

Лекция - 7. Жарық дифракциясы. Фраунгофер дифракциясы. Дифракциялық тор және оның спектрлік сипаттамасы.

Лекцияның мақсаты: Фраунгофер дифракциясының физикалық мәнін, дифракциялық тордың жұмыс істеу принципін және оның спектрлік сипаттамасын түсіндіру. Дифракция құбылысының толқындық табиғатын және интерференциялық максимумдардың пайда болу шарттарын талдау.

Негізгі сұрақтар

1. Фраунгофер дифракциясының ерекшелігі және негізгі теңдеулері.
2. Бір саңылаудағы дифракциялық сурет және оның интенсивтілік таралуы.
3. Көп саңылаулы дифракциялық тор және бас максимумдар шарты.
4. Амплитудалық және фазалық дифракциялық торлар.
5. Майкельсон эшелоны және жоғары ретті спектрлер.

Қысқаша мазмұны

Дифракция және оның түрлері

Дифракция — толқынның бөгеттердің айналасынан оғыйып таралу құбылысы.

Екі негізгі түрі бар:

Френель дифракциясы — көз және экран кедергіге жақын.

Фраунгофер дифракциясы — көз бен экран шексіз қашықта немесе линзалар арқылы фокустық жазықтықта орналасқан.

Фраунгофер дифракциясында алыстағы айқын интерференциялық өрнек байқалады.

Дифракциялық тор және негізгі формулалар

Δ жол айырымы мынаған тең

$$\Delta = d \sin \varphi \quad (1)$$

Көп жарық шоқтарының көп саны интерференцияланғанда жол айырымы $\Delta = \pm m\lambda$, мұндағы $m=0, 1, 2, \dots$ болған жағдайда интенсивтіктері бірдей максимумдар қатары пайда болады. (1) қатынасынан

$$d \sin \varphi = \pm m\lambda \quad (2)$$

шартын қанағаттандыратын φ бұрышы мәндері жағдайында максимумдар қатары пайда болады.

Егер тордағы саңылаулар саны N -ге тең болса, онда бас максимумдар араларына $N-1$ минимумдер орналасатын болады. Осы минимумдер орындарын мына шарт анықтайды:

$$d \sin \varphi = \pm m\lambda / N \quad (3)$$

мұндағы $m=1, 2, 3, \dots$ (3) минимумдар шарты (2) максимумдар шартына айналатын $m= N, 2N, 3N, \dots$ болатын жағдайлардан басқа.

Осы минимумдер бір саңылаудан алынатын

$$b \sin \varphi = \pm m\lambda, \quad m = 1, 2, \dots \quad (4)$$

шартын қанағаттандыратын минимумдерден өзгеше, қосымша минимумдер деп аталады.

Сонымен, N саңылаудың дифракциялық толық суреті мына шарттардан анықталады. бұрынғы минимумдер $b \sin \varphi = \lambda, 2\lambda, \dots$

қосымша минимумдер

$$d \sin \varphi = \frac{\lambda}{N}, \frac{2\lambda}{N}, \dots, \frac{(N-1)\lambda}{N}, \frac{(N+1)\lambda}{N}, \dots,$$

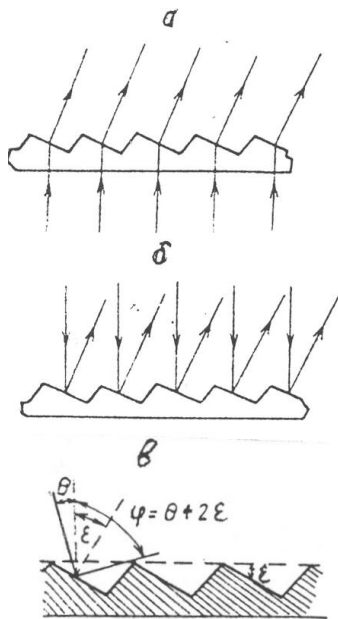
бас максимумдар

$$d \sin \varphi = 0, \lambda, 2\lambda, \dots,$$

Қосымша минимумдар араларына екінші реттік әлсіз максимумдар орналасады. Көрші бас максимумдар аралығына келетін осындай максимумдар саны $(N-2)$ -ге тең. Бұлардың интенсивтігі ең жақын бас максимум интенсивтігінің $1/23$ -нен артпайды.

Фазалық дифракциялық торлар

Қарастырылған дифракциялық тор *амплитудалық* деп аталады, өйткені кезектесіп келетін мөлдір және мөлдір емес жолақтардан тұратын тор арқылы жарық өткен кезде тор саңылауларына перпендикуляр бағытта түскен толқынның амплитудасы периодты өзгереді. Амплитудалық торлар үшін интенсивтіктің үлестірілуі $1/m^2$ –қа пропорционал, яғни энергияның басым бөлігі нөлінші ретті спектрге шоғырданады, ал жоғарырақ реттерге ауысқан сайын тез кемиді. Практикалық қолдану үшін амплитудалық тор онша тиімді емес, өйткені осындай торлармен жабдықталған спектрлік аспаптардың жарық күші төмен болады.



5-сурет

Сонда тордың әрбір штрихы аумағында қосымша жол айырымын енгізуге негізделген спектр бойынша энергияның үлестірілуі өзгертілді. Осы мақсатта торды ойып істегенде, әрбір штрихтың белгілі пішіні (профилі) болатындай (профильденген штрих) етіліп жүргізіледі, осының арқасында жарық шағылғанда штрихтың бір шетінен екінші шетіне дейінгі аралықта қосымша жол айырымы пайда болады (5-сурет). Штрихтың пішінін таңдап алу арқылы спектрдің белгілі бір ретінде энергияны шоғырландырып, қалғанын, соның ішінде нөлінші спектрді әлсіретуге болады. Осындай торлар **фазалық дифракциялық торлар** деп аталады, және олар амплитудалықтан өзінің толқын фазасын өзгерте алатын қабылетімен өзгеше болады.

Дифракция теориясында тек амплитуданың өзгерісін туғызатын амплитудалық торларды, немесе тек фазаның өзгерісін тудыратын фазалық торларды қарастыру ыңғайлы. Шыныға немесе металға штрихтарды салу арқылы жасалатын реал дифракциялық торлар бір мезгілде амплитуданың да, фазаның да өзгерісін береді. Бұл орналасу

дәлдігіне өте жоғары талап қойылатын штрихтарының қажетті пішіні (профилі) бар торларды жасау өте-мөте қиын бо луына байланысты.

Спектрдің көрінетін аймағына 600-1200 штрих/мм.

Майкельсон эшелоны

Фазалық торлардың маңызды бір түріне Майкельсон эшелоны жатады. Бұл торда жеке «саңылаудың» саны салыстырмалы түрде көп емес (интерференцияланатын шок саны 30-дан аспайды). Және осы жағдайда жеке шоқтар арасындағы жол айырымы өте үлкен (10000λ және бұдан да артық) болатындықтан, осындай аспапта реті өте жоғары спектрлер алынады.

Бақылау сұрақтары

1. Фраунгофер және Френель дифракцияларының айырмашылығы неде?
2. Бір саңылаудағы дифракция кезінде минимумдар мен максимумдар қандай шарттармен анықталады?
3. Көп саңылаулы дифракциялық тордағы бас максимум шарты қалай жазылады?
4. Амплитудалық және фазалық торлардың айырмашылығы неде?
5. Майкельсон эшелонының жұмыс принципін түсіндіріңіз.

Ұсынылатын әдебиеттер:

Сивухин Д.В. 3-е изд., стереот. М.: ФИЗМАТЛИТ; Изд-во МФТИ, 2021, 792 с.

Савельев, И.В. Курс общей физики. В 3-х т.: Учебное пособие для студ.вузов/ И.В.Савельев.- 10-е изд.,стер.- СПб: Лань. - (Учебники для вузов. Специальная литература) Т.2: Электричество и магнетизм. Волны. Оптика, 2020, 496с.

Иродов И.Е. Волновые процессы. Основные законы. Издательство "Лаборатория знаний", 8-ое издание, 2020, 266 стр.

Иродов И.Е. Задачи по общей физике, 13-е изд. — М.: Лаборатория знаний, 2020, 431 стр.

Жұманов К.Б. Оптика негіздері, Алматы: Қазақ университеті, 2020, 321 бет.

Аль-Фараби атындағы Қазақ Ұлттық университеті
Физикалық техникалық факультет

Жарық дифракциясы

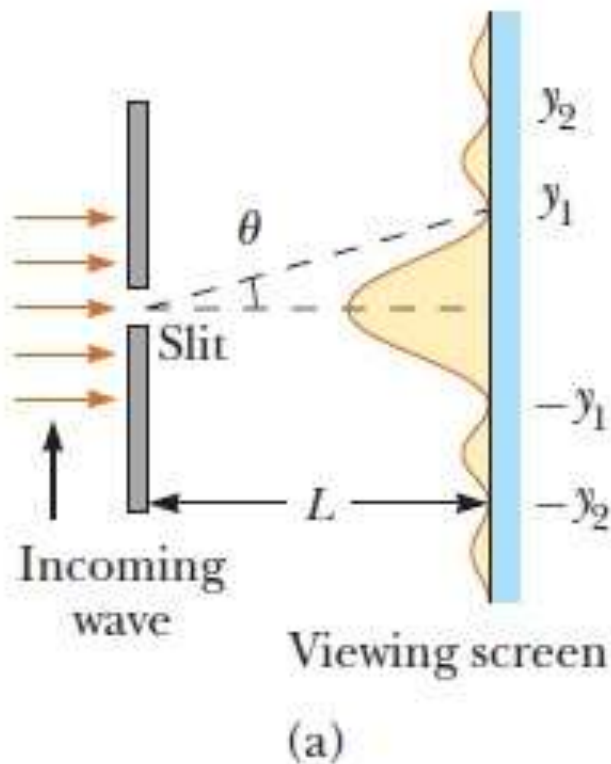
Жарық дифракциясы.
Фраунгофер дифракциясы.
Дифракциялық тор және оның
спектрлік сипаттамасы.

Оқытушы: Мархабаева А.А

Электромагниттік толқын бір текті ортада тараған кезде толқын шебінің геометриялық пішіні өзгермейді. Егерде толқын мөлдір емес кедергілері бар немесе сыну көрсеткіші шұғыл өзгеретін аймақтары бар біртекті емес мөлдір ортада таралатын болса, онда толқын шебі бүлінеді, кеңістікте интенсивтіктің үлестірілуі өзгереді. Осындай жағдайларда **дифракция** деп аталатын құбылыс пайда болады. **Дифракция құбылысын жалпы жарықтың түзу сызық бойымен қозғалуынан ауытқуы немесе геометриялық оптика заңдарынан ауытқумен байланысты құбылыстар жиынтығы деп айтуға болады.** Оптикада дифракциялық есептерді шығаруда Гюгенс принципін қолданады.

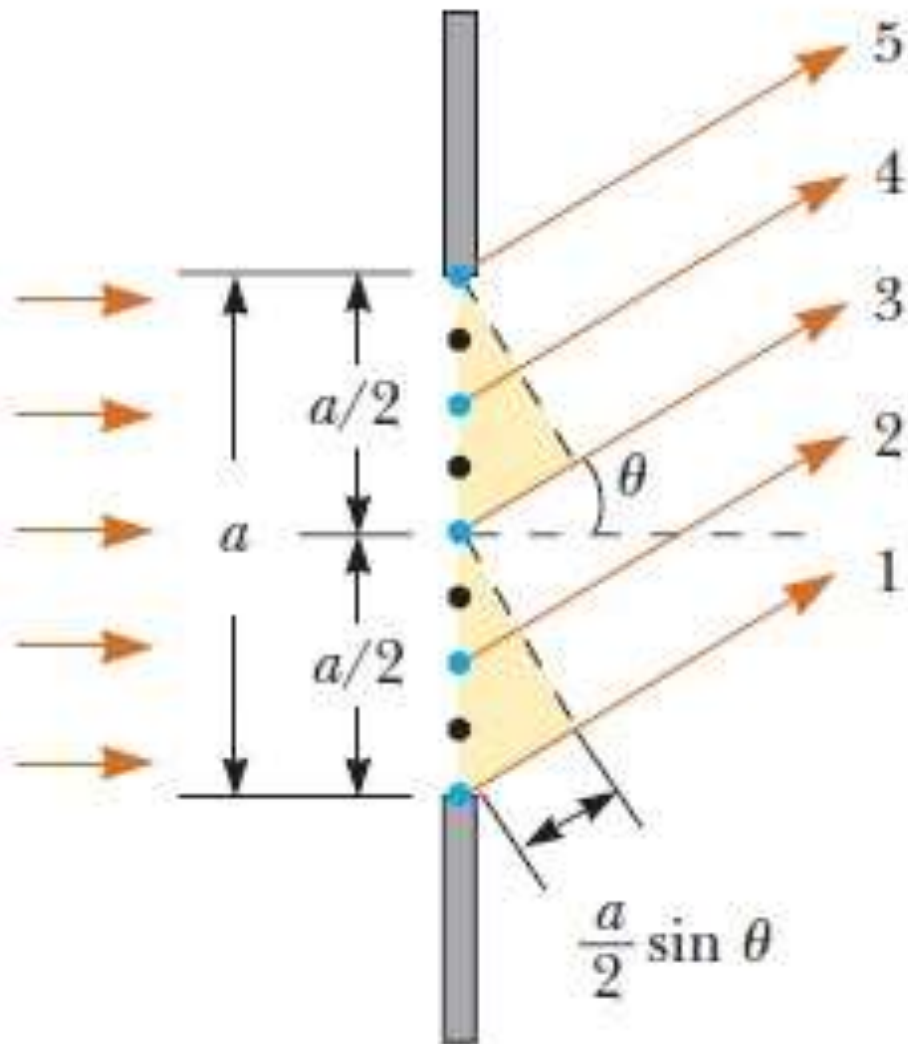
Жіңішке тік саңылаудан дифракция

Жарық жіңішке саңылаудан өтіп экранда проекциялансын. Егер жарық көзі саңылаудан алыс орналасқан болса толқынды жазық толқын және олар бір біріне параллель деп есептеуге болады. Бұл модел Фраунгофер дифракциясы деп аталады.



Гюгенс принципі бойынша саңылаудың әрбір нүктесі екінші ретті толқындар көзі болып табылады. Нәтижесінде бір нүктеден шыққан толқын екінші нүктеден шыққан толқынмен интерференцияланады.

Жіңішке саңылаудан дифракция



Мысалы 1 және 3 толқындар бір фазада болады. 1ші сәуле 3шіге қарағанда алысырақ, яғни екеуінің жол айырымы $(a/2) \sin \theta$, **a** саңылау ені. 2 және бір біріне қатысты $(a/2) \sin \theta$. Егер жол айырымы толқын ұзындығының жартысына тең болып фазалар айырымы 180° болса толқындар бір бірін өшеді.

Жіңішке саңылаудан дифракция

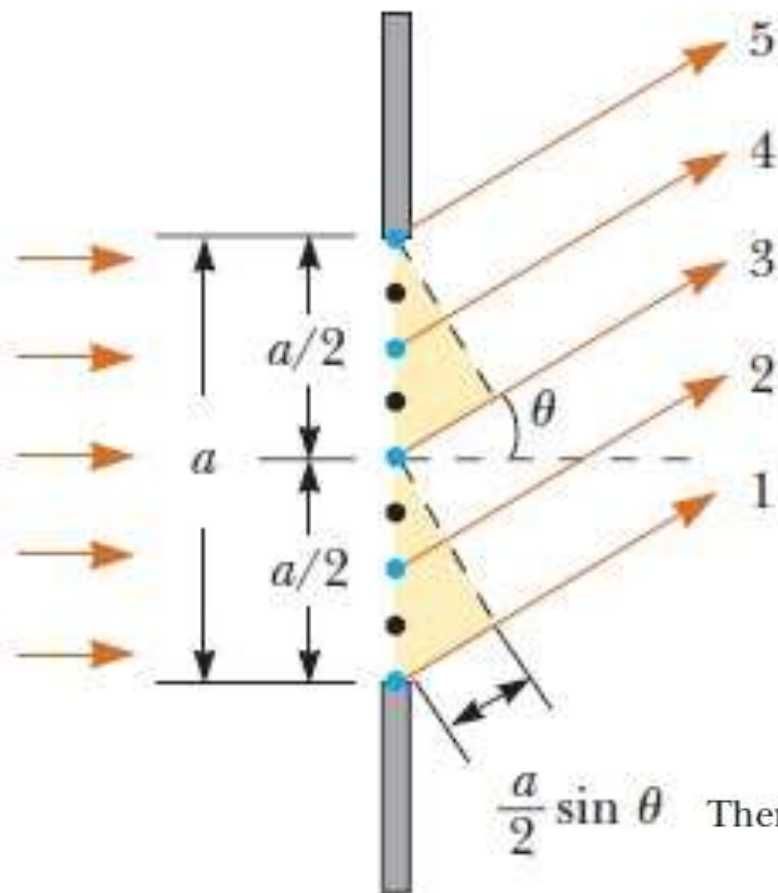
$$\frac{a}{2} \sin \theta = \pm \frac{\lambda}{2} \quad \sin \theta = \pm \frac{\lambda}{a}$$

Саңылауды төртке бөлсек минимум болады

$$\sin \theta = \pm 2 \frac{\lambda}{a}$$

Алтыға бөлсе қараңғылық минимум болады

$$\sin \theta = \pm 3 \frac{\lambda}{a}$$

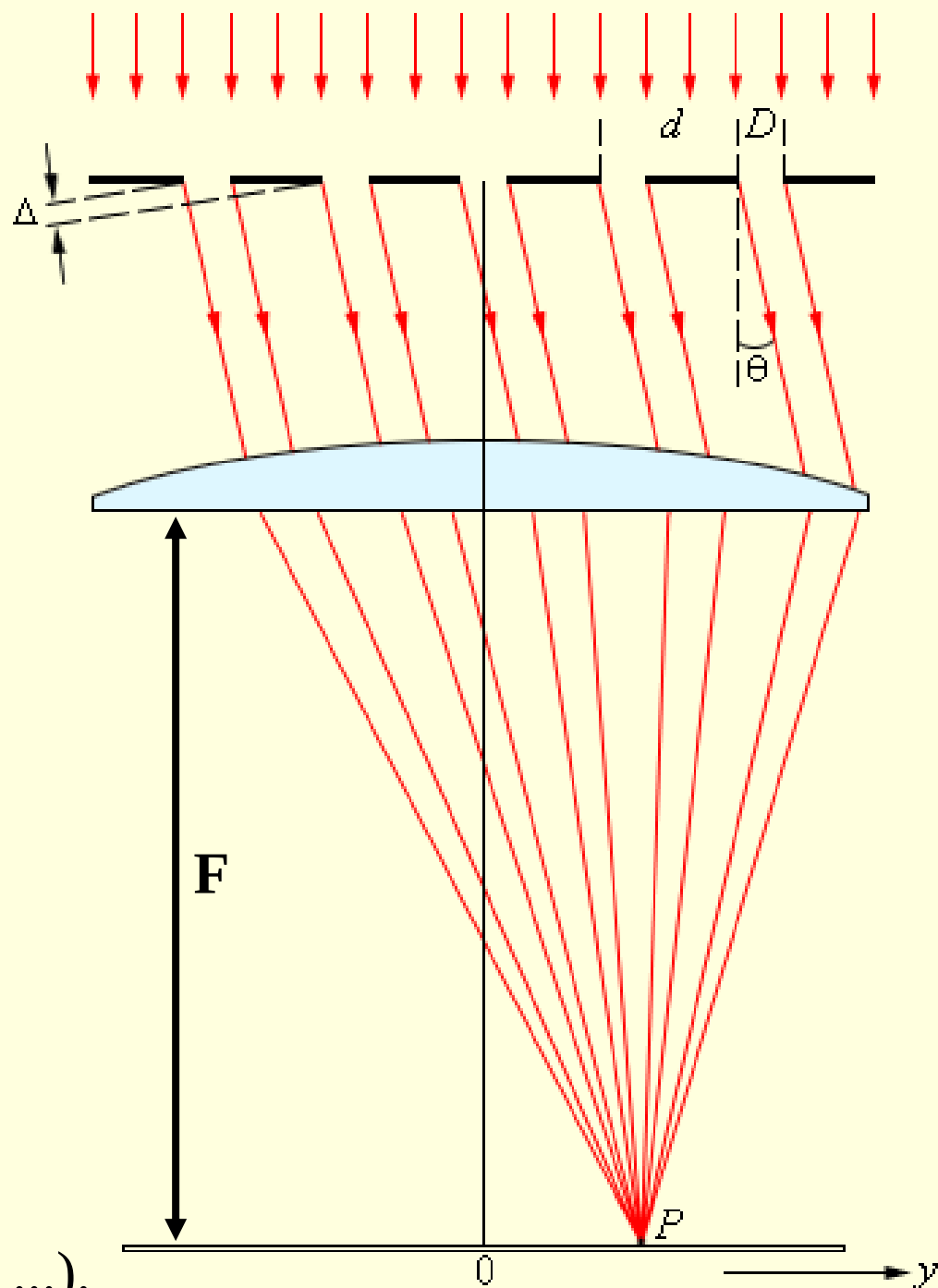


$\frac{a}{2} \sin \theta$ Therefore, the general condition for destructive interference is

$$\sin \theta_{\text{dark}} = m \frac{\lambda}{a} \quad m = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$$

Саңылаулардың енін b әрпімен, екі саңылаудың арасындағы арақашықтықты a әрпімен белгілейді. Тордың периодтылық тұрақтысын $D=a+b$. Дифракциялық әдіс линзаның фокалдық жазықтығында бақыланады, бұл кезде біз Фраунгофер дифракциясын байқаймыз. Торға монохромат сәулелер шоғы түссін. Линзаның фокалдық жазықтығының әрбір P нүктесінде осыған дейін параллель және түсу бағытына θ бұрышпен қозғалған сәулелер жиналады. P нүктесіндегі сәулелер екінші реттің толқындардың интерференция нәтижесі болып табылады. P нүктесінде интерференциялық максимум байқалу үшін екі көрші саңылаудан шыққан жарықтың жол айырымы толқын ұзындығының бүтін мәніне тең болу керек.

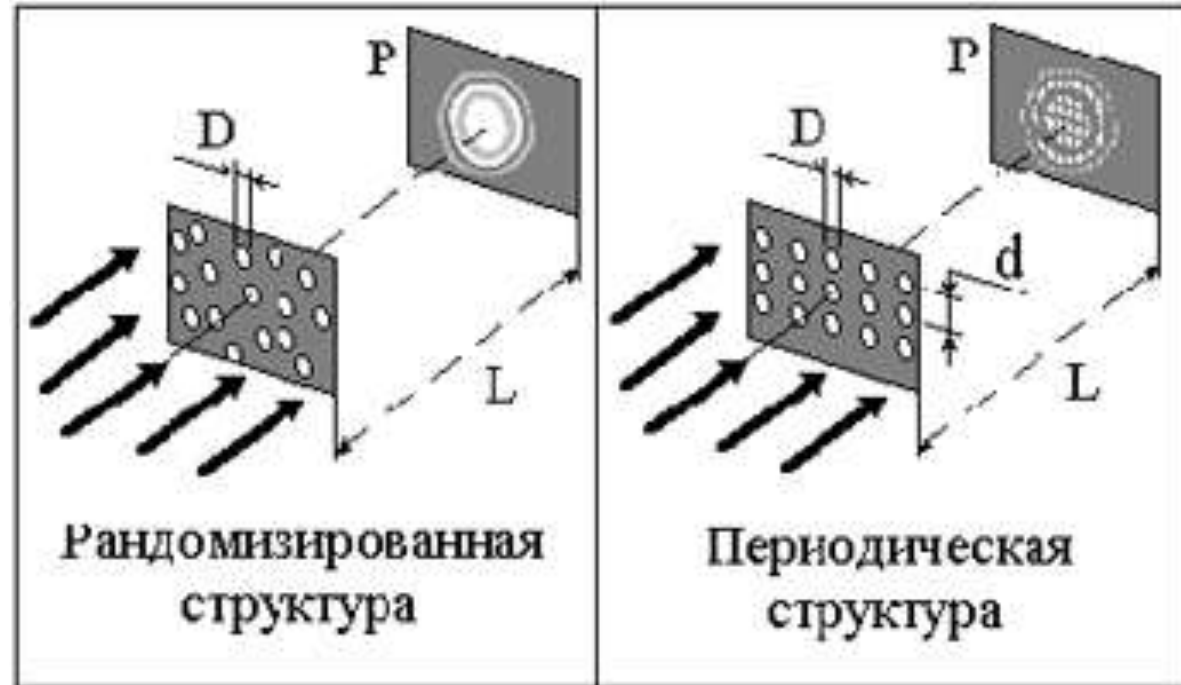
$$\Delta = d \sin \theta_m = m\lambda \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots).$$



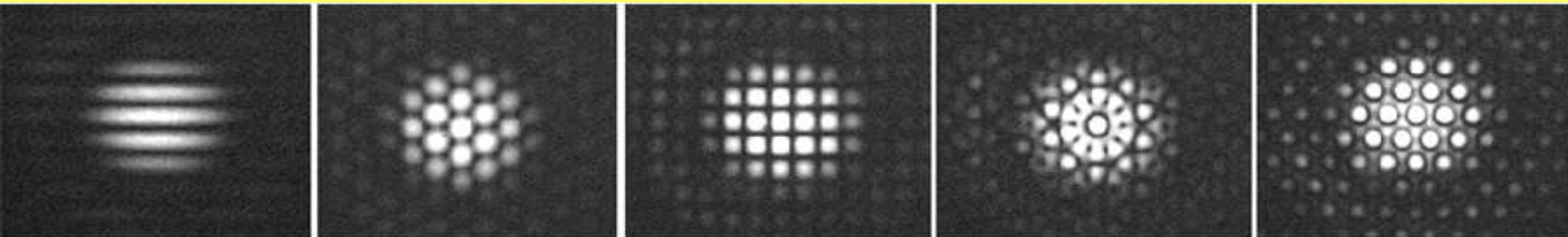
Дифракциялық тор – жарықты спектрге бөлетін және жарықтың толқын ұзындығын өлшеуге арналған спектралдық құрылғы. Дифракциялық торларды металдық немесе әйнектен жасайды.

Мөлдір экранда бір бірінен бірдей қашықтықта орналасқан саңылаулардан тұратын дифракциялық торды қарастырайық.

Бірдей саңылаулар үшін дифракциялық таралу суреттері. Саңылаулардың саны N 2-ден 6-ға дейін өзгереді.



Повторяющиеся элементы

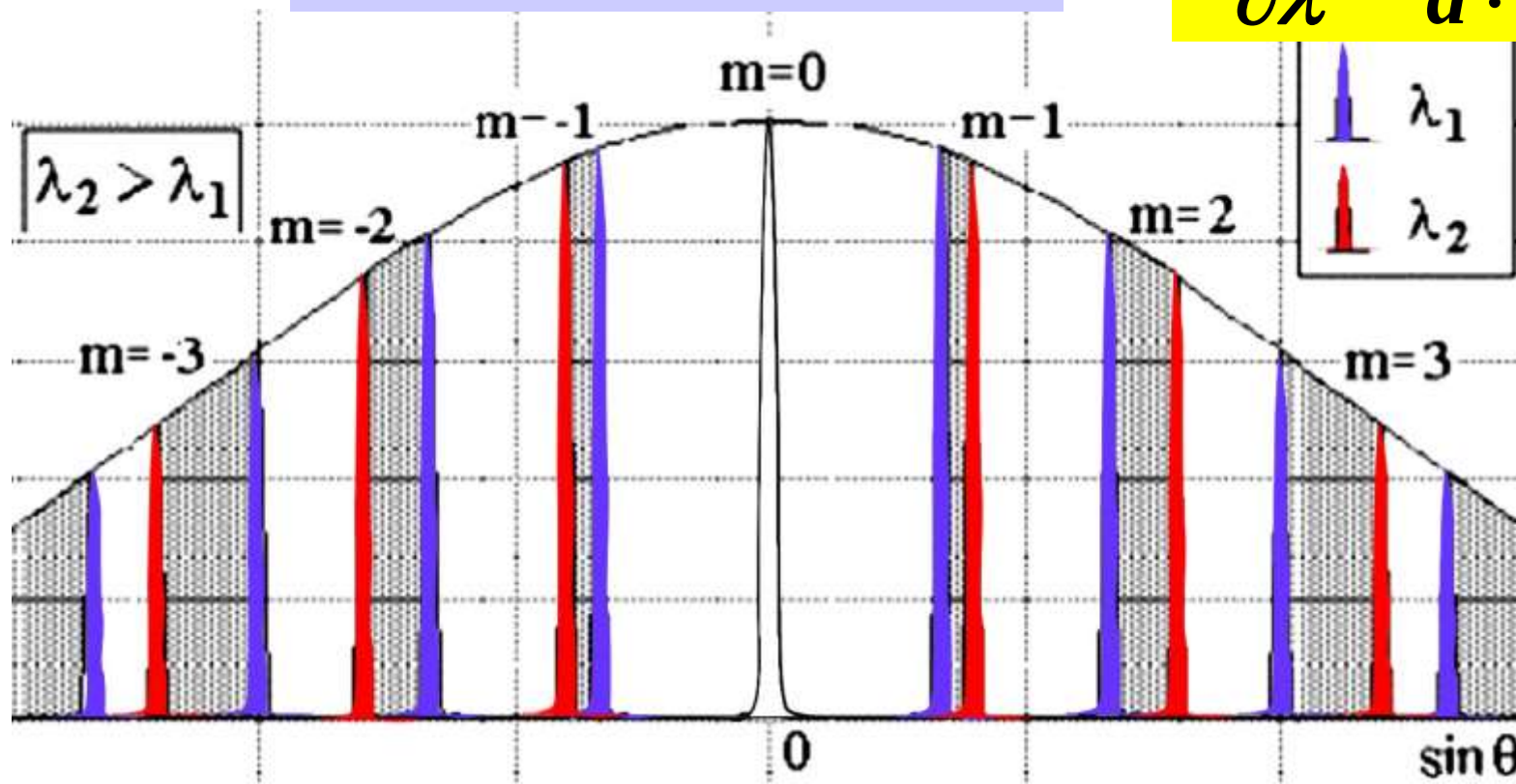


Дифракциялық торлар дисперсиялық қасиетке ие, әртүрлі толқын ұзындықты сәулелерді әр бағытқа жіктейді. Оны бастапқы максимумдардың бұрышқа тәуелділігі қамтамасыз етеді: **толқын ұзындығы үлкен болған сайын, дифракция реттілігі де үлкен болады.**

Бұрыштық дисперсия D дегеніміз дифракциялық бұрыштың толқын ұзындығына қатынасы. Ол дифракциялық реттілігіне m тура пропорционал.

$$\lambda = \frac{d}{m} \sin \theta \Rightarrow \frac{\partial \lambda}{\partial \theta} = \frac{d}{m} \cos \theta$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial \lambda} = \frac{m}{d \cdot \cos \theta}$$

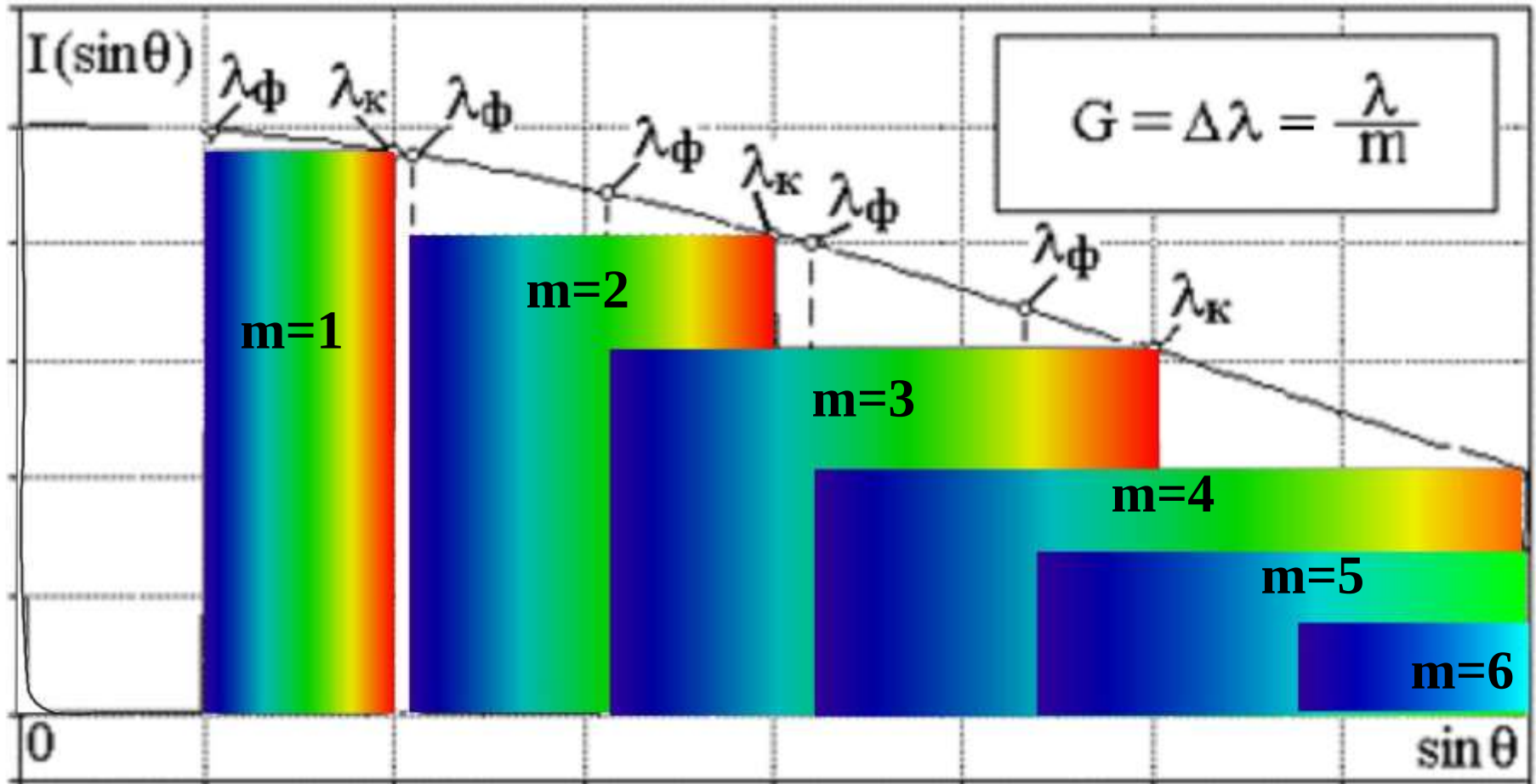


Ажыратқыштық қабілеті R бастапқы максимумның бұрыштық енімен анықталады және екі көршілес спектралдық сызықтарды көру мүмкіндігін көрсетеді.

Дисперсиялық аумағы G спектрлердің бір біріне қабаттаспайтын спектралдық диапазонды көрсетеді. m өскен сайын жіңішкейленеді.

$$\Delta\theta = \frac{\lambda}{Nd \cdot \cos\theta} \cdot \frac{\partial\theta}{\partial\lambda} = \frac{m}{d \cdot \cos\theta} \rightarrow R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = mN$$

$$m \cdot (\lambda + \Delta\lambda) = (m + 1) \cdot \lambda \rightarrow G = \Delta\lambda = \frac{\lambda}{m}$$



Дифракциялық суреттің саңылау өлшеміне байланысы

Саңылаудың өлшемі үлкен болған кезде, саңылаудың геометриялық кескінін аламыз. Френелдің бірнеше зонасы сыйатындай етіп саңылаудың кішірейтсек сақиналы дифракциялық картина бақылауға болады. Ал Френелдің бір зонасынан кіші өлшем болса, бақылау нүктесіне келетін сәулелер бір біріне паралель болады, бұл Фраунгофер дифракция жағдайы.

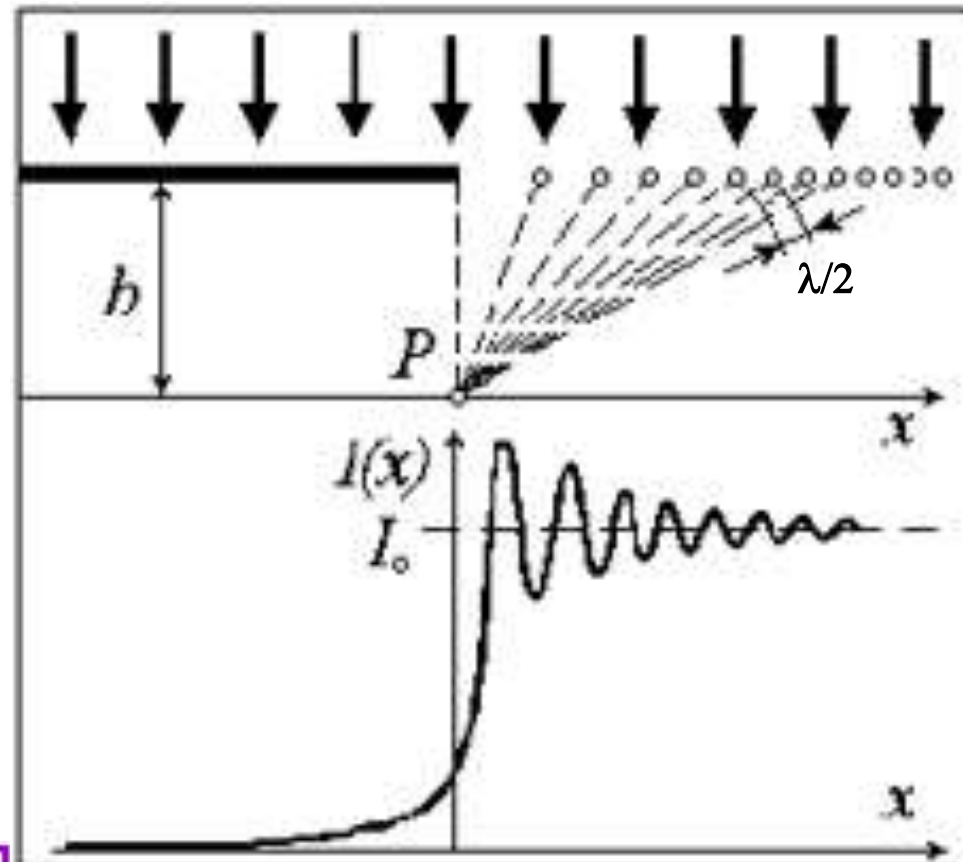
$$m = \frac{r^2}{\lambda b}$$

$$\frac{r^2}{\lambda b} \begin{cases} \gg 1 & \text{геометриялық оптика} \\ 1 & \text{Френель дифракциясы} \\ \ll 1 & \text{Фраунгофер дифракциясы} \end{cases}$$

Жарты жазықтықтан жарық дифракциясы

Жартылайшексіз жазықтықтан жарық түскенде геометриялық көлеңке аумағына жарық толқындары енеді және жарық интенсивтігінің осциляциясы пайда болады.

Жазық толқындарды (Шустер зоналары) экранның Р бақылау нүктесіндегі амплитудасын анықтау үшін тік жазық зоналарға бөлуге болады.

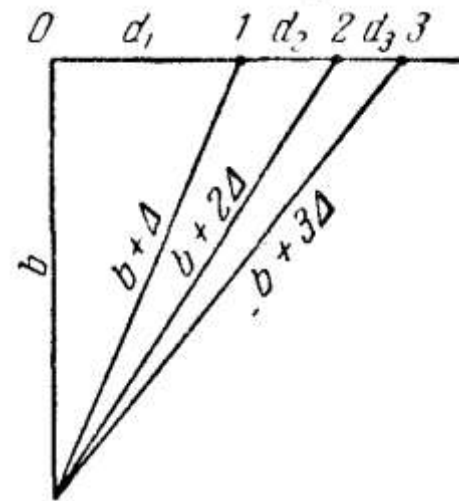
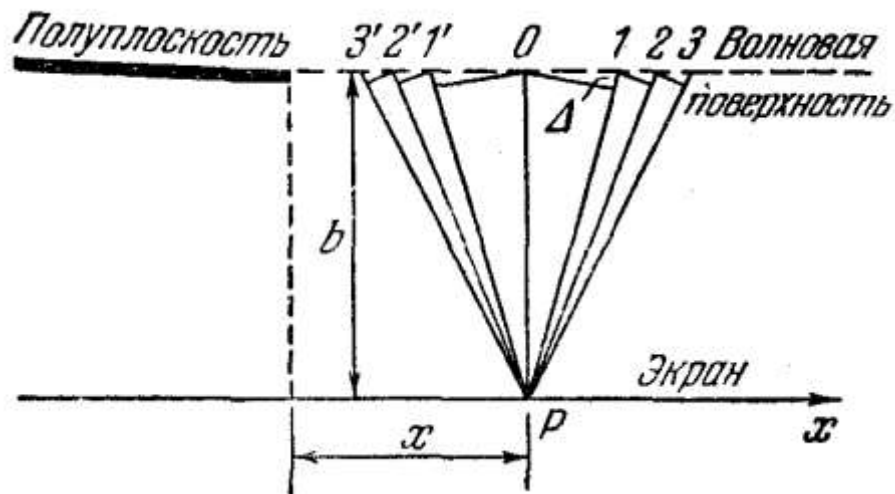


$$\left(b + \frac{\lambda}{2}\right)^2 - b^2 = (x_1)^2 \quad x_1 = \sqrt{b\lambda}$$

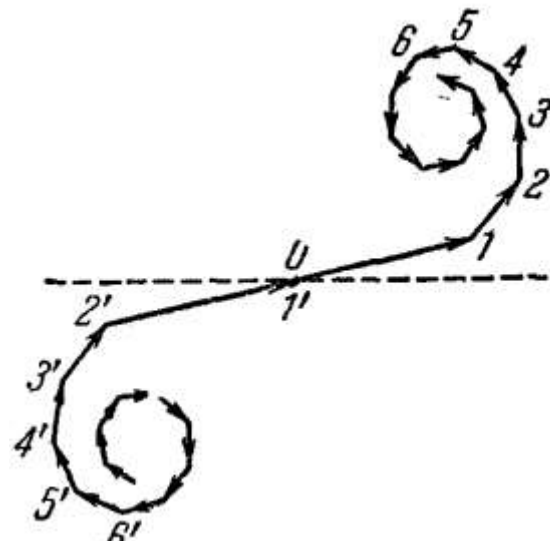
$$(b + \lambda)^2 - b^2 = (x_2)^2 \quad x_2 = \sqrt{2b\lambda}$$

$$x_n^2 - x_{n-1}^2 = b\lambda \quad x_n = \sqrt{n b \lambda}$$

Жарты жазықтықтан жарық дифракциясы



$$d_1 = \sqrt{(b + \Delta)^2 - b^2} = \sqrt{2b\Delta + \Delta^2} \approx \sqrt{2b\Delta}$$



$$v = x' \sqrt{\frac{2a}{\lambda b(a+b)}}$$

$$v = x' \sqrt{\frac{2}{\lambda b}}$$

Спираль Корню

