1 = \lambda + d\lambda$ ;  $\lambda_2 = \lambda$  бўлса,

$$k(\lambda + d\lambda) = (k - \frac{1}{N})\lambda$$

$$kd\lambda = \frac{\lambda}{N}$$

таърифга кўра:

$$R = \frac{\lambda}{d\lambda} = kN \quad (6.30)$$

Дифракцион панжаранинг ажрата олиш қобилияти спектрнинг тартиби ва панжара тирқишлари сонига пропорционалдир.

Объектив учун эса

$$R = \frac{D}{1,22\lambda} \quad (6.31)$$

$D$  – объектив гардишининг диаметри.

## АДАБИЁТЛАР

1. А.А.Детлаф,Б.М.Яворский,«Курс физики»Москва в.ш.2002 г.
2. Р. Бекжанов, «Атом ядроси ва элементар заррачалар физикаси» Тошкент «Ўқитувчи» 1994 йил.
3. Г.Х.Хошимов ва бошқалар «Квант механикаси асослари» Тошкент «Ўқитувчи» 1995 й.
4. Л.А.Грибов, И.И. Прокофьева Основы физики,«Гардарика» 1999г.
5. М.Исмоилов, П.Хабубуллаев, М.Халиулин. Физика курси «Ўзбекистон», 2000 й.
6. И.Шерклифф. Физика «Мир» 1999 г.
7. А.Г Чертов, А.А. Воробьев. Физикадан масалалар тўплами. «Ўзбекистон» 1997й.
8. Д.Делюфе «Занимательная физика» Мир. 1998.
9. И.В.Савельев. Курс общий физики. М. Наука. 1982.
10. Т.И. Трофимова. Курс физики. М. Выщ.школа 1999.
11. V. Joki. Experimnt, Avstria 2000.
12. L.F.Fridman. Generalisation tables in forming physics notions. Weinna 1999.
13. К.Шерклинг. Физика для одоренных. Новосибирск 2002 г.