ҚАЗАҚСТАН РЕСПУБЛИКАСЫ
БІЛІМ ЖӘНЕ ҒЫЛЫМ МИНИСТРЛІГІ

Қ. И. Сәтбаев атындағы
Қазақ ұлттық техникалық зерттеууниверситеті

Жалпы редакциясын басқарған
физ.-мат. ғыл. канд., доц. А. Ш. Иркегулов

А. Ш. Иркегулов, М. З. Қоқанбаев, Б. Д. Сарсембаева

ОПТИКА ЖӘНЕ АТОМДЫҚ ФИЗИКА

(Техникалық мамандықтардың 1–2 курс студенттері үшін)

Физикалық практикум

І бөлім

Алматы 2016

ӘОЖ 535:539.1 (075.8)
И 79

Пікір жазғандар:
Қарсыбаев М. Ш. , физика каф. меңг., физ.-мат. ғыл. канд., проф., АЭжБУ
Қалкөзова Ж. К., физ.-мат. ғыл. канд., доц., әл-Фараби атындағы ҚазҰУ
Қонақбаев Т.Ж., физ.-мат. ғыл. канд., доц., Қ. И. Сәтбаев атындағы ҚазҰТЗУ

Қазақстан Республикасы Білім және ғылым министрлігінің 2016 жылғы басылым жоспары бойынша басылды.

Иркегулов А. Ш.

И79 Оптика және атомдық физика: Физикалық практикум. I бөлім (1–2 курс студенттерінің барлық мамандықтары үшін)./ А. Ш. Иркегулов, М. З. Қоқанбаев, Б. Д. Сарсембаева. Жалпы редакциясын басқарған ф.-м.ғ.к., доц. А. Ш. Иркегулов. – Алматы: Қ.И. Сәтбаев атындағы ҚазҰТЗУ. 2016. – 126 б. Сурет 64. Кесте 18. Әдебиеттер тізімі – 17 атау.
ISBN 978-601-323-013-9
1-бөлім. -2016.-126 б.
ISBN 978-601-323-014-6

Оқу құралы ҚР БжҒМ министрлігімен бекітілген. Типтік оқу бағдарламасына және мамандықтың МЖБС талаптарына, сондай-ақ, зертханалық сабақты ұйымдастырудың және өткізудің психологиялық-педагогикалық негіздеріне сай жазылған.

Оқу құралында берілген зертханалық жұмыстардағы құралдар мен әдістер, сондай-ақ, өлшеу нәтижелерін өлшеу және есептеу түрлері, студенттердің орындалатын зертханалық жұмыстардың теориялық негіздерін меңгеру барысында ойлау қабілетінің белсенділігін арттыруға, тәжірибелік біліктілік пен дағдыға ие болуына әсерін тигізіп, жұмыстың мақсатына жетуіне алып келеді.

Физикалық практикум техникалық мамандықтардың студенттеріне арналған. Оған жалпы және теориялық физика кафедрасында орындалатын 14 зертханалық жұмыстың сипаттамасы кіреді.

ӘОЖ 535:539.1 (075.8)

ISBN 978-601-323-014-6 (1-бөлім)
ISBN 978-601-323-013-9

© Иркегулов А. Ш., Қоқанбаев М. З., Сарсембаева Б. Д., 2016 ж.
© Қ.И. Сәтбаев атындағы ҚазҰТУ, 2016 ж.

КІРІСПЕ

Жұмыстың басты мақсаты – студенттердің курстың негізгі түйінді сұрақтарын меңгеруі үшін әртүрлі оптикалық құбылыстарды тәжірибеде зерттеп үйрену. Мұндай процесс барысында студенттер әртүрлі оптикалық аспаптар және қондырғылармен танысады, сондай-ақ, қазіргі заманғы физикалық қондырғылармен (лазерлер, спектроскоптар, пирометрлер, сандық құралдар және т.с.с.) жұмыс істеу дағдысын игереді.

Зертханалық жұмысты орындауға оқу құралы жұмыстың мақсатынан, теориялық кіріспеден, теориялық мәліметтерге негізделген жұмысты орындау әдісінен, тәжірибелік қондырғы сипаттамасынан, тапсырмаларды орындау ретінен, сондай-ақ тәжірибелік өлшеу нәтижелерін өңдеу әдістерінің сипаттамасынан тұрады. Соңында, студенттер өз білімін тексеру үшін бақылау сұрақтары келтірілген.

Жұмыста есептеу формулаларын қорытып шығаруға және тәжірибе орындау барысында өлшеулер мен есептеулер нәтижелері түріне аса көңіл бөлінген. Тәжірибелік өлшеу нәтижелерін математикалық өңдеу әдістері, өлшенетін шаманы бағалау нұсқаулықтың соңында 2-ші бөлімде қосымшада келтірілген.

Оқу құралы бірінші және екінші курс студенттерін арнайы әдебиеттермен жұмыс істеуге, қазіргі заманғы құралдарды қолдануға және өлшеу әдістерін меңгеруге мүмкіндік береді.

Оқу құралы студенттерге зерттелетін құбылыс жайында толық мағлұмат береді деп айта алмаймыз, сондықтан жұмыстың соңында келтірілген әдебиеттерді қолдануға кеңес береміз.

Зертханалық жұмысты орындауға дайындық кезінде әрбір студент зертханалық жұмыс дәптеріне келесі мәліметтерді жазуы керек:

– жұмыстың нөмірі, тақырыбы;
– қондырғының сұлбасы;
– кестелер, есептеу формулалары және есептеу қателіктері;
– жұмыстың орындалу реті.

Қондырғымен немесе оның жекелеген бөліктерімен жұмыс жасау барысында қауіпсіздік техникасының ережелерін сақтау қажет.

Зертханалық жұмысты орындау үшін студенттен зертханалық жұмыс сипаттамасында келтірілген рет бойынша қондырғымен жұмыс жасай білуі талап етіледі.

Өлшеу барысында нәтижелерді жүйелі түрде жұмыс дәптеріндегі кестеге енгізіп отыру қажет. График тұрғызу жұмыс орындау барысында жүргізіледі.

№ 1 ЗЕРТХАНАЛЫҚ ЖҰМЫС ОПТИКАЛЫҚ ЖҮЙЕЛЕРДІҢ ЗАҢДЫЛЫҚТАРЫН ЗЕРТТЕУ

Жұмыстың мақсаты: Жұқа линзалардың фокус аралықтарын өлшеу әдістерімен танысу.

1. Теориялық кіріспе

Жарықтың таралуын зерттеу кезінде электромагниттік толқындардың табиғатын қарастырмайтын оптика бөлімін геометриялық оптика деп атайды.

Геометриялық оптика – тек геометрияның заңдарына ғана сүйенетін абстракты оптика. Геометриялық оптикада жарықтың таралуын жарық сәулелерінің көмегімен суреттейді.

Жарық сәулесі – бойымен жарық энергиясы таралатын сызық. Жарық сәулелері біртекті мөлдір ортада түзу сызықтар болып келеді. Екі мөлдір ортаны бөліп тұрған шекарадан өту кезінде жарық сәулелері өздерінің бағыттарын өзгертеді (сынады).

Жарық сәулелерін тарататын нысандарды *жарық көздері* деп атайды.

Егер нақты жарық көзінің өлшемі оптикалық жүйенің элементтерінің арасындағы қашықтықпен салыстырғанда кіші болса, онда оны нүктелік жарық көзі деп есептеуге болады.

Белгілі өлшемі бар жарық көзін нүктелік жарық көздерінің жиынтығы деп қарастыруға болады. Нүктелік жарық көзі – шексіз көп жарық сәулелері тарайтын кеңістік нүктесі.

Сондықтан жарықтың таралуын сипаттау үшін, жарық сәулесі түсінігімен қатар жарық шоғы деген түсінік қолданылады. *Жарық шоғы* – қандай-да бір жарық көзінен тарайтын шексіз көп жарық сәулелерінің жиынтығын береді.

1.1. Жұқа линзалар

Екі сфералық қисық беттермен шектелген мөлдір денені *линза* деп атайды. Қисық бетінің пішініне байланысты линзалар жинағыш (1.1, а-сурет) және шашыратқыш (1.1, б-сурет) болып бөлінеді.

Жинағыш линза арқылы өткенннен кейін жарық шоғының алшақтау бұрышы азаяды. Шашыратқыш линзалардан өткеннен кейін жарық сәулелері шоғының алшақтауы артады.

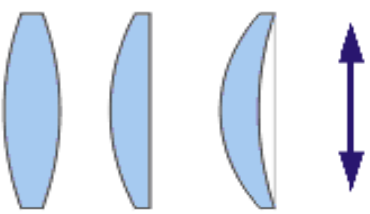
Бұл анықтамаларды сыну көрсеткіші сыртқы ортаның сыну көрсеткішімен салыстырғанда үлкен болатын линзалар үшін қолдануға болады.

Жинағыш линзалар тобына ортасы жиектеріне қарағанда қалың линзаларды жатқызады (1.1, а-сурет), шашыратқыш линзалар тобына жиектері ортасынан қалың линзалар жатады (1.1, б-сурет).

Осы айтылғандар линза материалының сыну көрсеткіші қоршаған ортаның сыну көрсеткішінен үлкен болғанда ғана орынды болатындығын қайталап ескертеміз.

Егер линзаның сыну көрсеткіші қоршаған ортаның сыну көрсеткішінен аз болғанда, жағдай керіге өзгереді. Мысалы, судағы ауа көпіршігі – қос дөңес шашыратқыш линза болып табылады.

Линзалар үшін: көрінетін аймақта – әртүрлі маркалы әйнектер; ультракүлгін аймақта – кварц, флюорит; инфрақызыл аймақта – кварц, тас тұз, сильвин және т.б. материалдар алынады.

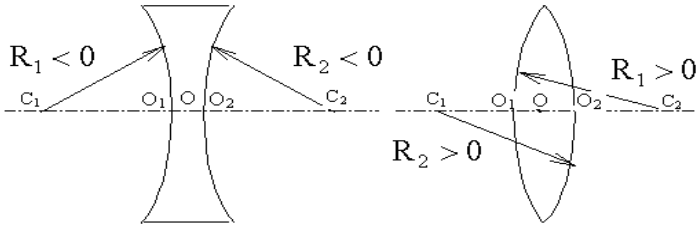


1.1-сурет. Жинағыш линзалар түрлері: *1 – қос дөңес, 2 – жазық-дөңес, 3 – ойыс-дөңес, 4 – жинағыш линзалардың белгіленуі*



1.1, б-сурет. Шашыратқыш линзалар түрлері: *1 – қос ойыс, 2 – жазық-ойыс, 3 – дөңес-ойыс, 4 – шашыратқыш линзалардың белгіленуі*

Линзаның қалыңдығы оның беттерін шектейтін қисықтық радиустарымен салыстырғанда көп кіші болса, ондай линзалар *жұқа* деп аталады (1.2-сурет).



1.2-сурет. Жұқа линзалар. $O_1O_2 << R_1$, $O_1O_2 << R_2$

Жұқа линзаларда O_1 және O_2 нүктелері жақын болатындығы соншалық, линза ішіндегі сәуле жүретін жол шексіз аз болады және сәуленің кеңістіктік ығысуы болмайды.

Сондықтан сәулелер екі емес, орталық О нүкте арқылы өтетін жазықтықта бір рет қана сынады деп есептеуге болады.

Линза арқылы өтетін сәулелердің жолын сипаттау үшін қолданылатын негізгі түсініктер:

1. *Бас оптикалық ось* – линзаның оптикалық және қисықтық центрлері C_1 и C_2 арқылы өтетін түзу (1.3-сурет).

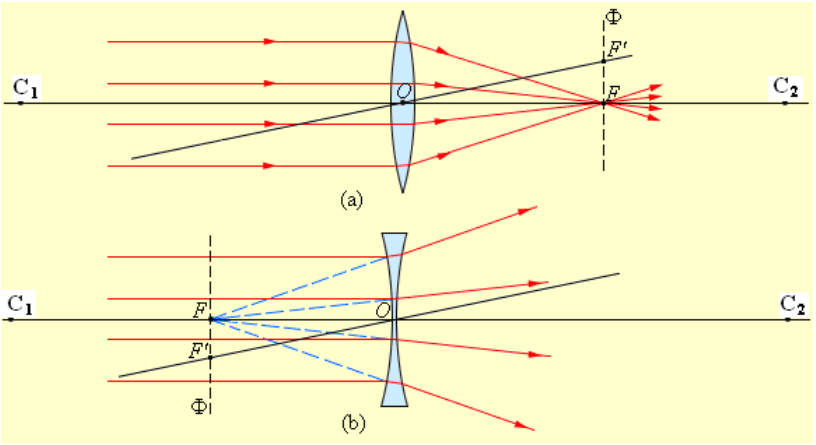
2. *Линзаның оптикалық центрі* – сәулелер таралу бағытын өзгертпей өтетін орталық нүкте О (1.3-сурет). Оптикалық центр арқылы өтетін барлық түзулерді *линзаның қосалқы оптикалық осі* дейді (1.3-сурет).

3. *Линза фокусы* (F) – линзаның бас оптикалық осіне параллель түскен барлық сәулелер, линзадан өткеннен кейін түйісетін бас оптикалық осьтегі нүкте.

Жинағыш линза үшін фокустар нақты, себебі онда сәулелердің өздері қиылысады (1.3, а-сурет). Шашыратқыш линза үшін фокустар жалған, себебі онда шашыраған сәулелердің кері бағыттағы жалғасы жинақталады (1.3, б-сурет).

4. *Фокус қашықтығы* f –линзаның оптикалық центрінен (О нүктесі) бас фокусына дейінгі F қашықтық. Жинағыш линза үшін фокус аралығы оң $f > 0$, ал шашыратқыш линза үшін теріс – $f < 0$ шама болып табылады.

5. *Тоғыстық жазықтық* Ф – бас оптикалық оське перпендикуляр және линзаның бас фокусы арқылы өтетін жазықтық (1.3-сурет). Қосалқы ось тоғыстық жазықтықпен қосалқы фокуста қиылысады.



1.3-сурет. Параллель сәулелер шоғының жинағыш (a) және шашыратқыш (b) линзалардағы сынуы
C_1 және C_2 нүктелері – сфералық беттердің центрлері, C_1C_2 – бас оптикалық ось, O – оптикалық центр, F – бас фокус, F′ – қосалқы фокус, OF′ – қосалқы оптикалық ось, Ф – тоғыстық жазықтық

6. Линзаның сәулені қалай сындыратынын анықтау үшін линзаның оптикалық күші деп аталатын шама енгізіледі. *Линзаның оптикалық күші* D – линзаның фокус қашықтығына кері шама

$$D=\frac{1}{f}. \qquad (1.1)$$

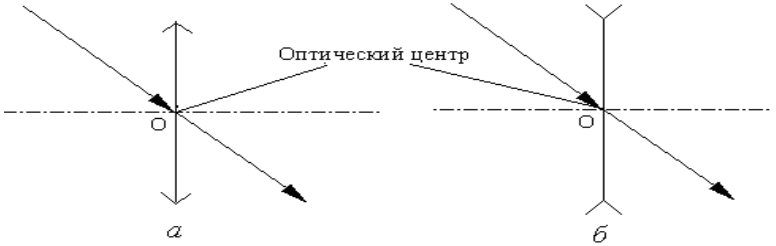
Жинағыш линзаның оптикалық күші оң $D > 0$, шашыратқыш линзаның оптикалық күші теріс $D < 0$. Линзаның оптикалық күшінің өлшем бірлігі – диоптрия. 1 диоптрия – фокус аралығы 1 метрге тең болатын линзаның оптикалық күші (1 дптр = $1м^{-1}$).

1.2. Жұқа линзалардағы кескіндерді тұрғызу үшін қолданылатын сәулелер

Линзаға шексіз көп сәулелер түседі. *Параксиаль* сәулелерді, яғни бас оптикалық осьпен аз бұрыштар құрайтын сәулелерді қарастырайық.

Тек параксиаль сәулелерді қолданған кезде ғана *стигматикалық* кескін алынады: нәрселер кеңістігіндегі әрбір нүкте кескіндер кеңістігіндегі онымен түйіндес бір ғана нүктемен кескінделеді.

Линзадағы кескін тұрғызу үшін әдетте келесі сәулелерді қолданады.



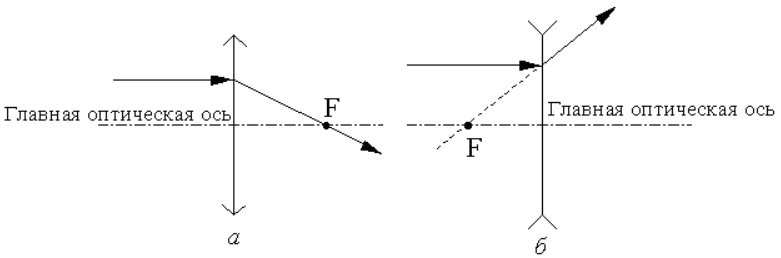
1.4- сурет. Линзаның оптикалық центрі арқылы өтетін сәуле жолы

1. Линзаның оптикалық центрі арқылы өтетін сәуле линзадан өткеннен кейін де бағытын өзгертпейді (1.4-сурет).

2. Линзаның бас оптикалық осіне параллель түсетін сәуле, линза арқылы өткеннен кейін келесі түрде таралады:

а) жинағыш линза үшін – линзаның келесі жақ бетінде орналасқан фокусы арқылы (1.5, а-сурет);

б) шашыратқыш линза үшін – сәуленің жалғасы линзаның сәуле түскен жақтағы орналасқан фокусы арқылы өтеді (1.5, б-сурет).

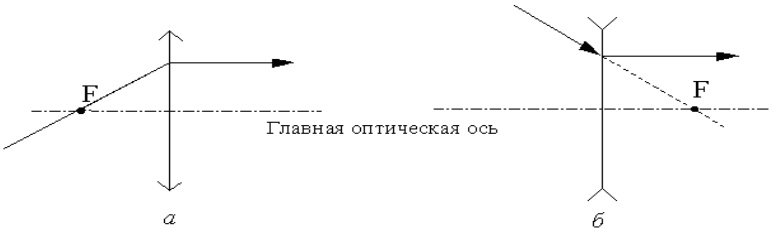


1.5-сурет. Бас оптикалық оське параллель түсетін сәуле жолы

3. Сәуле линза арқылы өткеннен кейін бас оптикалық оське параллель бағытта таралады, егер ол линза бетіне

а) жинағыш линза үшін "жақын" фокусы арқылы өтсе (1.6, а-сурет),

б) шашыратқыш линза үшін оның жалғасы "қашық" фокусы арқылы өтсе (1.6, б-сурет).

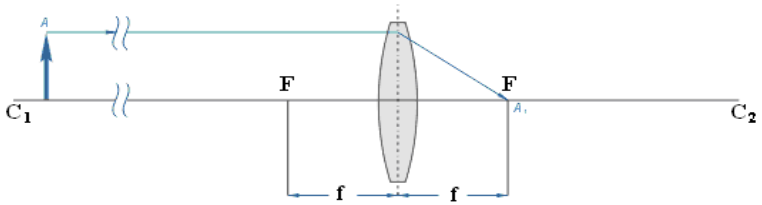


1.6-сурет. Линзадан өткеннен кейін бас оптикалық оське параллель бағытта таралатын сәуле жолы

Линзаның негізгі қасиеті – *нәрселердің кескіндерін* беру қабілеті. Кескіндер *тура немесе төңкерілген, нақты немесе жалған, үлкейтілген немесе кішірейтілген* болады.

Кескін *нақты* деп аталады, егер линза арқылы өткен сәулелер жинақты шоқ құрайтын болса және бір нүктеде қиылысатын болса (нақты кескін экранда алынады). Кескін *жалған* деп аталады, егер нәрсенің кескіні сәулелердің өзінен емес, олардың кері бағыттағы жалғасынан туындаған болса (жалған кескін экранда алынбайды).

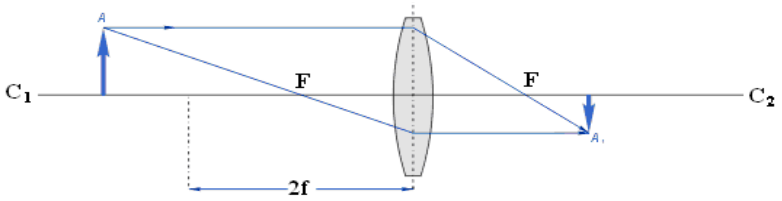
1.3. Жинағыш линзада кескінді тұрғызу



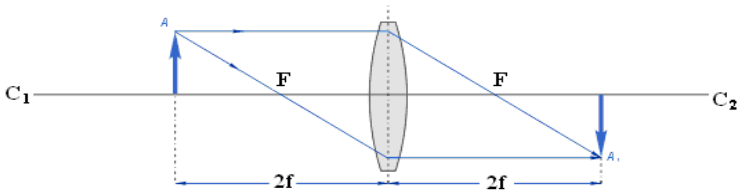
1.7-сурет. Жинағыш линзада кескінді тұрғызу, егер нәрсе линзадан шексіз қашық аралықта орналасса

1. Егер нәрсе линзадан шексіз қашық аралықта орналасса, онда оның кескіні линзаның фокусында F алынады. Кескін *нақты, төңкерілген және нүктеге ұқсас кішірейтілген болады* (1.7-сурет).

2. Егер нәрсе линзаның екі еселенген фокус қашықтығынан артық қашықта орналасса (1.8-сурет), онда оның кескіні *нақты, төңкерілген және кішірейтілген* болады және бас фокустан кейін, бас фокусы мен екі еселенген фокус қашықтығында орналасады.



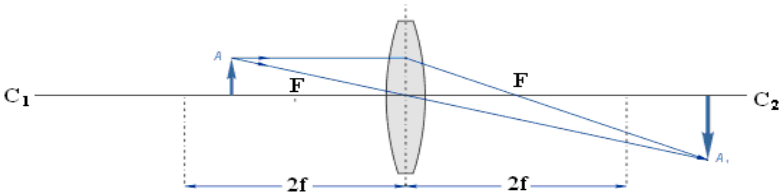
1.8-сурет. Жинағыш линзада кескінді тұрғызу, егер нәрсе екі еселенген фокус қашықтығынан артық қашықта орналасса



1.9-сурет. Жинағыш линзада кескінді тұрғызу, егер нәрсе екі еселенген фокус қашықтығына тең қашықтықта орналасса

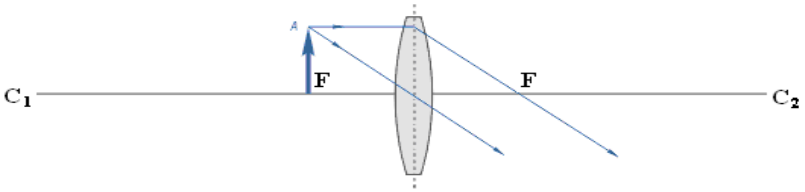
3. Егер нәрсе линзадан екі еселенген фокус қашықтығына тең қашықтықта орналасса (1.9-сурет), онда алынған кескін линзаның екінші бетінде, одан екі еселенген фокус қашықтығына тең қашықтықта орналасады. Кескін *нақты, төңкерілген және өлшемі нәрсенің өлшеміндей* болады

4. Егер нәрсе фокус пен екі еселенген фокус қашықтығында орналасса (1.10-сурет), онда кескін екі еселенген фокус қашықтығынан тыс қашықтықта алынады және *нақты, төңкерілген және үлкейтілген* болады. Сәулелердің осындай жолы проекциялық аппараттар үшін сипатты.



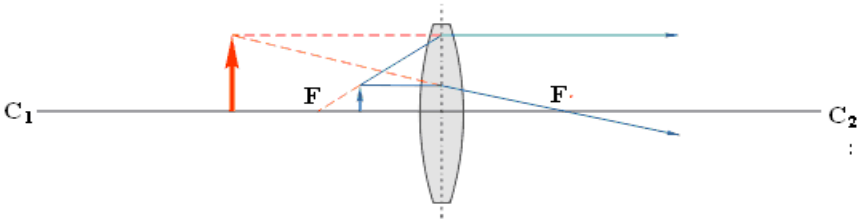
1.10-сурет. Жинағыш линзада кескінді тұрғызу, егер нәрсе фокус пен екі еселенген фокус қашықтығының аралығында орналасса

6. Егер нәрсе линзаның алдыңғы бас фокусының жазықтығында орналасса (1.11-сурет), онда сәулелер линза арқылы өткеннен кейін параллель таралады және кескін шексіздікте ғана алынуы мүмкін.



1.11-сурет. Жинағыш линзада кескін тұрғызу, егер нәрсе линзаның алдыңғы бас фокусының жазықтығында орналасса

7. Егер нәрсені бас фокус қашықтығынан кіші қашықтыққа орналастырсақ (1.12-сурет), онда сәулелер линзадан еш жерде қиылыспай, жинақсыз шоқ болып шығады. Кескін жалған, тура және үлкейтілген болады, яғни бұл жағдайда жинағыш линзаны лупа ретінде қолдануға болады.

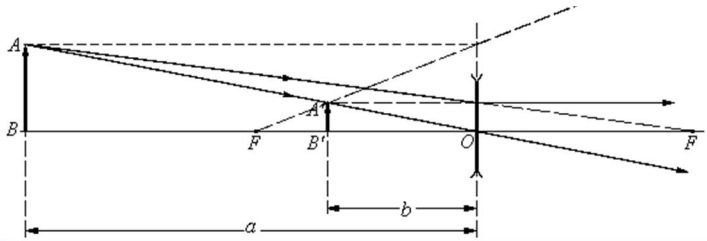


1.12-сурет. Жинағыш линзада кескін тұрғызу, егер нәрсе бас фокус қашықтығынан кіші қашықтықта орналасса

1.4. Шашыратқыш линзада кескін тұрғызу

Шашыратқыш линзалар нәрсенің кез-келген орналасу жағдайында әрдайым тура, кішірейтілген және жорамал кескін береді.

1.13-суретте кескінді тұрғызу үшін қолданылған стандартты сәулелердің кейбіреулері линза арқылы өтпейтіндігіне көңіл аудару керек. Бұл сәулелер кескіннің құралуында нақты қатынаспайды, бірақ та олар кескін тұрғызу үшін қолданылуы мүмкін.

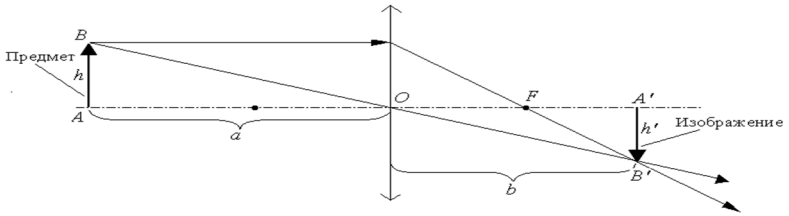


1.13-сурет. Шашыратқыш линзада кескін тұрғызу

1.5. Жұқа линза формуласы

Кескінді жұқа линза формуласы көмегімен есептеуге болады. Егер нәрседен линзаға дейінгі қашықтықты a арқылы, линзадан кескінге дейінгі қашықтықты b арқылы, ал линзаның фокус қашықтығын f арқылы белгілесек (1.14-сурет), онда жұқа линза формуласын келесі түрде жазуға болады

$$\pm\frac{1}{a}\pm\frac{1}{b}=\pm\frac{1}{f}=\pm D. \qquad (1.2)$$



1.14-сурет. Линза формуласын қорыту үшін

(1.2) формулада *a, b*, *f* шамаларына белгілі-бір таңбалар қойылады.

Жинағыш линзалардың фокус аралықтары $f > 0$, шашыратқыш линзалардың фокус аралықтары $f < 0$.

a және *b* шамалары да белгілі-бір таңбалар ережесіне бағынады:

$a > 0$ және $b > 0$ – нақты нәрселер (яғни, линзадан өткеннен кейін жинақты сәулелердің жалғасынан емес, нақты жарық көздері үшін) және кескіндер үшін;

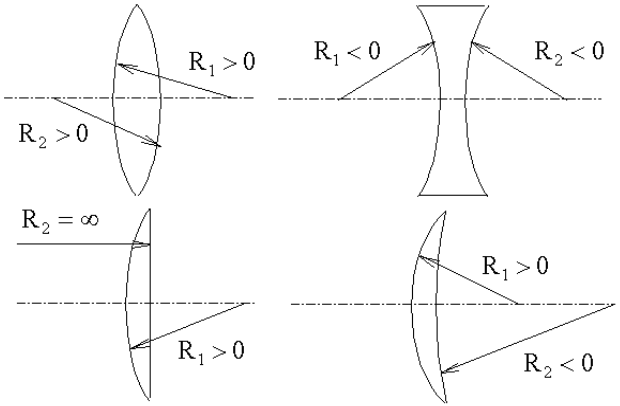
$a < 0$ және $b < 0$ – жорамал жарық көздері мен кескіндер үшін.

Нәрсенің линзаға қатысты орналасу орнына байланысты кескіннің сызықтық өлшемдері өзгереді.

Линзаның *сызықтық ұлғаюы* Γ деп кескін h' мен нәрсенің *h* сызықтық өлшемдерінің қатынасын айтады. h' шамасына кескін тура немесе төңкерілген болуына байланысты плюс немесе минус таңбасы қойылады. *h* шамасы барлық уақытта оң деп есептелінеді.

Сондықтан тура кескіндер үшін $\Gamma > 0$, ал төңкерілген кескіндер үшін $\Gamma < 0$. 1.14-суреттегі үшбұрыштардың ұқсастығынан жұқа линзаның сызықтық ұлғаюы үшін формуланы оңай алуға болады

$$\Gamma = \frac{h'}{h} = \frac{b}{a}. \qquad (1.3)$$



1.15-сурет. Линзаның қисықтық радиустары

Линзаның оптикалық күші D оның сфералық беттерінің қисықтық радиустарына R_1 және R_2 және линза жасауға қолданылған материалдың сыну көрсеткішіне n байланысты.

Дөңес беттің қисықтық радиусы оң деп, ал ойыс беттің қисықтық радиусы теріс деп есептелінеді (1.15-сурет).

Бұл формула оптикалық күші белгілі линзаларды дайындауда қолданылады.

Оптика курсында жұқа линза үшін келесі формула дәлелденеді

$$D = \frac{1}{f} = (n_{21} - 1)\left(\pm \frac{1}{R_1} \pm \frac{1}{R_2} \right), \qquad (1.4)$$

мұндағы n_{21} – линзаның салыстырмалы сыну көрсеткіші, ол мынаған тең

$$n_{21} = \frac{n_2}{n_1} = \frac{\upsilon_1}{\upsilon_2}, \quad n_1 = \frac{c}{\upsilon_1}, \quad n_2 = \frac{c}{\upsilon_2}, \qquad (1.5)$$

мұндағы n_2, n_1 – линза және ортаның абсолют сыну көрсеткіштері, υ_1, υ_2 – жарықтың линзадағы және ортадағы жылдамдықтары, c– вакуумдағы жарық жылдамдығы.

1.6. Бірнеше линзалардың комбинациясы (центрленген жүйе)

Линзаларды бір-бірімен қосып күрделі оптикалық жүйелерді тұрғызуға болады. Екі линзадан тұратын жүйенің оптикалық күші әрбір линзаның оптикалық күштерінің қарапайым қосындысы түрінде табылуы мүмкін (егер екі линзада жұқа және олар бір-біріне бір осьтің бойында жабыса орналасқан деп есептеген жағдайда)

$$D = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} = D_1 + D_2. \qquad (1.6)$$

Егер линзалар бір-бірінен қандай да бір қашықтықта орналасса және олардың осьтері сәйкес келетін болса (осындай қасиетке ие, саны бірнеше линзалардан тұратын жүйе

центрленген жүйе деп аталады), онда олардың жалпы оптикалық күшін келесі формуламен табуға болады

$$D = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} - \frac{l}{f_1 f_2}\ , \qquad (1.7)$$

мұндағы l – линзалардың бас жазықтықтарының арасындағы қашықтық.

Екі линзадан тұратын жүйенің жалпы сызықтық ұлғаюы Γ екі линзаның сызықтық ұлғаюларының көбейтіндісіне тең

$$\Gamma = \Gamma_1 \cdot \Gamma_2. \qquad (1.8)$$

1.7. Қарапайым линзаның кемшіліктері

Заманауи оптикалық аспаптарда кескіннің сапасына жоғары талап қойылады. Қарапайым линза беретін кескін, бірқатар кемшіліктерге байланысты осы талаптарға сай келмейді.

Қарапайым линзалардың көмегімен алынған кескіндер әртүрлі кемшіліктерге ие. Оптикалық жүйелердің кемшіліктері *аберрация* деп аталады, олар келесі түрлерге бөлінеді.

- Геометриялық аберрациялар:
- Сфералық аберрация; Кома;
- Астигматизм; Дисторсия;
- Кескін өрісінің қисықтығы; Хроматтық аберрация;
- Дифракциялық аберрация (бұл аберрация оптикалық жүйенің басқа элементтері арқылы пайда болады, линзаның өзіне ешқандайда қатынасы жоқ).

Олардың арасындағы ең бастылары – *сфералық және хроматтық аберрация.*

Сфералық аберрация – жалпақ параллель сәулелер шоғын қолданғанда линзада бір фокустың орнына бірнеше фокустың пайда болуы. Өйткені жұқа линза формуласы тек параксиаль сәулелер, яғни линза бетіне өте аз бұрышпен түсетін сәулелер үшін ғана орынды.

Ал линзаға түсетін жарық шоғы жұқа емес жалпақ болғанда, бас оптикалық осьтен қашық параксиаль емес сәулелер, оны фокустан тыс жерде қияды. Сфералық аберрацияны жою үшін арнайы линзалар, диафрагма және линзалар жүйесі қолданылады.

Хроматтық аберрация – линзалар жарық сәулелерін фокусқа жинағанда түске боялған дақтардың пайда болуы. Жарық толқындарының сынуы олардың ұзындықтарына тәуелді болғандықтан аталған кемшілік байқалады, яғни линзаның фокус аралығы толқын ұзындығы әртүрлі жарық үшін әрқалай болады.

Хроматтытық аберрацияны арнайы линзалар жүйелерінің көмегімен түзетеді.

Астигматизм – линзаның ұзын және көлденең өлшемдеріне, яғни линзаның қисықтығына тәуелді болатын ақау. Егер дөңгелек линзалар қолдансақ, онда астигматизм жойылады.

Дисторсия – кескіннің қисаюы, бұл қисаю көру аймағы шегінде линзаның көлденең ұлғаюының бірдей болмауынан туады. Осы жағдайда нәрсе мен оның кескінінің геометриялық ұқсастығы бұзылады.

1.8. Линзалардың қолданылуы

Линзалар көптеген оптикалық жүйелердің әмбебап оптикалық элементі болып саналады.

Линзаларды *бинокль, телескоп, оптикалық көздеу құралдары, микроскоптар, фотоаппарат, видеокамераларда* қолданылада. Жалғыз жинағыш линзаларды үлкейткіш шыны ретінде қолданылады.

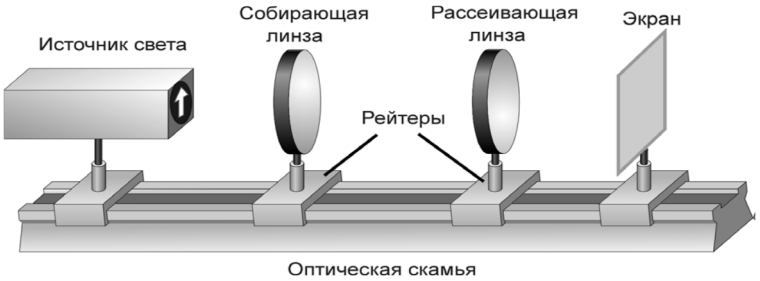
Линзалардың екінші басты қолданылатын жері – офтальмология.

Ол – медицина саласының бірі, оның басты рөлі көз ауруларын емдеу. Линзаларды көздің көру жұмысын, мысалға алыстан көрмеу немесе жақыннан көрмеуді емдеу үшін қолданады.

Радиоастрономия мен радарларда көп жағдайларда диэлектрлік линзаларды қолданады, линзалар радиотолқын ағынын антеннаға жинайды.

Плутоний ядролық бомбасының құрылуында линзалық жүйелер қолданылды, линзалық жүйенің мақсаты сфералық шашырап жатқан толқынды реттеу болды.

2. Тәжірибелік бөлім



1.16-сурет. Жинағыш және шашыратқыш линзалардың фокус қашықтығын анықтауға арналған тәжірибелік қондырғы

2.1. Тәжірибені жүргізу тәртібі және өлшеулер нәтижелерді өңдеу

1-тапсырма. ***a және b шамалары бойынша жинағыш линзаның бас фокус қашықтығын анықтау***

1) Аспаптарды оптикалық тұғырға орналастырыңыз, экранды жарықтаушыдан үлкен қашықтыққа қойыңыз (1.16- сурет).

2) Жарық көзі мен экранның арасына жинағыш линзаны орналастырыңыз. Линзаны жылжыта отырып, нәрсенің экрандағы нақты айқын кескінін алыңыз да, сызғышты пайдаланып *a және b* шамаларын анықтаңыз (1.14-сурет).

3) Экран мен линзаның орындарын өзгерте отырып, өлшеуді 3 рет қайталаңыз. Өлшеудің бір бөлігін ұлғайтылған, ал екінші бөлігін кішірейтілген кескінде орындағанымыз дұрыс.

4) Әрбір жеке өлшеулер үшін

$$f = \frac{ab}{a+b} \qquad (1.9)$$

формуласы бойынша линзаның фокус қашықтығын есептеңіз. Нәтижелерді 1.1- кестеге түсіріңіз.

1.1-кесте

а және b шамалары бойынша жинағыш линзаның бас фокус қашықтығын анықтау

a, м	**b, м**	**f_i, м**	**Δf_i, м**	Δf **,м**	$\varepsilon = \frac{\Delta f}{\langle f \rangle} \cdot 100\%$	$f = \langle f \rangle \pm \Delta f$ **,м**
Орташа мәні						

5) Тікелей өлшеулер үшін қателіктерді есептеу әдісі бойынша өлшеулер нәтижелеріне математикалық өңдеулер жүргізіңіз.

2-тапсырма. ***Жинағыш линзаның бас фокус қашықтығын нәрсенің биіктігі h, кескіннің биіктігі h′ және кескіннен линзаға дейінгі b қашықтықтар бойынша анықтау***

1) Аспаптардың орналасуын бірінші жаттығудағыдай етіп қалдырыңыз.

2) Экранда *AB* нәрсенің үлкейтілген кескінін *A′B′* алыңыз.

3) Нәрсенің *AB =h,* кескіннің *A′B′=h′* биіктіктерін және кескіннен линзаға дейінгі *b* (1.12-сурет)қашықтықты өлшеңіз.

Экран мен нәрсенің орындарын өзгерте отырып, өлшеуді 3 рет қайталаңыз. Нәтижелерді 1.2-кестеге түсіріңіз.

4) (1.3) және (1.10) формулаларының көмегімен фокус қашықтығы үшін мынадай формула аламыз:

$$\mathrm{f} = \mathrm{b}\frac{\mathrm{h}}{\mathrm{h}' + \mathrm{h}}. \qquad (1.10)$$

Әрбір жеке өлшеулер үшін (1.10) формуланы пайдаланып, *f*-ті есептеңіз.

5) Тікелей өлшеулер үшін қателіктерді есептеу әдісі бойынша өлшеулер нәтижелеріне математикалық өңдеулер жүргізіңіз.

1.2-кесте

Жинағыш линзаның бас фокус қашықтығын *h, h′ және b* шамалары бойынша анықтау

b,м	h,м	h',м	f_i,м	Δf_i,м	Δf,м	$\varepsilon = \frac{\Delta f}{\langle f \rangle} \cdot 100\%$	$f = \langle f \rangle \pm \Delta f$,м
Орташа мәні							

3-тапсырма. ***Фокус қашықтығын Бессель әдісімен анықтау***

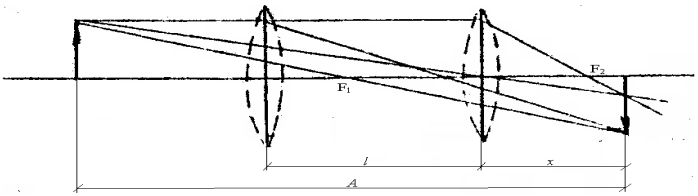
Нәрседен кескінге дейінгі қашықтықты *A* арқылы белгілейік. Егер осы қашықтық *4f*-тен (линзаның фокустық қашықтығынан төрт есе) артық болса , онда экранда нәрсенің анық кескіні алынатын (бір жағдайда кішірейтілген, екінші жағдайда үлкейтілген) линзаның екі орналасу жағдайы табылады (1.17-сурет).

Осы кезде линзаның екі орналасу жағдайы да нәрсе мен кескіннің арасындағы қашықтық ортасына қатысты симметриялы болатынын байқау қиын емес. Шынында да, (1.9) теңдеуінен линзаның бірінші орналасу жағдайы үшін мынаны жазуға болады

$$f = \frac{(A - \ell - x)(x + \ell)}{A}. \qquad (1.11)$$

Ал линзаның екінші орналасу жағдайы үшін

$$f = \frac{(A - x)x}{A}. \qquad (1.12)$$



1.17-сурет. Бессель әдісінің сұлбасы

Осы теңдеулердің оң жақ бөліктерін теңестіріп, мынаны аламыз

$$x = \frac{A - \ell}{2a}. \qquad (1.13)$$

Фокус қашықтығы үшін өрнекті алу үшін линзаның орналасу жағдайының біреуін қарастырайық, мысалы, біріншісін. *x*-тің мәнін пайдалана отырып *a* және *в*-ны табамыз

$$a = A - \ell - x = \frac{A - \ell}{2}, \quad b = \ell + x = \frac{A + \ell}{2}.$$

Осы шамаларды (1.9) формулаға қоя отырып, келесі өрнекті аламыз

$$f = \frac{A^2 - \ell^2}{4A}. \qquad (1.14)$$

Бұл әдіс қалың, сондай-ақ жұқа линзалар үшін де жарамды болып табылады.

1) Экран мен нәрсенің орналасу орны өзгермеген жағдайда, линзалардың әртүрлі орналасу жағдайында экранда екі айқын кескінді алуға болатындай нәрсе және экранды $A > 4f$ қашықтыққа орналастырыңыз. Нәрсенің үлкейтілген кескінін беретін линзаның бірінші орнын белгілеп қойыңыз. Өлшеуді 3 рет қайталаңыз, нәтижелерді 1.3-кестеге түсіріңіз.

1.3-кесте

Бессель әдісімен фокус қашықтығын анықтау

Линзалардың орны		l_i **,м**	**A, м**	f_i**, м**	**Δfi,м**	Δf **,м**	$\varepsilon = \frac{\Delta f}{\langle f \rangle} \cdot 100\%$	$f = \langle f \rangle \pm \Delta f$**, м**
I	**II**							
Орташа мәні								

2) Линзаны жылжыта отырып, нәрсенің кішірейтілген айқын кескінін алыңыз, тағы да шкала бойынша линзаның орнын белгілеңіз. Өлшеуді 3 рет қайталаңыз, нәтижелерді 1.3-кестеге түсіріңіз.

3) Экран мен нәрсенің арасындағы A қашықтықты өлшеп, сондай-ақ линзаның екі орналасу жағдайының арасындағы орынауыстыруды l анықтап, линзаның фокус қашықтығын (1.14) формула бойынша есептеңіз.

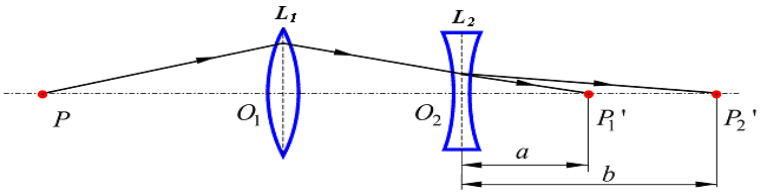
Нәтижелерді 1.3-кестеге түсіріңіз.

4) Тікелей өлшеулер үшін қателіктерді есептеу әдістемесі бойынша тәжірибелер нәтижелерінің математикалық өңдеуін жүргізіңіз.

4-тапсырма. ***Шашыратқыш линзаның фокус қашықтығын жинағыш линзаның көмегімен анықтау***

Бір ғана шашыратқыш линзаның көмегімен, барлық уақытта жинақсыз сәулелер шоғын беретін нақты жарық көзінің нақты кескінін алу мүмкін емес.

Нақты кескін алу үшін, шашыратқыш линзаға жинақсыз сәулелер шоғын түсіру керек, ол дегеніміз жалған жарық көзін жасағанмен эквивалентті (1.18-сурет). Осы мақсатқа жету үшін жинағыш линза қолданылады.



1.18- сурет. Шашыратқыш линзаның фокус қашықтығын жинағыш линзаның көмегімен анықтау

Бір ғана жинағыш линзаның L_1 көмегімен экрандағы айқын кескінді алыңыз және экранның орнын P_1' нүктесін белгілеңіз. Нүкте шашыратқыш линза үшін жалған жарық көзі болып табылады.

Сәулелер жолына шашыратқыш линзаны L_2 орналастырыңыз және экранды жылжыта отырып, айқын кескін алыңыз (1.18 суреттегі P_2' нүктесі).

Шкала бойынша $a=OP_1'$ және $b=OP_2'$ қашықтықтарын анықтаңыз.

Осы жағдайда f және b теріс таңбаға ие болатынын есепке ала отырып, келесі өрнекті аламыз

$$\frac{1}{a}-\frac{1}{b}=-\frac{1}{f}, \qquad \text{осыдан} \qquad f=\frac{ab}{a-b}. \qquad (1.15)$$

1) Сұлбаны жинағыш линза үшін жасалған бірінші тәжірибедегідей етіп жинаңыз.

2) P_1' нүктесін – нәрсенің айқын кескіні алынатын кездегі экранның орнын белгілеңіз (1.18-сурет).

3) Жинағыш линзамен O және P_1' нүктесінің арасына шашыратқыш линзаны L_2 орналастырыңыз. Экранды және шашыратқыш линзаны жылжыта отырып, P_1' нүктесінің орнына P_2' нүктесінде байқалатын нәрсенің айқын кескінін алыңыз.

L_2 линза үшін P_1' нүктесіндегі кескін P нәрседен L_1 линза беретін нәрсе болып табылады. Линзалар жүйесіндегі сәулелер жолының қайтымдылығын ескере отырып, жарықтың осы сәулелерін P_2' нүктесіндегі нәрседен таралады деп қарастыруға болады.

Сол кезде P_1' нүктесінде, P_2' нүктесінде орналасқан нәрсенің жалған кескіні алынады, олай болса, $a=OP_1'$ және $b=OP_2'$. Осы қашықтықтарды кемінде үш рет табыңыз. Барлық табылған мәндерді 1.4-кестеге түсіріңіз.

4) Әрбір жеке өлшеулер үшін (1.15) формула бойынша f-ті есептеңіз.

5) Тікелей өлшеулер үшін қателіктерді есептеу әдістемесі бойынша тәжірибелер нәтижелерінің математикалық өңдеуін жүргізіңіз.

1.4-кесте

Шашыратқыш линзаның бас фокус қашықтығын a және b шамалары арқылы анықтау

a, м	b, м	f_i, м	Δf_i, м	Δf, м	$\varepsilon=\frac{\Delta f}{fcp}\cdot 100\%$	$f=fcp\pm\Delta f$, м
Орташа мәні						

Бақылау сұрақтары

1. Жұқа линзалар. Жинағыш және шашыратқыш линзалар.
2. Линзаның оптикалық осі. Линзаның оптикалық центрі. Линза фокусы. Тоғыстық жазықтық.
3. Жинағыш линзада кескін тұрғызу.
4. Шашыратқыш линзада кескін тұрғызу.
5. Линза формуласы. Линзаның ұлғаюы. Линзаның оптикалық күші.
6. Линзаның фокус қашықтығын анықтау әдістері.

№ 2 ЗЕРТХАНАЛЫҚ ЖҰМЫС ЖАРЫҚ КӨЗІНІҢ СӘУЛЕЛІК СИПАТТАМАЛАРЫН ЗЕРТТЕУ

Жұмыстың мақсаты: Жарық көзінің сипаттамаларын анықтау және жарықталыну заңын тәжірибемен тексеру.

1. Теориялық кіріспе

Оптикалық аумаққа жататын электромагниттік толқындарының тасымалдайтын энергиясын өлшеумен және оның адам көзіне тигізетін әсерін зерттеумен айналысатын оптика бөлімі *фотометрия* деп аталады.

Фотометриялық шамалар оптикалық сәуле энергиясын сипаттайды.

Бұл шамаларды жалпы энергетикалық шамалар және фотометриялық немесе жарықтық шамалар деп бөлуге болады:

– энергетикалық шамалар кез келген электромагниттік сәулеленуді, оның бақылаушы көзіне әсерін қарастырмай-ақ сипаттайды;

– жарықтық шамалар жарық әсерін сипаттайды және оның көзге (көздің орташа жарық сезгіштігіне қарай) немесе басқа бақылаушы көздеріне (фотоэлементтер, термоэлементтер) тигізетін әсері бойынша бағаланады.

Энергетикалық және фотометриялық шамалар өзара байланыста.

Электромагниттік толқындардың энергетикалық жағын сипаттайтын шамалар энергияны, энергия ағынын және т.б. өлшеу үшін қолданылатын жалпы энергетикалық бірліктермен өлшенеді. Жарықтың қолданылу салаларында сәуле интенсивтігінің объективтік энергетикалық сипаттамасы ғана емес, бақылаушы көзіне оның әсер ету өлшемі де маңызды.

Сондықтан, объективті энергетикалық сипаттамалар бойынша бағаланатын *энергетикалық* және көзге әсер етуі бойынша бағаланатын *фотометриялық* бірліктер енгізіледі.

1.1. Энергетикалық фотометрлік шамалар

1. **Сәулелену *энергиясы*** – W (Дж).

2. Фотометрияның негізгі энергетикалық түсінігі ***сәулелік ағын*** $d\Phi_э$ болып табылады, ол бірлік уақыт ішінде берілген ауданнан өтетін энергия мөлшері бойынша бағаланады, яғни энергетикалық қуат

$$d\Phi_э = \frac{dW}{dt} \text{ (Вт)}. \qquad (2.1)$$

Бұл қуат барлық мүмкін толқын ұзындықтар бойынша үлестіріледі. Берілген сәулелік ағын $d\Phi_э$ тұратын үзіліссіз спектрді, λ толқын ұзындығына таяу, енділігі $d\lambda$ толқын ұзындықтары құрайтын тар (монохроматты) бөліктерге бөлуге болады. Осы жағдайда элементар сәулелік ағын былай өрнектеледі

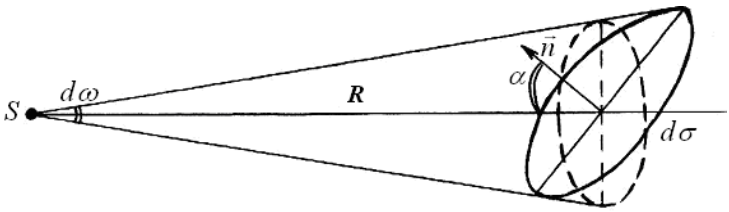
$$d\Phi_{э\lambda} = \Phi_{э\lambda} d\lambda , \qquad (2.2)$$

мұндағы $d\Phi_{э\lambda}$ – берілген λ толқын ұзындығына таяу толқын ұзындықтарының бірлік интервалына келетін сәулелік ағын, $\Phi_{э\lambda}$ – сәулелік ағынның толқын ұзындықтары бойынша үлестірілу функциясы деп аталады. Толық сәулелік ағынды (2.2) өрнекті 0 ден ∞ дейін барлық толқын ұзындықтары бойынша интегралдап табамыз

$$\Phi_э = \int_0^\infty \Phi_{э\lambda} d\lambda . \qquad (2.3)$$

3. Жарықты шығаратын нысандарды (жарық көздерін) нүктелік және нүктелік емес (ұзақ) деп екіге бөледі. Өлшемі бақылау нүктесіне дейінгі ара қашықтықпен салыстырғанда ескермеуге болатын жарық көзін *нүктелік жарық көзі* деп атайды.

Одан шыққан жарық ағыны біртекті ортада барлық бағыт бойынша бірдей таралады, яғни нүктелік жарық көзі тудыратын толқын сфералық болады. Егер жарық көзінің өлшемі бақылау нүктесіне дейінгі ара қашықтықтан көптеген есе аз болған жағдайда ғана (10 есе немесе одан да көп), оны нүктелік жарық көзі деп есептеуге болады.



2.1-сурет. Жарықтың нүктелік жарық көзінен денелік бұрыш аумағында таралуы

Нүктелік жарық көзін денелік бұрыш төбесінде орналастырайық (2.1-сурет). Біртекті ортада $d\omega$ кеңістік (денелік) бұрышын қамтитын жарық сәулелері, оның ішінде таралады, ал бұл бұрыш қамтымайтын сәулелер болса сәйкесінше одан тыс таралады (жарықтың түзусызық бойымен таралу заңы).

Денелік бұрыш сфера бетінде конус тәрізді кесілген $d\sigma$ бет ауданының оның радиусының квадратына R қатынасымен сипатталады

$$d\omega = d\sigma / R^2. \qquad (2.4)$$

Денелік бұрыштың өлшем бірлігі – стерадиан. 1 стерадиан сферадан ауданы сфераның радиусының квадратына тең бет қиятын, төбесі сфера центрінде жатқан денелік бұрышқа тең. Толық денелік бұрыш

$$\omega_0 = \frac{4\pi R^2}{R^2} = 4\pi .$$

Сәулелену күші немесе жарықтың энергетикалық күші $J_э$ деп берілген бағытта $d\omega$ денелік бұрыш ішімен тарайтын сәуле ағынының $d\Phi_э$ осы бұрыш шамасына қатынасын айтамыз

$$J_э = \frac{d\Phi_э}{d\omega} \left(\frac{Вт}{ср}\right). \qquad (2.5)$$

Бұл шама толықтай нүктелік жарық көзінің сәулеленуін сипаттайды.

Егер жарық көзі барлық бағыттар бойынша біркелкі жарық шығаратын болса, онда толық сәулелену ағыны $Ф_э = 4\pi J_Э$. Толық сәулелену ағыны берілген жарық көзін сипаттайды; бұл ағынды ешқандайда оптикалық жүйелер арқылы арттыруға болмайды, оны тек қана қайта үлестіруге болады.

Нүктелік емес сәуле көздерін сипаттау үшін тағы да екі энергетикалық шамалар енгізіледі: жарықтылық және жарқырау.

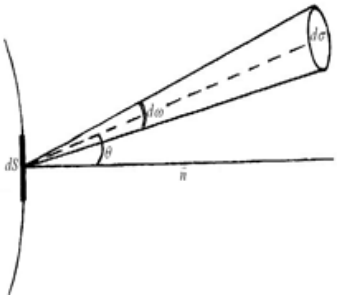
4. ***Энергетикалық жарқырау*** $R_э$ деп бет элементінен барлық бағыттар бойынша шығарылған сәуле ағынының осы элемент ауданына dS қатынасы айтылады

$$R_э = \frac{d\Phi_э}{dS} \left(\frac{Вт}{м^2}\right). \qquad (2.6)$$

5. ***Энергетикалық жарықтылық*** $B_э$ жарық көзінің көрінетін бірлік ауданы бетінен берілген бағытта θ бірлік денелік бұрыш ішінде таралған сәулелену ағынымен $d\Phi_э$ анықталады (2.3-сурет)

$$B_э = \frac{d\Phi_э}{dS \cdot \cos\theta \cdot d\omega} = \frac{J_э}{dS\cos\theta} \left(\frac{Вт}{м^2 ср}\right). \qquad (2.7)$$

Жарық көзінің барлық фотометриялық сипаттамаларының ішінен жарықтылық көздің сезгіштігімен тікелей байланысты, яғни жарық көзінің көздің тор қабығындағы кескінінің жарықталынуы бақылау бағытындағы сәулелену бетінің жарықтылығына пропорционал.



2.2-сурет. Жарықтылық түсінігін анықтау үшін

Егер адам жарық көзіне (шам, шырақ, Күн, жарықтандырылған нысан және басқалар) қарайтын болса, онда оның көру сезімі көздің тор қабығына түсетін энергия мөлшерінен тәуелді болады. Осы жағдайда 2.2-суреттегі dS алаң көздің көру өлшемімен анықталады.

Жарықтылығы барлық бағытта бірдей жарық көздерін ламберттік немесе косинустық деп атайды. Осы жағдайда $J_э = B_э dS \cdot \cos\theta$, яғни сәулелену күші берілген бағыт бойынша жарқырайтын бет элементінің көрінетін $dS \cdot \cos\theta$ ауданына пропорционал.

Ламберт заңына тек абсолют қара дене ғана бағынады.

6. Қандай да беттің ***энергетикалық жарықталынуы*** $E_э$ деп, беттің элементар бөлігіне келетін сәуле ағынының осы бөлік ауданына $d\sigma$ қатынасын айтады

$$E_э = \frac{d\Phi_э}{d\sigma}\left(\frac{Вт}{м^2}\right). \qquad (2.8)$$

Жарықталыну бірлік уақыт ішінде бірлік жарықталынатын бетке қандай энергия түсетіндігін көрсетеді. Егер жарық түсетін бет нүктелік жарық көзімен жарықталынса, онда беттің жарықталынуы жарық көзінен бетке дейінгі ара қашықтықтың квадратына кері пропорционал болады (2.2-сурет)

$$E_э = \frac{d\Phi_э}{d\sigma} = \frac{J_э d\omega}{d\sigma} = \frac{J_э d\sigma \cdot \cos\alpha}{R^2 d\sigma} = \frac{J_э \cdot \cos\alpha}{R^2}, \qquad (2.9)$$

мұндағы α – бағыты сәуле түсетін жаққа бағытталған, $d\sigma$ бетке тұрғызылған нормаль $\vec{n}$ арасындағы бұрыш (түсу бұрышы).

Сәуле ағынындағы энергия мөлшерін бағалау үшін, оны қандай-да бір қабылдаушымен тіркеуіміз керек.

Келтірілген сипаттамалардың барлығы энергияны объективті сезгіштігімен байланысты, мысалы термоэлементтің. Жарық көп жағдайларда фотоэлемент, фотопластинка және, әсіресе, адам көзі сияқты селективті аспаптармен сезіледі. Осындай аспаптар спектрдің әр бөлігі үшін әртүрлі сезгіштікке ие.

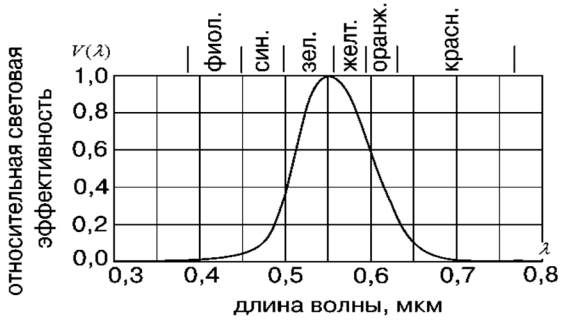
Сондықтан, жиіліктері әртүрлі жарық бірдей жарық ағыны жағдайында әртүрлі көру сезімін туғызатындығымен есепке алуымыз керек.

1.2. Көздің сәуле сезгіштігі

Толқын ұзындығы әртүрлі жарықтың энергия ағындары бірдей болғанымен, олар әртүрлі көру сезімін тудырады. Сондықтан толқын ұзындығына байланысты бірдей жарық ағынына әртүрлі қуат сәйкес келеді.

Адам көзінің сезгіштігі түсетін сәуленің толқын ұзындығына байланысты елеулі түрде өзгереді. Электромагниттік толқындардың бәрі бірдей көру сезімін оята бермейді, тек толқын ұзындықтары 380 нм-ден 780 нм-ге дейінгі түсті сәулелер ғана көру сезімін туғызады.

Көздің сезгіштігінің жарықтың толқын ұзындығына тәуелділігін көру функциясымен $V(\lambda)$ сипаттауға болады (2.3-сурет).



2.3-сурет. Көздің әртүрлі жарық түстерін көру сезгіштігі

Адам көзінің толқын ұзындықтары әртүрлі жарық сәулелерін сезгіштігін сипаттайтын шама ***көру функциясы деп аталады***. Бұл функцияның сан мәні түсі түрліше сәулелер үшін әртүрлі болады.

Көру функциясының максимум мәні λ = 555 нм (жасыл сәуле) толқын ұзындығына сәйкес келеді, яғни көздің максимум сезгіштігі осы толқын ұзындығына келеді. Басқа түсті сәулелерге

тән көріну функциясының мәндері бірден кем болады, ал көрінетін жарықтан тыс жатқан сәулелерге тән мәні нөлге тең болады.

Толқын ұзындығы λ =760 нм үшін $V(\lambda)$=0,00006, яғни жасыл сәуле сияқты жарықтылық тудыру үшін сәуле қуатын шамамен 20000 есе өсіру керек болады.

Толқын ұзындықтары 0,38 мкм-ден кіші ультракүлгін және 0,78 мкм-ден үлкен инфрақызыл сәулелер, интенсивтігі қандай болғанынан тәуелсіз көру сезімін туғызбайды.

1.3. Фотометриялық шамалар

1. Сәулелік энергия ағынының көзге әсер етіп, көру сезімін туғызатын бөлігі ***жарық ағыны*** Ф деп аталады. Жарық ағынының өлшем бірлігі – люмен (лм)

$$d\Phi = V(\lambda)\,\Phi_{э\lambda}d\lambda = V(\lambda)\,d\Phi_э\,. \qquad (2.10)$$

Толық жарық ағыны мынаған тең

$$\Phi = \int_0^\infty V(\lambda)\,\Phi_{э\lambda}d\lambda = \int_0^\infty V(\lambda)\,d\Phi_э\,. \qquad (2.11)$$

λ = 555нм (көздің максимум сезгіштігі) толқын ұзындығы жағдайында шамасы 1 лм жарық ағынына сәйкес келетін қуат ~0,00160Вт болады, яғни

1. лм(λ = 555нм) = 0,0016Вт, немесе 1 Вт = 650лм.

2. Жарық күші – белгілі бір бағытта көрінетін сәуле көзінің жарқырауын сипаттайтын жарық шамаларының бірі. Ол – жарық көзінен элементар денелік бұрыштың ішімен тарайтын жарық ағынының сол денелік бұрышқа қатынасына тең

$$J = \frac{d\Phi}{d\omega}\,. \qquad (2.12)$$

Жарық күшінің бірлігі – ***кандела*** (кд).

Жарық күшінің өлшемі – «кандела» (кд) халықаралық СИ жүйесіндегі өлшем бірлігі болып табылады. Кандела – $540\cdot10^{12}$Гц жиілікте жарық көзі шығарған монохроматты жарық сәулеленуінің берілген бағытындағы жарық күші.

Бұл бағыттағы жарықтың энергиялық жарық күші 1/683 Вт/ср бөлігін құрайды.

Жалпы жағдайда жарық күші бағыттан тәуелді болады. Егер жарық күші бағыттан тәуелді болмаса, онда жарық көзі изотропты деп аталады.

Изотропты жарық көзі үшін, яғни жарық ағыны барлық жаққа бірқалыпты таралатын болса

$$J = \frac{\Phi}{4\pi}, \qquad (2.13)$$

мұндағы Ф – жарық көзінен шығатын толық жарық ағыны.

3. Белгілі өлшемдері бар жарық көздерінің жарық шығаруын сипаттайтын маңызды шамаларға ***жарықтылық*** және ***жарқырау*** жатады.

Жарықтылық шамасы жарық көзі бетінің бірлігінен нормаль бағыты бойынша шығатын жарық күшіне тең

$$B = \frac{dJ}{dS}.$$

Егер бақылау нормаль бағыты бойынша емес, оған қандай-да бір θ бұрышпен жүргізілсе, онда жарқырауық беттің сәулеге перпендикуляр жазықтыққа түсірілген проекциясы мынаған тең болады (2.3-сурет)

$$B = \frac{d\Phi}{dS \cdot \cos\theta \cdot d\omega} = \frac{J}{dS\cos\theta}\left(\frac{\text{кд}}{\text{м}^2} = \text{нт}\right). \qquad (2.14)$$

Халықаралық СИ жүйесіндегі жарықтылықтың өлшем бірлігі нит (нт) – жарқырауық беттің әрбір квадрат метрі берілген бағытта бір канделаға тең жарық күшіне ие болатын жарық көзінің жарықтылығы.

4. Жарық көзі бетінің әрбір аудан бірлігінен шығатын толық жарық ағынын жарық көзінің ***жарқырауы*** R деп атайды

$$R = \frac{d\Phi_{\text{исп}}}{dS} \quad \left(\frac{\text{лм}}{\text{м}^2}\right). \qquad (2.15)$$

Жарқыраудың өлшем бірлігі ретінде әрбір квадрат метрі бір люменге тең (лм/м^2) жарық ағынын беретін жарық көзінің жарқырауы қабылданады.

Ламберттік жарық көздері үшін жарқырау мен жарықтылық арасында келесі қатынас орындалады

$$R = \pi B . \qquad (2.16)$$

5. Жарық ағыны қандай да бір бетке түскен кезде оның *жарықталуын* туғызады. Жарықталыну жарық түскен беттің аудан бірлігіне келетін жарық ағынына тең

$$E = \frac{d\Phi_{пад}}{d\sigma} \quad (\frac{лм}{м^2} = лк). \qquad (2.17)$$

Жарықталыну люкспен (лк) өлшенеді.

6. Меншікті қуат γ, яғни жарық күшінің бірлігіне келетін электр шамның қуаты

$$\gamma = \frac{P}{J} , \qquad (2.18)$$

мұндағы P электр шамының тұтынатын қуаты.

Электр тогының қуаты ток күші I мен кернеудің U көбейтіндісіне тең екендігін ескерсек, онда келесі өрнек алынады

$$\gamma = \frac{IU}{J} \left[\frac{Вт}{кд}\right] . \qquad (2.19)$$

1.4. Жарықталу заңдары

***Жарықталудың бірінші заңы**:* нүктелік жарық көзі тудырған беттің жарықталуы жарық көзінің жарық күшіне тура пропорционал және жарық көзі мен жарықталынатын беттің ара қашықтығының квадратына кері пропорционал

$$E_0 = \frac{J}{R^2}. \qquad (2.20)$$

***Жарықталудың екінші заңы**:* беттің жарықталуы сәулелердің түсу бұрышының косинусына тура пропорционал

$$E = E_0 \cos\alpha. \qquad (2.21)$$

***Жарықталудың біріккен заңы**:* нүктелік жарық көзінің қандай да бір бетке тудырған жарықталуы жарық көзінің жарық күшіне және сәулелердің түсу бұрышының косинусына тура пропорционал және жарық көзі мен жарықталынатын беттің ара қашықтығының квадратына кері пропорционал

$$E = \frac{J}{R^2}\cos\alpha. \qquad (2.22)$$

(2.22) формуласы бойынша жарық күші белгілі J, жарық көзінен R қашықтықта орналасқан беттің жарықталуы есептелінеді, мұндағы α – бетке тұрғызылған нормаль мен сәуле арасындағы бұрыш.

(2.20) формуланы басқаша түрде жазуға болады

$$J_\varphi = J_0 \cos\varphi, \qquad (2.23)$$

мұндағы J_φ – φ бағытындағы жарық күші, J_0 – нормаль бағыттағы жарық күші, φ – жарықталынатын бетке тұрғызылған нормаль мен жарық шоғы бағытының арасындағы бұрыш. (2.22) формула нүктелік жарық көзінен жарықталу заңын, ал (2.23) формула Ламберт заңын береді.

1-кестеде жарық көздерінің энергетикалық және жарықтық сипаттамалары, сондай-ақ СИ жүйесіндегі олардың өлшем бірліктері берілген. Мұндағы dS – жарық көздерінің ауданы, ал dσ – жарықталынатын беттердің ауданы.

1-кесте

Жарық көздерінің энергетикалық және жарықтық сипаттамалары

Энергетикалық шамалар			***Жарықтық шамалар***		
Аталуы	**Формулалар**	**Өлшем бірлік тері**	**Аталуы**	**Формулалар**	**Өлшем бірліктері**
Сәулелену ағыны	$d\Phi_э = \frac{dW}{dt}$	*Вт* *Ватт*	*Жарық ағыны*	$\Phi = \int_0^\infty V(\lambda) d\Phi_э$	*Лм=кд·ср* *люмен*
Жарықтың энергетикалық күші	$J_э = \frac{d\Phi_э}{d\omega}$	$\frac{Вт}{ср}$	*Жарық күші*	$J = \frac{d\Phi}{d\omega}$	*кандела*
Энергетикалы қжарқырау	$R_э = \frac{d\Phi_э}{dS}$	$\frac{Вт}{м^2}$	*Жарқы рау*	$R = \frac{d\Phi_{исп}}{dS}$	$\frac{лм}{м^2}$
Энергетикалы қжарықтылық	$B_э = \frac{J_э}{dS\cos\theta}$	$\frac{Вт}{м^2 ср}$	*Жарық тылық*	$B = \frac{J}{dS\cos\theta}$	*нт=кд/м²* *нит*
Энергетикалы қ жарықталу	$E_э = \frac{d\Phi_э}{d\sigma}$	$\frac{Вт}{м^2}$	*Жарық талу*	$E = \frac{d\Phi_{пад}}{d\sigma}$	$\frac{лм}{м^2} = лк$

Тәжірибе қондырғысы

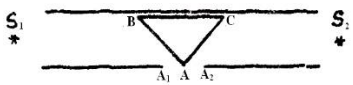
Көзкөрім фотометриялық өлшеулер екі жарық өрістерінің жарықталуларын салыстыруға алып келеді: бұл жарықталуларды екі жарық көздері тудырады, олардың біреуі эталонды жарық көзі болып табылады.

Адам көзі көру сезімі негізінде бір жарық ағынының екіншісінен қанша есе үлкен екендігін орната алмайды, бірақ та екі көрші өрістердің жарықталуларының теңдігін жоғары дәлдікпен анықтай алады, егер де олар спектралды құрамы бірдей жарықпен жарықталынған болса.

Осындай әртүрлі жарық көздерімен жарықталынған, бір-біріне жақын орналасқан өрістерді тудыруға мүмкіндік беретін аспаптар фотометрлер деп аталады. Жарықталулардың теңдігіне жету үшін, күштірек жарық көздері тудыратын жарықталуды әлсірететін әртүрлі әдістер қолданылады.

Ең қарапайым әдіс жарық көзінен фотометрге дейінгі арақашықтықты өзгерту болып табылады.

Барлық фотометрлерде бір бөлігі тек бір ғана жарық көзімен жарықталынған, ал екінші бөлігі – басқа жарық көзімен жарықталынған қандай да бір өріс қарастырылады. Бірақ та екі бөлігі де жарық көздерімен бірдей бұрышпен жарықталуын қадағалап отыру қажет; бақылаушы көзі де екі өрісті бірдей бұрыштармен қарау керек.



2.4-сурет. Фотометр сұлбасы



2.5-сурет. Тәжірибе сұлбасы

2.4-суретте қарапайым горизонталь фотометр сұлбасы келтірілген.

Қараландырылған түтікше ішіне S_1 және S_2 жарық көздерімен жарықталынатын ABC ақ призмасы орналастырылған.

Жарық көздерінен призмаға дейінгі r_1 және r_2 қашықтықтарды (2.5-сурет) өзгерте отырып, AB және AC қырларының жарықталуын теңестіруге болады.

Фотометрді оптикалық тұғыр бойымен жылжыта отырып, оның экранының A_1A (немесе AB қырының жарықталуы) және A_2A (немесе AC қырының жарықталуы) жарты бөліктерінің жарықталу шамасын теңестіруге болады.

AB және AC қырларының жарықталулары (2.22) формулаға сәйкес келесі қатынастармен анықталады

$$E_{AB} = \frac{J_{ЭТ}}{r_1^2}\cos\alpha_1, \quad E_{AC} = \frac{J}{r_2^2}\cos\alpha_2,$$

мұндағы $\alpha_1 = \alpha_2$, қондырғының симметриялығына байланысты, $J_{ЭТ}$ – эталонды жарық көзінің жарық күші.

Осы өрнектерді теңестіре отырып, мынаны аламыз

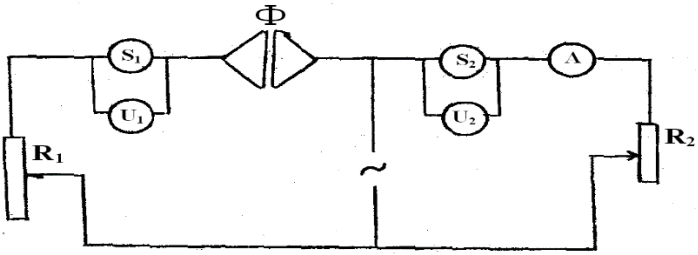
$$\frac{J_{ЭТ}}{r_1^2} = \frac{J}{r_2^2},$$

осыдан

$$J = \frac{r_2^2}{r_1^2} \cdot J_{ЭТ} . \qquad (2.24)$$

2. Тәжірибе бөлімі

Жұмыс жалпы түрі 2.6-суретте көрсетілген қондырғыда орындалады.



2.6-сурет. Тәжірибе бөлімі

Мұндағы S_1 – эталондық шам, оған R_1 реостат арқылы 200В кернеу беріледі, оны U_1 вольтметр көмегімен анықтаймыз. Осы кернеу шамасы жұмысты орындау барысында өзгертілмейді. S_2 – зерттелетін шам, оған түсірілетін кернеу U_2 вольтметрдің көрсетуімен R_2 реостат көмегімен өзгертіліп отырады. Ф – оптикалық тұғыр бойымен жылжытылатын көзкөрім фотометр.

2.1. Тәжірибені орындау реті және өлшеулер нәтижелерін өңдеу

1. S_1 шамын қосыңыз және реостат тиегін жылжыта отырып 200 В кернеуді орнатыңыз.

2. S_2 шамын қосыңыз және R_2 тиегін жылжыта отырып зерттелетін шамда U_2 = 200В кернеу орнатыңыз.

3. Фотометрді жылжыта отырып, екі шамның оған түсетін жарықталуларын теңестіріңіз.

4. Эталонды шамнан фотометрге дейінгі r_1 және фотометрден зерттеліп отырған шамға дейінгі r_2 қашықтықты өлшеңіз.

5. Әр жолы S_2 шамға берілетін U_2 кернеуді 10В-қа азайта отырып, тағы да фотометр беттері жарықталуларының бірдей болатын орнын табыңыз да r_1 және r_2 қашықтықтарды өлшеңіз.

6. Өлшеулерді 7–8 рет жүргізіңіз және өлшеу нәтижелерін 2.2-кестеге енгізіңіз.

2.2-кесте

Шамның жарық сипаттамаларын анықтау

U_2,(В)	I_2 (А)	W_2 ,(Вт)	r_1 , (см)	r_2 ,(см)	J,(кд)	γ (Вт/кд)
200						
190						
180						
170						
160						
150						
140						
130						

Эталонды шамның жарық күші $I_1 = 30$ ***кд.***

7. (2.24) формуласы бойынша жарық күшін және (2.19) формуласы бойынша зерттелетін шамның меншікті қуатын γ анықтаңыз. J және γ мәндерін 2.2-кестеге жазыңыз.

8. Зерттеліп отырған шамның жарық күшінің J , S_2 шамының меншікті қуатына тәуелділігінің графигін салыңыз.

Бақылау сұрақтары

1.Энергетикалық және фотометриялық шамалар және олардың өлшем бірліктері.

2. Жарықталу заңы.

3. Фотометрдің құрылысы және жұмыс істеу принципі.

№ 3 (3, а, 3, б) ЗЕРТХАНАЛЫҚ ЖҰМЫС ЖАРЫҚТЫҢ ИНТЕРФЕРЕНЦИЯСЫН ЗЕРТТЕУ

№ 3, а НЬЮТОН САҚИНАСЫ КӨМЕГІМЕН ЛИНЗАНЫҢ ҚИСЫҚТЫҚ РАДИУСЫ МЕН ЖАРЫҚ ТОЛҚЫНЫҢ ҰЗЫНДЫҒЫН АНЫҚТАУ

№ 3, б ШЫНЫ ПЛАСТИНКАДАН ШАҒЫЛҒАН ЛАЗЕРЛІК СӘУЛЕЛЕНУДІҢ ИНТЕРФЕРЕНЦИЯСЫН ЗЕРТТЕУ

Жұмыс мақсаты: Жарық интеференциясы теориясымен танысу.

Жарық интерференциясын бақылаудың тәжірибелік әдісін оқу:

1) Ньютон сақинасы көмегімен линзаның қисықтық радиусы мен сәуле толқының ұзындығын анықтау;

2) лазерлік шағылыс толқындарының ұзындықтарын және шыны пластинканың сыну көрсеткішін анықтау.

1. Теориялық кіріспе

Интерференция құбылысы бір жиіліктегі когерентті немесе жарым-жартылай когерентті толқындарды салу кезінде пайда болады және шоқсәулелердің қиылысу облысындағы сәуле энергиялары ағымын қайта бөлуінде қорытындыланады.

Интерференция әрекет ететін шоқтардың электр өрісінің векторлық қосылу нәтижесі болып табылады. Жол айырмасы (фаза айырмасы) өзгеруінің нәтижесінде олардың арасында кеңістіктің кейбір нүктесінде тербелістер күшейтіледі және басқа нүктесінде әлсірейді. Бұл алынған қарқындылықтың кеңістік таратылымын интерференциялық бейне деп атайды.

Ол қарқындылықтың кезектескен максимумдары мен минимумдарын көрсетеді. Сонымен бірге максималды қарқындылық әрбір толқын қарқындылығының қосындысы артады, ал минималды қарқындылық нөлге тең болуы мүмкін. Интерференциялық сызықтардың пайда болуы сәуленің толқындық қасиетке ие болатынын дәлелдейді.

Сәуле интерференциясының бірінші зерттеулерін И. Ньютон жүргізген болатын. Алайда Ньютон сәуле табиғаты жайлы корпускулярлы ойды құптады.

Ол бақыланатын құбылыстардың интерпретациясын күрделендірді. Алғаш сәуле интерференциясы толқындық ұсыныстар ретінде Т. Юнг пен 1802 жылы түсіндірілген болатын. Интерференциялық құбылыстар кең тәжірибелік қолданысқа ие.

Мысалы:

- спектроскопияда;
- метрологияда (кіші бұрыштар мен ауысымдарды өлшеу, ортаның сыну көрсеткіштерін өлшеу);
- оптикалық өнеркәсіпте (беттің сапасын зерттеу, оптикалық элементтерді жарқырату, интерференциялық сәулефильтрлері);
- ғылыми зерттеулерде (газодинамика, плазма физикасы, импульсті разрядтар) және т.б.

Интерференцияның физикалық принциптері голографияның негізінде жатыр – тіркеу әдісі мен толқындық фронттың кезектеліп қалпына келуінде, мұны 1948 жылы Д. Габор ұсынған.

Бұл жұмыста интерференцияның дифракциялық құбылысын (геометриялық оптикаға жақын) ескермегендегі элементар теориясы ұсынылған. Екі көзден таралған тек монохроматты толқындардың (абсолютті когерентті толқындар) идеалды жағдайы қарастырылады, уақыт және кеңістікті когеренттіліктің түсініктері енгізіледі, сәуле интерференциясын бақылаудың кейбір тәжірибелік әдістері ұсынылған.

1.1. Жарық толқындарының интерференциясы

Максвелл теориясына сәйкес, жарық толқынында электр және магниттік өрістер бар, олар кеңістікте толқын теңдеуіне сәйкес таралады. Олардың жиілігі көрінетін жарық үшін $\sim 5 \cdot 10^{14}$ Гц,онда электр және магнитті өрістердің лездік мәндерін тіркеу мүмкін емес.

Біз олардың қабылдағышпен өзара әрекетінің уақыт бойынша тек орташа алынған нәтижесін бақылай аламыз. 1890 жылы орындалған Винердің фотографиялық эмульсиялармен тәжірибелері жарық толқындарының әрекеті

магнитті өріспен емес, негізінен электр өрісімен байланысты екенін көрсетті.

Бұл флуоресцирлік, фотоэмиссиялық және өзге қабылдағыштарға да тән, бұл жарықтың электрондармен өзара әрекеттесуімен шартталған, электрондар тыныштық күйде немесе жарық жылдамдығынан әлдеқайда аз жылдамдықтармен қозғалады. Магниттік өрістің күштік әсері аз, сондықтан тек жарық толқынының электр өрісін ескеруге болады.

Жарық толқынының кез келген нүктесінде Пойнтинг векторы энергия ағымының шамасы мен бағытын ағынға қалыпты бірлік көлем арқылы уақыт бірлігімен анықтайды. Уақыт бойынша орташа, жарық тербелістерінің кезеңімен салыстырғанда үлкен бұл вектордың шамасын оптикада жарық қарқындылығы деп атайды. Жазық толқын үшін (жарықтың параллельді шоғына сәйкес келеді)

$$I(x, y, z, t) = \frac{1}{2}\upsilon\varepsilon\varepsilon_0\langle E^2(x, y, z, t)\rangle,$$

мұндағы υ – ортадағы жарық жылдамдығы; ε – ортаның салыстырмалы диэлектрлік өткізгіштігі; $\varepsilon_0 = 8{,}85\cdot10^{-12}$Ф/м – электр тұрақтысы; E – электр өрісінің кернеулілігі, бұл кезде $\frac{1}{2}\varepsilon\varepsilon_0 E^2$ – жарық толқынының электр өрісі энергиясының көлемдік тығыздығы. Бұл қатынас жуық ретінде және жалпы типтегі толқындар үшін дұрыс.

$\vec{E}_1$ және $\vec{E}_2$ кернеуліктеріндегі екі монохроматикалық жарық толқындарының бір-бірін алмастыра отырып, кеңістіктің белгілі бір нүктесінде бірдей бағыттағы тербелістер тудырады деп болжайық. Суперпозиция қағидасына сәйкес қорытындылаушы тербелістің кернеулілігі келесіге тең

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2,$$

осыдан

$$E^2 = (\vec{E}_1 + \vec{E}_2)^2 = E_1^2 + E_2^2 + 2\vec{E}_1\cdot\vec{E}_2, \qquad (3.1)$$

мұндағы $\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 = E_1 \cdot E_2 \cos\delta$ – $\vec{E}_1$ және $\vec{E}_2$ векторларының скалярлық туындысы, δ – олардың арасындағы бұрыш.

I қарқындылығында тербелістер энергиясының мәні бар және барлық тербелістер секілді $I \sim E^2$ болғандықтан, онда (3.1) шартын келесі түрде жазамыз

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cdot < \cos\delta > , \qquad (3.2)$$

$\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2$ қосылғышы интерференциялық мүше атауына ие және оның екі мәні болуы мүмкін: $< \vec{E}_1 \vec{E}_2 >= 0$ және $< \vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 >\neq 0$. Бұдан шығатыны: бақылау нүктесіндегі жиынтық қарқындылық (экранның жарықталғандығы) келесіге тең болуы мүмкін:

а) $I = I_1 + I_2$, *б*) $I \neq I_1 + I_2$.

Жарық толқындарының қарқындылықтары $I_1 = I_2$ тең болсын, онда *а*) жағдайы үшін $I = 2I_1 = 2I_2$ және экран бетінің жарықталғандығы көп жағдайда байқалатындай бірқалыпты болатынын аламыз. *б*) жағдайы үшін $< \cos\delta >= 1$ және $< \cos\delta >= -1$ болатын екі нұсқа мүмкін.

$< \cos\delta >= 1$ мәнінде жиынтық қарқындылық келесіге тең

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} = 4I_1 = 4I_2 = 2 \cdot 2I_1 , \qquad (3.3)$$

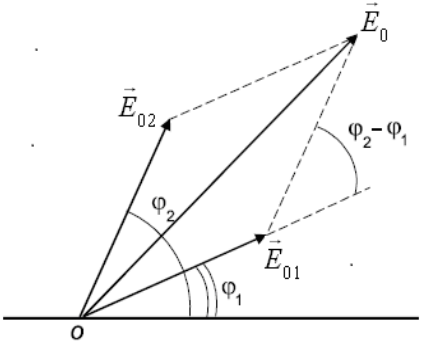
яғни берілген нүктеде бізде екі еселенген жиынтық қарқындылық бар – экранның бетінде жарықталғандықтың ең жоғарғы шегі байқалады.

$< \cos\delta >= -1$ мәнінде қосылатын толқындардың жиынтық қарқындылығы нөлге тең және экран бетінде жарықталғандықтың ең төменгі шегі байқалады

$$I = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 \cdot I_2} = 0 . \qquad (3.4)$$

Энергия сақталу заңының бұзушылықтары бұл жерде жоқ, себебі екі нұсқа бойынша жиынтық қарқындылықтың орташа мәні $2I_1$ тең.

Кеңістіктің берілген нүктесінде екі монохроматикалық толқындар $E_1 = E_{01}\cos(\omega t + \alpha_1)$, $E_2 = E_{02}\cos(\omega o + \alpha_2)$, бірдей ω жиіліктері, әртүрлі E_{01} және E_{02} амплитудалары, және α_1 мен α_2 бастапқы фазалары бар бір түзу бойымен жүретін тербелістер қалыптассын.



3.1-сурет. Гармониялық тербелістерді векторлық диаграмма көмегімен қосу

3.1-суретте $t = 0$ уақыт мерзімі үшін осы тербелістерді қосудың векторлық диаграммасы бейнеленген.

$\vec{E}_{01}$, $\vec{E}_{02}$ векторлары мен олардың векторлық сомасы $\vec{E}_0 = \vec{E}_{01} + \vec{E}_{02}$ О координата басының маңында айналады, ал олардың проекциясы бір түзу бойымен гармоникалық тербелістер жүргізеді.

t уақыт мерзімінде тербелістер фазалары $\varphi_1 = \omega t + \alpha_1$, $\varphi_2 = \omega t + \alpha_2$, ал фазалар айырмасы $\delta = \varphi_2 - \varphi_1 = \alpha_2 - \alpha_1$ тең. (3.1) қатынасын келесі түрде жазуға болады

$$< E_0^2 >=< E_{01}^2 > + \langle E_{02}^2 \rangle + 2 < E_{01} \cdot E_{02} \cdot \cos(\varphi_2 - \varphi_1) > ,$$

немесе τ орташалау уақытын ескере отырып

$$< E_0^2 >= \frac{1}{\tau}\int_0^{\tau} E_0^2 \, dt = E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01} \cdot E_{02} \cdot \frac{1}{\tau}\int_0^{\tau} \cos(\alpha_2 - \alpha_1)dt$$

және қарқындылық үшін $I = I_1 + I_2 + 2I_1 \cdot I_2 \cdot \frac{1}{\tau}\int_0^{\tau} \cos(\alpha_2 - \alpha_1) \cdot dt$

.

Егер τ орташалау уақытында φ_1 және φ_2 тербеліс фазалары көп уақыт өзгерсе, онда $\int_0^{\tau} \cos(\varphi_2 - \varphi_1)dt = \int_0^{\tau} \cos\delta \, dt$ нөлге айналады және жиынтық қарқындылық $I = I_1 + I_2$ тең.

Онда жарық интерференциясы әрекет етуінің қажетті шарты болып орташалау уақытындағы $(\varphi_2 - \varphi_1)$ фазалар айырмашылығының өзгермейтін мәнін сақтау табылады. Бұдан *когерентті тербелістер* ұғымы шығады, *бұл тербелістер үшін фазалардың айырмашылығы бақылау уақытында тұрақты болып қалады*

$$\delta = \varphi_2 - \varphi_1 = \text{const}.$$

Осыдан шығатыны, *екі (немесе бірнеше) когерентті жарық толқындарының қабаттасуы кезінде жарық ағынының кеңістіктік таралуы жүреді, осының нәтижесінде бір орындарда интенсивтік максимал, ал келесі орындарда интенсивтік минимал пайда болады.* Бұл құбылыс *жарық интерференциясы* деп аталады.

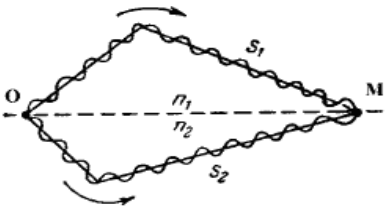
Жалпы жағдайда интерференция гармоникалық емес тербелістерді қосу кезінде де байқалуы мүмкін, мұнда олардың фазалары уақыт функциялары болып табылады: $\varphi_1(t)$ және $\varphi_2(t)$, бірақ келесі шарт сақталады

$$\varphi_2(t) - \varphi_1(t) = \text{const}.$$

Когерентті жарық толқындарын алу үшін бір көзден шығатын толқынды екі бөлікке бөлу әдісі қолданылады, олар түрлі оптикалық жолдардан өткен соң бір-біріне қабатталады да, интерференциялық көрініс байқалады.

Интерференцияның қажетті шарты болып олардың когеренттілігі, яғни уақыт пен кеңістікте бірнеше тербелістік немесе толқындық процестердің байланысқан түрде өтуі

табылады. Бұл шартты монохроматикалық толқындар – кеңістікте шектелмеген белгілі бір анықталған және қатаң тұрақты жиіліктің толқындары қанағаттандырады.



Екі когерентті толқынға бөлу белгілі О нүктесінде жүрсін (3.2-сурет).

3.2-сурет. Когерентті толқындардың қалыптасуы

Интерференциялық көрініс байқалатын *M* нүктесіне дейін бір толқын сыну көрсеткіші n_1 болатын ортада S_1 жол жүрді, екіншісі – сыну көрсеткіші n_2 болатын ортада – S_2 жол жүрді.

Егер О нүктесінде тербелістер фазасы ωt болса, онда *M* нүктесінде бірінші толқын $E_1 = E_{01}\cos\omega\left(t - \frac{S_1}{\upsilon_1}\right)$ тербелісін, екінші толқын – $E_2 = E_{02}\cos\omega\left(t - \frac{S_2}{\upsilon_2}\right)$ тербелісін тудырады, мұндағы $\upsilon_1 = \frac{c}{n_1}, \upsilon_2 = \frac{c}{n_2}$ – сәйкесінше бірінші және екінші толқындардың фазалық жылдамдықтары.

M нүктесінде толқындар тудыратын тербелістер фазаларының айырмашылығы келесіге тең

$$\delta = \omega\left(\frac{S_2}{\upsilon_2} - \frac{S_1}{\upsilon_1}\right) = \frac{2\pi}{\lambda_0}\left(S_2 n_2 - S_1 n_1\right) = \frac{2\pi}{\lambda_0}\left(L_2 - L_1\right) = \frac{2\pi}{\lambda_0}\Delta. \qquad (3.5)$$

(3.5) теңдеуінде $\frac{\omega}{c} = \frac{2\pi\pi}{c} = \frac{2\pi}{\lambda_0}$ деп есептеді, мұндағы λ_0 – вакуумдағы толқын ұзындығы.

Берілген ортадағы жарық толқыны жолының S геометриялық ұзындығының осы ортаның n сыну көрсеткішіне туындысы *жолдың L=ns оптикалық ұзындығы деп*

*аталады,*толқындар жүріп өтетін $\Delta = L_2 - L_1$ жолдарының оптикалық ұзындықтарының айырмашылығы *жүрістің оптикалық айырмасы* деп аталады.

Егер Δ жүрісінің оптикалық айырмасы вакуумдағы толқындар ұзындығының бүтін санына немесе жартылай толқындардың жұп санына тең және δ фазалар айырмасы π жұп санына еселі болса

$$\Delta = \pm m\lambda_0 = \pm 2m\frac{\lambda_0}{2}, \qquad \delta = \pm 2\pi\pi \quad , \tag{3.6}$$

мұндағы $m = 0,1,2\ldots$, онда M нүктесінде екі толқын тудыратын тербелістер бірдей фазада өтетін болады. (3.6) қатынасы *интерференциялық максимумның шарты* болып табылады.

Егер жүрістің оптикалық айырмасы вакуумдағы жарты толқындар ұзындығының тақ санына тең және фазалар айырмасы π тақ санына еселі болса

$$\Delta = \pm(2m+1)\frac{\lambda_0}{2}, \qquad \delta = \pm(2m+1)\pi \tag{3.7}$$

мұндағы $m = 0,1,2\ldots$, онда фазалар айырмасы мен M нүктесінде екі толқын тудыратын тербелістер қарама-қарсы фазада жүретін болады. (3.7) қатынасы *интерференциялық минимумның шарты болып табылады.*

1.2. Уақыт және кеңістік когеренттілігі

Табиғатта когерентті тербелістер шығаратын жарық көздері жоқ, себебі көздің әрбір атомы бір-біріне тәуелсіз сәуле шығарады және жарық толқындары кеңістіктің берілген нүктесіне кездейсоқ өзгерістерден өткен түрлі амплитудамен, жиілікпен және бастапқы фазалармен келеді.

Бірде-бір нақты көз қатаң монохроматикалық жарық бермейтіндіктен, онда жарықтың кез келген тәуелсіз көздері

шығаратын толқындар әрқашан когерентті емес. Сондықтан тәжірибеде жарықтың тәуелсіз көздерден интерференциясы, мысалы екі электр шамынан интерференциясы байқалады.

Жарықтың екі тәуелсіз көзі шығаратын толқындардың монохроматикалық еместігінің және осыған сәйкес когерентті еместігінің физикалық себебін атомдардың жарық шығару механизмінің өзінен түсінуге болады. Жарықтың екі тәуелсіз көзінде атомдар бір-біріне тәуелсіз сәуле шығарады.

Осындай атомдардың әрбіреуінде сәулелелену процесінің соңы бар және өте қысқа уақытқа созылады ($\tau \sim 10^{-8}$ с). Осы уақытта қоздырылған атом қалыпты жай-күйге түседі де, оның жарық шығаруы тоқтайды.

Қайта қозғаннан кейін атом жаңадан жарық толқындарын шығара бастайды, бірақ жаңа бастапқы фазамен және де бәрінен бұрынбұрынғы жиілікпен, бұрынғы кеңістіктегі поляризация бетінің бағдарымен емес.

Осындай екі тәуелсіз атомдардың сәулеленуі арасындағы фазалардың айырмашылығы сыртқа шығарудың әрбір жаңа актінде өзгеретіндіктен, жарықтың кез келген көзінің атомдары лезде шығаратын толқындар когерентті емес. Осылайша, атомдар тек ~ 10^{-8}с уақыт интервалының аралығында шығаратын толқындарда тұрақты дерлік амплитуда мен тербелістердің тұрақты фазасы бар.

Уақыттың үлкен аралығында амплитуда да, фаза да өзгереді. Атомдардың жеке қысқа импульстер түрінде үзілмелі жарық шығаруы *толқындық цуг* деп аталады.

Жарық шығарудың сипатталған моделі кез келген макроскопиялық көз үшін де дұрыс, себебі жарық шығарушы дененің атомдары да жарықты *бір-біріне тәуелсіз* шығарады. Бұл оларға сәйкес келетін толқындық цугтердің бастапқы фазалары өзара байланыспағанын білдіреді.

Бұдан бөлек нақты бір атом үшін де түрлі цугтердің бастапқы фазалары сәулеленудің кейінгі екі актінде ерекшеленеді. Осыдан шығатыны, макроскопиялық көз шығаратын жарық когерентті емес.

Кез келген монохроматикалық емес жарықты бір-бірін алмастыратын тәуелсіз гармоникалық цугтер жиынтығы түрінде

көрсетуге болады. Бір $\tau_{ког}$ цугтің орташа ұзақтығы *когеренттілік уақыты* деп аталады.

Когеренттілік бір цуг шегінде ғана болады және де когеренттілік уақыты сәулелену уақытынан артық бола алмайды. Құрал айқын интерференциялық көріністі тек құралдың анықтық ету уақыты қосылатын жарық толқындарының когеренттілігі уақытынан айтарлықтай аз болғанда ғана байқайды.

Егер толқын біртектес ортада таралатын болса, онда кеңістіктің белгілі бір нүктесінде тербелістер фазасы $\tau_{ког}$ когеренттілік уақыты аралығында ғана сақталады. Бұл уақытта толқын вакуумда $l_{ког} = c \cdot \tau_{ког} \approx 3 \cdot 10^{8}$ м/с$\cdot 10^{-8}$с = 3м қашықтығын өтеді, ол *когеренттілік ұзындығы* (немесе *цуг ұзындығы*) деп аталады.

Осылайша, *когеренттілік ұзындығы* оны өту кезінде екі немесе бірнеше толқын когеренттілігін жоғалтатын қашықтық. Бұдан шығатыны, жарық интерференциясын бақылау тек жүрістің қолданылатын жарық көзі үшін когеренттілік ұзындығынан кем оптикалық айырмаларында ғана мүмкін.

Толқын монохроматикалық мәнге жақын болған сайын, оның жиіліктер $\Delta\omega$ спектрінің ені аз және, көрсетуге болатындай, оның $\tau_{ког}$ когеренттілік уақыты, сонымен қатар $l_{ког}$ когеренттілік ұзындығы көп.

Кеңістіктің нақты бір нүктесінде жүретін тербелістердің толқындар монохроматикалық деңгейімен анықталатын когеренттілігі мерзімдік когеренттілік деп аталады (анықтама монохроматикалық толқындарда тербелістер кезеңі қатаң біркелкі болу жағдайымен байланысты).

Мерзімдік когеренттілікпен қатар таралу бағытына перпендикуляр кеңістіктегі толқындардың когерентті қасиеттерін сипаттау үшін *кеңістіктік когеренттілік* ұғымы енгізіледі. Көлемдері мен өзара орналасуы интерференцияны бақылауға мүмкіндік беретін (жарық монохроматикалығының қажетті деңгейінде) екі көз (источник) кеңістіктік – когерентті деп аталады.

Когеренттілік радиусы (немесе кеңістіктік когеренттілік ұзындығы) деп интерференция көрінуі мүмкін толқынның таралу бағытына максималды көлденең қашықтық аталады. Осылайша, когеренттілік радиусымен кеңістіктік когеренттілік анықталады.

Когеренттілік радиусы $r_{ког} \sim \frac{\lambda}{\varphi}$ тең, мұндағы λ – жарық толқынының ұзындығы, φ – көздің (источник) бұрыштық көлемі.

Осылай, күн сәулелері үшін когеренттіліктің минималды мүмкін радиусы (Күннің Жердегі $\varphi \approx 10^{-2}$ рад бұрыштық көлемінде және λ =0,5мкм – «жасыл түс») ~ 0,05мм құрайды.

Когеренттіліктің бұндай кіші радиусында күн сәулелерінің интерференциясын тікелей бақылау мүмкін емес, себебі ең жақсы көру қашықтығындағы адам көзінің мүмкін қабілеті тек 0,1 мм құрайды.

Интерференцияны алғашқы бақылауды Т.Юнг 1802 ж. дәл осы күн жарығымен жүргізді. Ол алдын ала күн сәулелерін мөлдір емес экрандағы өте кіші саңылаудан өткізген.

Бұл кезде жарық көзінің бұрыштық көлемі бірнеше ретке азайып, осы арқылы когеренттілік радиусы (немесе кеңістіктік когеренттілік ұзындығы) күрт ұлғайған.

1.3. Жарық интерференциясын зерттеу әдістері

Жарық интерференциясын алу үшін бірнеше түрлі әдіспен қолданылатын когерентті жарық шоқшалары қажет. «Шынайы когерентті» және өте мықты сәуле тудырушы лазерлер пайда болғанға дейін, жарық интерференциясын зерттеу приборларындағы когерент шоқшалар бір ғана бастаудан әртүрлі және де қайталанбалы жарық сәулелерін алатын болған.

Бір толқында өмір сүретін интерференция толқынын алудың екі әдісі бар.

Бірінші әдіс толқындық бөлінулер негізінде қарастырылған (Юнг тәжірибесі, Френель бипризмасы және т.б.) және өз бұрышты бастауларға жетімді.

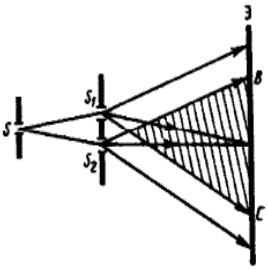
Екінші әдіс толқын амплитудасы негізінде қарастырылады (Ньютон сақинасы, Майкельсон, Жамен интерферометрі және т.б.) бірінші әдіске қарағанда созылмалы бастаулармен қолданылады да үлкен әсер етуді қамтамасыз етеді.

Іс жүзінде мұны экрандар және саңылау, ауна призмалардың көмегі арқылы жүзеге асыруға болады.

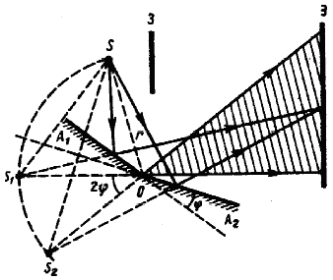
Осы әдістердің біреуін қарастырайық.

1. Юнг әдісі. Жарық бастауы болып ашық жарқыраған S_1 және S_2 саңылауы S_1 және S_2 параллельді саңылау бастауларына түсетін екі тар теңдей бөлінген S_1 және S_2 саңылауына S ашық жарқыраған жарық бастау болып табылады.

Интерференционды сурет (ВС аймағы) S_1 және S_2 параллель жатқан қашықтағы э экранында бақыланады.



3.3-сурет. Юнг тәжірибесінің схемасы



3.4-сурет. Френель айнасы

2. ***Френель айнасы.*** 180^0-қа сәл айырмасы бар бір-біріне бұрыштай жатқан екі тегіс айна A_10 және A_20-ға S бастауларынан түскен жарық тарамдары түседі.

Суреттің құрылысын жөн-жосықтарын тайқы айналарды пайдалану арқылы көруге болады, оның суреті S_1 және S_2 (бұрыштық аралығы 2γ-ге тең) 0 айнасының жанасушылығының орталық нүктесіндегі бірдей R радиус аймағының шеңберінде жатуын қарайды.

Екі айнадан шыққан жарық тарамдары S айнасына тәуелді.

Жалған S_1 және S_2 бастаулары сәйкесінше когерентті және шыққан жарық тарамдары бір-бірімен кездессе өзара аражабын аймағында интерпретацияланады.

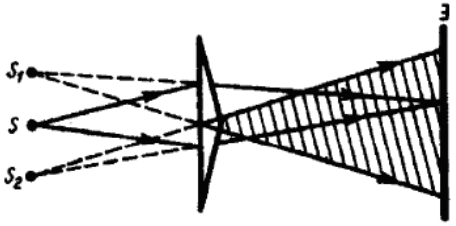
Соған қарамастан нұр сәулелері тарайтын бұрыштары бірдей келеді де максималдылығы 2φ артық болмайды. Ақырында экран бетінде когерент шоқшаның қабаттасуы болып интерференция қаралады.

Интерференционды көрінс тік сәуледен қорғалған үш қабаттан **Э** экранында бақыланады.

3. **Френель бипризмасы**. Ол призмаға негіз болған қиыстырылған бұрышты кішкене екі бірдей призмадан тұрады. S (3.5-сурет) бастауынан шыққан жарық екі призмада

қиыстырылады, осыдан бипризмадан S_1 және S_2 кішкене бастаулардағы когерентті жарық сәулелері таратылады.

Осылайша экран бетінде (боялған бөлік) когерентті тарамдардың жинақталуы пайда болып интерференция бақыланады.



3.5-сурет. Френель Бипризмасы

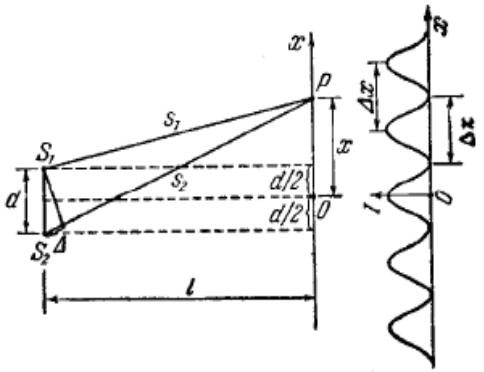
1.4. Интерференция есебінің картинасы

Интерференция есебі суретін, бір-біріне өте жақын орналасқан екі параллельді саңылау арқылы жүргізуге болады (3,6). S_1 және S_2 саңылауы бір-бірінен d аралықта орналасқан және де жарық бастаулары когерентті болып табылады. (Оптикалық жүйе бастаулары шынайы немесе жалған суреттермен).

Интерференция Р экранының жанай жатқан нүктесінде екі саңылауға параллельді қатарлас $l>>d$ қатысты l қашықтығы жатқан аралықта қадағаланады.

Есеп басы саңылауға симметриялы орналасқан 0 нүктесіндегі таңдалған. 0-дан х қашығында жатқан Р экранның кез келген нүктесіндегі интенсивтілік S_1-S_2 оптикалық айырымында анықталады.

Осы анықтамаға сүйене отырып экранда орналасқан Р нүктесіндегі х координатасы когерентті толқын жинақталады S_1 және S_2 өтпелі жол



3.6-сурет. Екі параллельді бастау саңылауларының иетерференциалды есебі

$S_1^2 = l^2 + (x - d/2)^2$ және $S_2^2 = l^2 + (x + d/2)^2$

сонда $S_2^2 - S_1^1 = (S_2 - S_1)(S_{2+} S_1) = 2xd.$

$d << l$ және $x << l$ тәжірибе шартынан $(S_2 + S_1) = 2l$ аламыз. Осыдан геометриялық жұру қадамының шарты

$$(S_2 - S_1) = xd/l$$

тең болады.

Егер S_1 және S_2 аралығын толтырып тұрған бастау сыну көрсеткішін көрсетсе онда экранмен толқын таралуының оптикалық жүрі қадамының айырымы $\Delta = (S_2 - S_1)n = \frac{nd}{\ell} x$.

Теңдігінің $\Delta = \pm m\lambda_0$ P нүктесінде ең жоғарғы максимум жарықтануды қанағаттандырады.

Ал минимум $\Delta = \pm(2m+1)\frac{\lambda_0}{2}$.

Бұл жерде максимум мен минимум келесідей болады.

$$X_{max} = \frac{m\ell}{d} \cdot \frac{\lambda_0}{n} = m\frac{\ell\lambda}{d} = 2m\frac{\ell\lambda}{2d},$$

$$X_{min} = (2m+1)\frac{\ell}{2d} \cdot \frac{\lambda_0}{n} = (2m+1)\frac{\ell\lambda}{2d}.$$

Екі максимум (немесе минимум) арасындағы қашықтық интерференционды жолақ көлемі деп аталады.

$$\Delta x = \frac{\ell}{d} \cdot \lambda \qquad (3.9)$$

Егер интерференцияланған толқын интенсивтілігі бірдей болса $(I_1 = I_2 = I_0)$ онда сәйкесінше (3.2) фаза әртүрлілігі β фаза әртүрлі үшін жауапты нүктедегі интенсивтілігі былай анықталады.

$$I = I_{01} + I_{02} + 2\sqrt{I_{01}I_{02}}\cos\delta = 2I_0(1 + \cos\delta o = 4I_0\cos^2\frac{\delta}{2}.$$

Осыған орай квадрат косинус заңы бойынша әсер етушілік экран теңіне өзгереді. Егер S_2 және S_1 бастаулары ақ жарық түсірсе, онда $\Delta x \sim \lambda$ интерференциялық максимум боялады. Экран ортасындағы жолақ күлгін түсте, ал қарама-қарсысы қызыл, яғни интерференциалдық спектр анықталады.

Экран ортасында (m=0) ақ жолақ болады, өйткені мұнда барлық түстердің максимумы сәйкес келеді. Әдетте спектр $m = \pm 1$ бірінші ретте жақсы айырамыз ал жоғарғы реттегі спектр $(m > 2)$ бір-бірін жасырып тұрады.

Δх интерференционды жолақ арақашықтығын есептейік.

Арақашықтығы $d = 0{,}5$ болатын S_1, S_2 екі саңылаулы бұлыңғыр экран λ=0,55мм монохроматикалық жарықпен жарылқтандырылсын, ал арақашықтық ℓ экранға дейін 1 м. Сонда

$$\Delta x = \frac{\ell \cdot \lambda}{d} = \frac{1\text{м} \cdot 0{,}55 \cdot 10^{-6}\text{м}}{0{,}5 \cdot 10^{-3}\text{м}} = 1{,}1 \cdot 10^{-3}\text{м} = 1{,}1\text{мм},$$ ал ондай жолақтар көзге қарағанда айырымды. Әдеттегі жарық бастауы қолданылып жүргізілген тәжірибеде интерференционды суреттелу байқалмады.

Бұл көп көлемдегі атомдар жарық толқын бастауларын тудыруына байланысты, осы толқындардың фазасы өзара бөгет болмайды. Осылайша, S_1 және S_2 бастауларынан интерференционды картина бермейтін когерентті емес толқын кетеді.

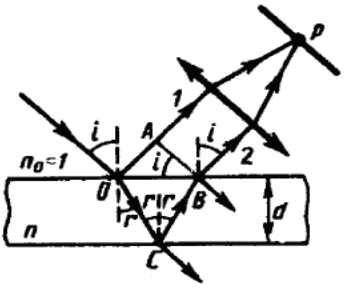
Заманауи лазерлі жарық бастауларын қолдану интерференционды картина бақылауын тұрақты жүргізуге мүмкіндік береді. Бұл лазер сәуле бөлінуі еріксіз міндетті түрде бөлінумен болады, яғни сәулеленетін атомдар «мықты» фазаға байланған, сол себепті де ол толқындар когерентті.

1.5. Жіңішке қабықшалардағы жарық интерференциясы

Табиғатта қабықшаның екі бетінен шағылған жарық интерференциясынан туындайтын жіңішке қабықшалардың (су бетіндегі май қабықшасы, сабынның көбігі, металдардың оксидтік қабықшасы) құбылмалы түске боялуын байқауға болады.

n сыну көрсеткішімен және қалындығы d мөлдір жазықпараллельді қабықшаға *i* бұрышымен жазық монохроматикалық толқын түссін. Оңайлық үшін бір-ақ сәулені қарастырайық.

Пластинкадан шыққан 1 және 2 сәулелері пластинканың жоғарғы және төменгі бетінен шағылған соң бір-біріне параллельді.



3.7-сурет. Жіңішке қабықшалардағы жарық интерференциясының есебі

Егер 1 және 2 сәулелерінің оптикалық айырмасы түскен толқынның когеренттілік ұзындығынан кіші болса, олар когерентті болады, ал интерференциялық бейне интерференциялайтын сәулелер арасындағы оптикалық айрмасымен анықталады.

1 және 2 сәулелерінің оптикалық айырмасы келесіге тең:

$$\Delta = n(OC + CB) - OA,$$

мұнда n – пластинканың сыну көрсеткіші. Пластинка коршаған ортасының сыну көрсеткіші бірге тең болып алынды (n_o=1).

3.7 Суретінен келесі туындайды

$$OC = CB = \frac{d}{\cos r}, OA = OB \cdot \sin i = 2d \cdot tgr \cdot \sin i,$$

мұнда i – түсу бұрышы, r – сыну бұрышы.

Сыну заңына сай және ауанын сыну көрсеткіші $n_0 = 1$ екенін ескере отырып, $\sin i = n \cdot \sin r$ екенін аламыз.

1 және 2 сәулелердегі тербелестерінің фаза айырмасын δ есептеген кезде, оптикалық жүріс айырмасынан басқа, шағылу кезінде толқын фазасының өзгеру мүмкіндігін ескере білу керек. *B* нүктесінде шағылыс оптикалық тығыдығы көптеу ортадан оптикалық тығыздығы аздау бөліну шекарасынан болады.

Сондықтан толқын фазасы π-ға өзгереді. *C* нүктесінде шағылыс тығыздығы көптеу бөліну шекарасынан оптикалық тығыздығы аздау ортадан болады, сондықтан фаза өзеруі орын алмайды. Нәтижесінде 1 және 2 сәуле арасында қосымша π фаза айрмасы болады.

Оны Δ-ға вакуумдағы ұзындықтың жартысын қосып (немесе одан шегеріп) ескеруге болады. Оптикалық жүрістің айырымы үшін, нәтижесінде келесіні аламыз

$$\Delta = 2d \cdot n \cdot \cos r - \frac{\lambda_0}{2} = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} - \frac{\lambda_0}{2}. \qquad (3.10)$$

Егер 1 мен 2 сәулелердің жолына жинаушы линзаны қойса, онда олар фокалды жазықтықтың бір нүктесінде бір-біріне таңыла интерференциялайды.

Нәтижесінде интерференциялайтын сәулелер арасындағы жүрістің оптикалық айырымымен анықталатын интерференция көрінісі пайда болады.

P нүктесінде келесі шарт орындалса интерференциялық максимум болады

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} - \frac{\lambda_0}{2} = \pm m\lambda_0, \quad (m = 0,1,2, \ldots.) \qquad (3.11)$$

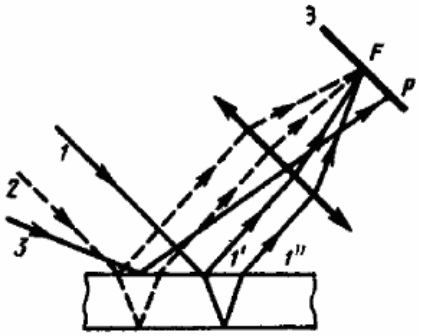
және минимум, егер

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} - \frac{\lambda_0}{2} = \pm(2m+1)\frac{\lambda_0}{2}. \quad (m = 0,1,2, \ldots.) \quad (3.12)$$

1.6. Жазық параллель пластинка

(3.11) және (3.12) ара қатынастардан жазық параллель пластинкалардағы (қабыршықтардағы) интерференция көрінісі келесі шамалармен анықталатыны белгілі: λ_o, *d, n* және түсу бұрышы *i*.

Берілген λ_o, *d* және *n*-ға *i* сәулелерінің әр көлбеуі үшін өз интерференция жолағы сәйкес болады.



3.8-сурет. Сәулелердің жазық параллель пластинадан өтуі

Жазықпараллель пластинаға бірдей бұрыштармен келіп түсетін сәулелер қосылған кезде пайда болатын интерференциялық жолақтар *тең көлбеу жолақтары* деп аталады. Пластинка жазықпараллель болғандықтан пластинканың жоғарғы және төменгі бетінен шағылған 1′ және 1″ сәулелері бір-біріне параллель болады.

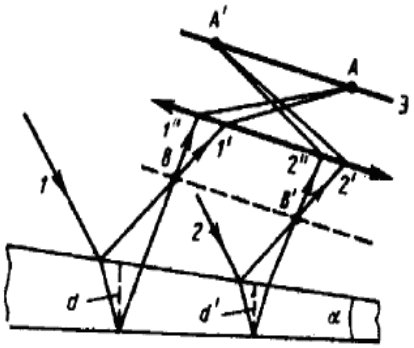
Сондықтан, 1′ және 1″ интерференциялайтын сәулелер шексіздікте ғана «қиылысады», сондықтан тең көлбеудің жолақтары шексіздікте орналасқан деп айтады.

Оларды бақылау үшін жинаушы линзалар мен линзаның фокалды жазықтығында орналасқан экранды (Э) пайдаланады. 1′ және 1″ параллель сәулелері линзаның *F* фокусында жиналады (3.8-суретінде оның оптикалық осі 1′ және 1″ сәулелеріне параллельді), осы нүктеге 1 сәулесіне параллель басқа да сәулелер келеді (3.8-суретінде – 2 сәулесі), нәтижеде ортақ қарқындылық үлкейеді.

Басқа бұрыштармен түскен 3 сәулелері, линзаның фокалды жазықтығында басқа *P* нүктесінде жиналады. Егер линзаның оптикалық осі пластинканың бет жағына перпендикуляр болса, онда тең көлбеудің жолақтары ортасы линзаның фокусінде орналасқан концентрлі сақиналар сияқты болатынын көрсету оңай.

1.7. Айнымалы жуандық пластинкасы

Сынаға (бүйір қырлардың арасындағы α бұрышы кішкентай) жазық толқын түседі, таралу бағыты параллел 1 және 2 сәулелерімен сәйкес (3.9-сурет).



Түскен 1 сәулесінен бөлінген барлық сәулелерден сынаның жоғарғы және төменгі бет жақтарынан шағылған 1′ және 1″ сәулелерін қарастырайық.

3.9-сурет. Айналмалы жуандық пластинкасындағы сәулелердің жүрісі

Сына мен линзаның өзара белгілі бір орналасқан күйінде 1′ және 1″ сәулелері *B* нүктесінің бейнесі болып табылатын бір *A* нүктесінде қиылысады.

1′ және 1″ сәулелері когерентті болғандықтан, олар интерференциялайды.

Егер көз сынаның бет жағынан алыс орналасса және α бұрышы өте кішкентай болса, онда 1′ және 1″ интерференциялайтын сәулелер арасындағы оптикалық жүріс

айырымын жеткілікті нақтылықпен (7) формула арқылы табуға болады, мұнда d – сәуленің түскен жердегі сынаның жуандығы.

Сынаның басқа нүктесіне түсетін 2 сәулесінің бөлінуінде пайда болған $2'$ және $2''$ сәулелері линзамен A' нүктесінде жиналады.

Мұнда оптикалық жүріс айырымы d` жуандығымен анықталады.

Сонымен, экранда интерференция жолақтарының жүйесі пайда болады.

Жолақтың әрқайсысы пластинканың жуандығы бірдей орындарынан шағылысудан пайда болады (жалпы пластинканың жуандығы еркінше өзгеруі мүмкін). Жуандығы бірдей орындар интерференциясынан пайда болатын интерференция жолақтары *тең жуандық жолақтар* деп аталады.

Сынаның жоғарғы және төменгі қырлары өзара параллель болмағандықтан, $1'$ және $1''$ ($2'$ және $2''$) сәулелері пластинканың жанында қиылысады. 3.9-суретінде көрсетілген жағдайда – оның үстінде (сынаның басқа конфигурациясында олар пластинканаң астында да қиылысуы мүмкін).

Сонымен, *тең жуандық жолақтары сынаның бет жақ маңында ораналасқан.* Егер жарық пластинкаға тік түссе, онда тең жуандық жолақтары сынаның жоғарғы бет жағында орналасады.

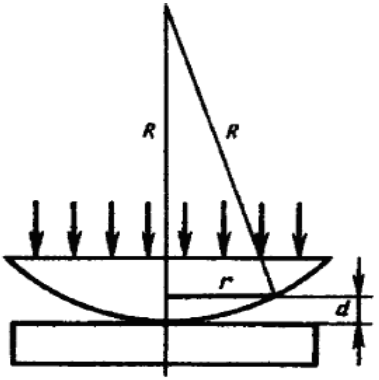
1.8. Ньютонның сақиналары

Тең жуандық жолақтардың классикалық мысалы болып табылатын Ньютонның сақиналары, жарықтың жазық параллель пластинка және оған тиіп тұрған үлкен қисықтық радиусты жазық-дөңес $R \approx 10$ м линза арасындағы ауа саңылаудан шағылуында байқалады (3.10-сурет). Мұндай эксперименталды қондырғыны Гук ұсынды.

Линзаның жазық бетіне жарықтың параллель шоқсәулесі тік түссін. Ол линза мен пластинка арасындағы ауа саңылауының жоғарғы және төменгі беттерінен жарым-жартылай шағылады.

Мұндағы интерференциялық көрініс микроскоп арқылы көрінетін концентрлі қараңғы және ақшыл сақиналар болып

табылады. Ньютон сақина радиустері r_m және линза қисықтығының радиусы R арасындағы байланысты тапты.



Интерференциялық сақиналардың қалыптасу табиғатын, мысалы, шағылған жарықта көрініс ортасында неге қараңғы дақ, ал өткінші жарықта ақшыл дақ пайда болатынына тек ғана XIX ғасырда Юнг түсініктеме берді.

3.10-сурет. Ньютон сақиналарын есептеу

3.10-суретінен

$$R^2 = r_m^2 + (R - d)^2 = r_m^2 + R^2 - 2Rd + d^2,$$

мұнда

$$r_m^2 \approx 2Rd. \qquad (3.13)$$

(3.7) сәйкес және ауаның сыну көрсеткіші $n = 1$, ал $i = 0$ болған кезде шағылған жарықта оптикалық жүріс айырымы (шағылысуда жарты толқынның жоғалуын есептегенде) келесіге тең болады

$$\Delta = 2AB + \frac{\lambda_0}{2} = 2d + \frac{\lambda_0}{2}.$$

Аралық ауа қабатшаның жуандығы d радиустың шеңбері r_m бойымен сақталғандықтан, тең жуандық жолақтары концентрлі сақиналар сияқты болады.

Ақшыл сақиналар үшін (максимумдар) жүрістің айырымы $\Delta = m\lambda_0$ тең, онда $m\lambda_0 = 2d + \frac{\lambda_0}{2}$, сондықтан

$$d = (m - \frac{1}{2})\frac{\lambda_0}{2}. \qquad (3.14)$$

(3.13) және (3.14)-тен *ақшыл сақиналардың радиусы* келесіге тең

$$r_m = \sqrt{\left(m - \frac{1}{2}\right)R\lambda_0} = \sqrt{(2m-1)R\frac{\lambda_0}{2}}, \qquad (3.15)$$

мұнда $m = 1,2,3\ldots$.

Қараңғы сақиналар(минимумдар) үшін жүрістің айырымы $\Delta = (2m+1)\frac{\lambda_0}{2}$ тең, онда $(2m+1)\frac{\lambda_0}{2} = 2d + \frac{\lambda_0}{2}$ және $2d = m\lambda_0$.

Қараңғы сақиналардың радиустары келесіге тең болады

$$r_m = \sqrt{mR\lambda_0} = \sqrt{2mR\frac{\lambda_0}{2}}, \qquad (3.16)$$

мұнда $m = 1,2,3\ldots$.

Сынаның қалыңдығы d оның орталық бөлігінде өте кішкентай, сондықтан $2AB < \lambda_0/2$ және шағылысқан сәулелердің жүріс айырымы $\Delta = \lambda_0/2$ тең. Сонымен, шағылған жарықта интерференция көрінісінің орталығында қарқындылықтың минимумы болуы керек, ол қара дақ түрінде байқалады.

Тиісті сақиналардың радиусын өлшей отырып, (линза қисықтық радиусын білген жағдайда) толқынның ұзындығын λ_0 анықтауға болады және керісінше, белгілі толқын ұзындығы бойынша λ_0 линза қисықтығының радиусын *R* табуға болады.

r_n – *n* - ші қараңғы сақина радиусы, r_m – m - шы қараңғы сақина радиусы болсын. (3.16) формуласын қолдана отырып, келесіні аламыз

$$r_n^2 - r_m^2 = \lambda R(n-m). \qquad (3.17)$$

Бұдан линза сфералық бетінің қисықтық радиусын табуға болады

$$R = \frac{r_n^2 - r_m^2}{\lambda(n-m)}, \qquad (3.18)$$

ал толқын ұзындығы келесіге тең

$$\lambda = \frac{r_n^2 - r_m^2}{R(n-m)}. \qquad (3.19)$$

Тең көлбеу жолақтары үшін де, тең жуандық жолақтары үшін де максимумдардың орындары толқынның ұзындығына λ_0 байланысты болады.

Сондықтан ақшыл және қараңғы жолақтар жүйесі тек монохроматты жарықта пайда бола алады. Ақ жарықта байқаған кезде толқын ұзындығы әр-түрлі сәулелерден құрастырылған жолақтар жиынтығы пайда болады және интерференция көрінісі құбылмалы түске боялады.

Барлық есептер оптикалық тығыздау ортадан шағылған жарық үшін жүргізілген, шағылған тербеліс фазасы π-ге өзгергені ескерілген, сол үшін $\lambda_0/2$ шамасы енгізілді.

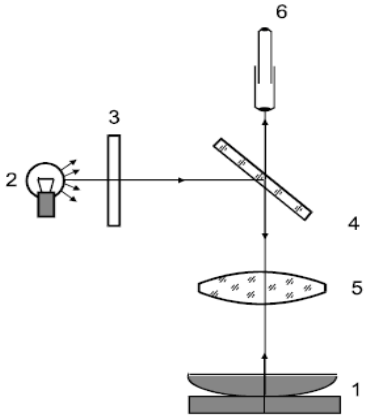
Интерференцияны өткінші жарықта да байқауға болады және осы жағдайда жарты толқынның жоғалуы орын алмайды. Сол кезде өткінші және шағылған жарық арасындағы оптикалық жүріс айырымы λ_0 -ға өзгеше болады.

Максимумдар мен минимумдардың математикалық шамалары орындарымен ауысады. Шағылған жарықта интерференцияның максимумы өткінші жарықтағы минимумға сәйкес келеді, және керісінше.

Төменде жарық интерференциясын бақылаудың кейбір эксперименттік әдістері қарастырылады.

№ 3, а ЗЕРТХАНАЛЫҚ ЖҰМЫС НЬЮТОН САҚИНАСЫ КӨМЕГІМЕН ЛИНЗАНЫҢ ҚИСЫҚТЫҚ РАДИУСЫ МЕН ЖАРЫҚ ТОЛҚЫНЫҢ ҰЗЫНДЫҒЫН АНЫҚТАУ

2. Эксперименттік бөлім



3.11-сурет. Ньютон сақиналарын бақылауға арналған қондырғының схемасы

Ньютон сақиналарын бақылауға арналған қондырғының принципиалдық схемасы 3.11-суретте көрсетілген.

Линза және 1 жазық шыны пластинкасы орнатушы винттер арқылы екі жиектемелердің арасына қысылады.

Жарық көзі қызу лампасынан 2 және жарық сүзгісінен 3 тұрады.

Жарық көзден 4 шыны пластинкасына 45^0 бұрышымен түседі және одан шағылып 1 жүйесіне түседі.

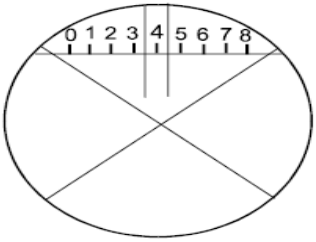
Ньютон сақиналарының (шағылған жарықта) үлкейтіген көрінісі микроскоп немесе микроскопиялық трубка 6 арқылы қарастырылады.

2.1. Экспериментті жүргізу тәртібі және өлшеулердің нәтижелерін өңдеу

1-тапсырма. ***Линза сфералық бетінің R қисықтық радиусын анықтау***

1) 1 жүйесін үстелде сақина орталары микроскоп трубкасының осінде орналасатындай құрыңдар.

2) Жарық көзін қосыңыз. Оған қызыл жарық сүзгіні құрып, 4 шыны пластинканың көлбеуін және жарық көзінің орнын өзгертіп 1 жүйенің бір қалыпты жарықтандыруын қамтамасыз етіңіз.



3.12-сурет Окулярлық микрометр шкаласының түрі

3) Окулярдың микроскоптық трубкасын 6 қозғалтып сақиналардың анық көрінісін алуға талпыныңыз. Сондай-ақ сақинаның ортасы окуляр шкаласының ортасымен сәйкес келуі қажет.

4) Үшінші қараңғы сақинадан бастап төрт-бес сақинаның радиусын өлшеңіз (шкаланың бөліністері бойынша). Сақина нөмірлерін белгілеп отырыңыз.

5) Окулярлық микрометр шкаласының бөлініс бағасын анықтаңыз. Ол үшін пластинка-линза жүйесінің орнына миллиметрлі сызғышты орнатыңыз және бөлініс бағасын миллиметрлі сызғыш бөліністер санының окуляр шкаласының бөліністер санына қатынасын анықтап табыңыз.

6) Өлшенген Ньютон сақиналарының радиустарын есептеңіз.

7) Микроскоп көбейтуінің ескеруімен сақина радиустарының мағынасын 3.а.1-кестеге енгізіңіз.

8) Сақиналарды жұптап қиыстырып (5–6 жұп алыңыз), (3.18) $R = \dfrac{r_n^2 - r_m^2}{\lambda(n-m)}$ формула арқылы линза қисықтығының радиусын анықтаңыз.

Қолданған қызыл жарық сүзгінің толқын ұзындығы λ =0,64 мкм тең.

9) $< R >$ орташа мағынасын табыңыз.

10) Абсолюттік ΔR және салыстырмалы қателіктерін $\varepsilon = \dfrac{\langle \Delta R \rangle}{< R >}$ анықтаңыздар.

11) Толық нәтижені $R =< R > \pm \langle \Delta R \rangle$ түрінде көрсетіңіз.

12) Барлық алынған шамаларды 3.а.1-кестесіне енгізіңіздер.

3.а.1-кесте

Линза қисықтығының радиусын анықтау

Сақина №	**Өлшем №**	r, **м**	$\langle r \rangle$, **м**	R, **м**	$\langle R \rangle$, **м**	ΔR, **м**	$\langle \Delta R \rangle$, **м**	ε,**%**	$R = \langle R \rangle \pm \langle \Delta R \rangle$ **м**
	1 2 3 …								
	1 2 3 …								
	1 2 3 …								

2-тапсырма. ***Жарық толқынының ұзындығын анықтау***

1) Жарық көзін қосыңыз. Қызыл жарық сүзгісін толқынның ұзындығы белгісіз жасыл жарық сүзгісіне ауыстырыңыз.

2) Үшінші қараңғы сақинадан бастап төрт-бес сақинаның радиусын өлшеңіз (шкаланың бөліністері бойынша). Сақина нөмірлерін белгілеп отырыңыз.

3) Өлшенген Ньютон сақиналарының радиусын есептеңіз.

4) Микроскоптың үлкейтуін ескере отырып сақина радиустарының мағынасын 3.а.2-кестеге енгізіңіз.

5) Сақиналардың радиустарын жұптап қиыстырып (3.19) $\lambda = \dfrac{r_n^2 - r_m^2}{R(n-m)}$ формуласы арқылы белгісіз жарық толқынының ұзындығын анықтаңыз.

6) $\langle \lambda \rangle$ толқынның орташа ұзындығының мағынасын анықтаңыз.

7) $\Delta\lambda$ абсолюттік қателікті анықтаңыз.

8) $\varepsilon = \dfrac{\langle \Delta\lambda \rangle}{\langle \lambda \rangle} 100\%$ арқылы салыстырмалы қателікті анықтаңыз.

9) Толық нәтижені $\lambda = \langle \lambda \rangle \pm \Delta\lambda$ түрінде шығарып көрсетіңіз.

10) Барлық шығарылған есептерді 3.а.2-кестеге енгізіңіз.

3.а.2-кесте

Белгісіз жарық толқынының ұзындығын анықтау

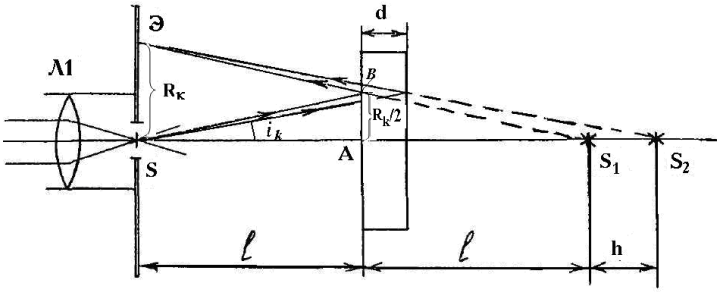
Сақина №	Өлшем №	r, м	$<r>$, м	λ, м	$<\lambda>$, м	$\Delta\lambda$.м	$\langle\Delta\lambda\rangle$, м	ε,%	$\lambda = <\lambda> \pm \Delta\lambda$,м
	1 2 3 …								
	1 2 3								
	1 2 3...								

Бақылау сұрақтары

1. Жарық толқынының интерференциясы.
2. Жарық интерференциясын бақылау әдістері.
3. Екі көзден алынған интерференциялық көріністің есебі.
4. Жіңішке пластинка және пленкакалардағы интерференция.
5. Тең қалындық жолақтары. Ньютон сақиналары.
6. Жарық толқынының ұзындығын және радиус қисықтығын анықтайтын жұмыс формулаларын шығару.

№ 3, б ЗЕРТХАНАЛЫҚ ЖҰМЫС
ШЫНЫ ПЛАСТИНКАДАН ШАҒЫЛҒАН ЛАЗЕРЛІК СӘУЛЕЛЕНУДІҢ ИНТЕРФЕРЕНЦИЯСЫН ЗЕРТТЕУ

2. Эксперименттік бөлім



3.13-сурет. Шыны пластинкадан шағылған лазерлік сәулелену интерференциясының оптикалық схемасы

Л1 линзасымен қалыптастырылған нүктелік көз *S* сәулеленуі (3.13-сурет) П жазық параллельдік пластинадан шағылысады.

Алдыңғы және артқы пластина беттерінен шағылған толқындар **Э** экранында орталары шоқсәуле осінде орналасқан концентрлік қараңғы және ақшыл сақина бейнеленген интерференциялық көріністі береді.

Бұл көріністі алдынғы және артқы пластина беттерінде *S* көзінің бейнесі болып табылатын S_1 және S_2 көздерімен шығарылған толқындардың қосындысы деп қарастыруға болады.

Жазық паралелдік пластинадан шағылысқан сәулелердің *к*-минимумдік шартын келесі түрде жазуға болады

$$2d \cdot n \cdot \cos r_k = k\lambda \,, \qquad (3.20)$$

мұнда r_k – пластинадағы k-шы жарық саулесінің сыну бұрышы, k – интерференцияның реті, n – шыны пластинаның сыну көрсеткіші, λ – жарық толқынының ұзындығы.

r_k кішкентай сыну бұрыштары үшін $\cos r_k$ функциясын Тейлор қатарына ыдыратып және бірінші жақындаумен шектеліп келесіні аламыз

$$\left|\cos r_k\right| = 1 - \frac{r_k^2}{2}. \qquad (3.21).$$

Жарықтың сыну заңынан кішкентай бұрыштар үшін пластинаның сыну көрсеткіші

$$n = \frac{\sin i_k}{\sin r_k} \approx \frac{i_k}{r_k}. \qquad (3.22)$$

3.13-суретіндегі ΔSAB-нан түсу бұрышы

$$i_k = \frac{R_k}{2l}, \qquad (3.23)$$

мұнда R_k – k ретті қараңғы сақина радиусы, l – экраннан пластинаға дейін арақашықтығы. (3.22) және (3.23) қатынастарынан сыну бұрышы келесіге тең

$$r_k = \frac{i_k}{n} = \frac{R_k}{2l \cdot n}. \qquad (3.24)$$

(3.21) және (3.24) қатынастарын ескере отырып, (3.20) формуласын түрлендірейік

$$2dn\left(1 - \frac{r_k^2}{2}\right) = k\lambda \qquad \text{немесе} \qquad 2dn\left(1 - \frac{R_k^2}{8l^2n^2}\right) = k\lambda.$$

Осыдан k ретіне сәйкес R_k сақинаның радиусы

$$R_k^2 = l^2\left(8n^2 - k\frac{4n\lambda}{d}\right). \qquad (3.25)$$

(3.25) формуласынан R_k^2 сақинаның радиусы k ретінен сызықты тәуелді екені анық. (3.25) қатынасын шығарған кезде $l >> d$ екені ескерілді.

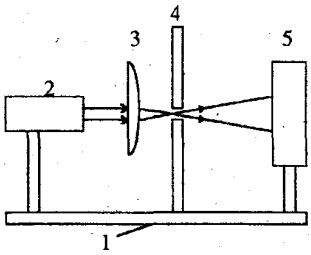
Сақиналарды бірінен кейін бірін нөмірлеп, радиустың N сақина нөмірінен сызықтық тәуелділігін R^2_{k+N} аламыз.

R^2_{k+N}-тың N сақина нөмірінен тәуелділік графигінің бұрыштық коэффициенті келесіге тең

$$K=\frac{\Delta R^2_{k+N}}{\Delta N}=\frac{4n\lambda l^2}{d}, \qquad (3.26)$$

мұнда n – пластинаның сыну көрсеткіші, ал λ – лазерлік жарықтың толқын ұзындығы. Бұдан пластинаның сыну көрсеткіші

$$n=\frac{Kd}{4\lambda l^2}. \qquad (3.27)$$



Берілген жұмыста жарықтың көзі болып газды лазер табылады. Оның сәулеленуі биік дәрежедегі монохромдылықты және когеренттілікті, жоғары жарықтықты және кіші бұрыштық жиынтықталмауын қамтамасыз етеді.

3.14-сурет. Эксперименттік қондырғының схемасы

1) оптикалық отырғыш 2) лазер; 3) объектив; 4) домалақ саңылауы бар экран 5) жазықпаралелдік пластина.

Эксперименттік қондырғының схемасы 3.14-суретінде көрсетілген. 1 оптикалық отырғышта рейтер көмегімен лазер 2, объектив 3, домалақ саңылауы бар экран 4 және жазық параллел пластинка 5 орналыстырылады.

Жазық параллельді пластина лазер жарығының таралатын шоқсәулесімен жарықтандырылады.

5 пластинаның алдыңғы және артқы бетінен шағылысқан когеренттік толқындар өзара интерференцияланады және экранда тең көлбеу интерференциялық жолақтар береді.

Олар қараңғы және ақшыл концентрлерлік сақина түрлерінде болады.

3.14-суретінде d – пластинаның қалыңдығы және l – 5 пластина және экранның арақашықтығы.

2.1. Эксперимент жүргізу тәртібі және өлшеу нәтижелерін өңдеу

Тапсырма. ***Шыны пластинаның сыну көрсеткішін анықтау***

1) Лаборант көмегімен лазерді қосыңыз. Лазерлік сәуленің көзге түсуі көру қабілетіне қауіпті екенін ескеріңіз.

2) **Э** экранның ортасында шағылысқан лазерлік сәуленің жарық дағын алыңыз. Лазерлік сәулені ориентациялау арқылы экран жүйесінде қараңғы және ақшыл концентрлік сақиналарын алыңыз.

3) Пластинаны 5 оптикалық отырғыштың бойымен жылжытып экранда интерференция сақиналарының радиустарының нақты көрінісін алуға талпыныңыз.

4) Пластинадан экранға дейін сызғышпен l арақашықтығын өлшеңіз.

5) Экранда көрінетін барлық қараңғы сақиналардың радиусын өсу ретінде өлшеңіз.

Әр қараңғы сақинаның радиусын анықтау үшін экран шкаласы бойынша 5 өлшеуден жасаңыз (үстінен, астынан, оң жақтан, сол жақтан, ортадан) және нәтижені ортақ шамаға келтіріңіз.

Осы сандардың орташа арифметикалық өлшемін нәтіжесі деп санаңыз.

Мәндердің бәрін 3.б.3-кестеге енгізіңіз.

3.б.3-кесте

Шыны пластинаның сыну көрсеткішін анықтау

N сақина нөмірі	R_{k+N} сол жақ	R_{k+N} он жақ	R_{k+N} үсті	R_{k+N} асты	R_{k+N}	$\langle R_{k+N}\rangle^2$	n	Δn	ε %	$n = \langle n\rangle \pm \langle \Delta n\rangle$
1										
2										
3										
4										
5										
					Өлшем мәні					

6) R^2_{k+N} сақина орташа радиустарының квадратын шығарыңыз және R^2_{k+N} -нің *N* сақина нөмірінен тәуелділік графигін салыңыз. График түзу сызық болу қажет. Масштабты түзу сызық осьтерімен 45^0 жақын бұрыш құратындай таңдау қажет.

7) Түзу сызық көлбеуінен бұрыш коэффициентінен шығарыңыз $K=\frac{\Delta R^2_{k+N}}{\Delta N}$.

8) (3.27) $n=\frac{Kd}{4\lambda l^2}$ формуласы арқылы пластинаның сыну көрсеткішін шығарыңыз, мұнда пластина қалыңдығы *d*=623,8нм, $\lambda = 632{,}8$ нм.

9) Δn , $\langle \Delta n \rangle$, ε сыну көрсеткіштердің өлшеу қателіктерін шығарыіыз және нәтижелерін 3б-кестеге енгізіңіз.

10) Қорытынды нәтижесін $n = \langle n \rangle \pm \langle \Delta n \rangle$ түрде көрсетіңіз.

Бақылау сұрақтары

1. Жарық толқындарының интерференциясы.
2. Уақыт және кеңістік когеренттілік.
3. Екі көзді интерференция көрінісінің есебі.
4. Жұқа пластиналар мен қабыршықтағы интерференция.
5. Айнымалы қалыңдық пластинкасы.
6. Осы жұмыстағы пластинканың сыну көрсеткішінің анықтау үшін жұмыс формуласын шығару.

№ 4 (4, а, 4, б) ЗЕРТХАНАЛЫҚ ЖҰМЫС ФРАУНГОФЕР ДИФРАКЦИЯСЫН ЗЕРТТЕУ

4, а ДИФРАКЦИЯЛЫҚ ТОР КӨМЕГІМЕН ТОЛҚЫН ҰЗЫНДЫҒЫН АНЫҚТАУ

4, б ЛАЗЕРДІҢ КОГЕРЕНТТІ СӘУЛЕСІ КӨМЕГІМЕН *N* САҢЫЛАУДАҒЫ ФРАУНГОФЕР ДИФРАКЦИЯСЫН ЗЕРТТЕУ

Жұмыстың мақсаты: Фрауногофер дифракциясының теориясымен танысу.

1) Дифракциялық тор көмегімен толқын ұзындықты анықтау. Дифракциялық тор параметрлерін зерттеу.

2) Лазердің когерентті сәулесі көмегімен *N* саңылаудағы Фраунгофер дифракциясының сұлбасымен танысу және жүйенің параметрлерін анықтау.

1. Теориялық кіріспе

Біртекті емес ортада жарықтың таралуы кезінде (мысалы, жарықтың экрандағы тесік арқылы өтуі, жарықтың мөлдір емес денелердің шетінен өтуі кезінде және т.с.с.) және жарықтың толқындық қасиетімен байланысты құбылыстардың жиынтығы жарық дифракциясы деп аталады.

Жарық дифракциясы жарық толқындарының өлшемі оның толқын ұзындығымен шамалас бөгеттерді орап өтуі кезінде байқалады.

Жарық дифракциясының екі түрі бар:

1) *Френель дифракциясы* немесе тоғысатын сәулелер дифракциясы, бұл кезде бөгетке жазық немесе сфералық толқын келіп түседі де, дифракциялық көрініс бөгеттен шекті арақашықтықта орналасқан экранда байқалады.

2) *Фраунгофер дифракциясы немесе параллель сәулелер дифракциясы,* бұл кезде бөгетке жазық толқын келіп түседі де, дифракциялық көрініс бөгеттен өткен жарықтың жолына қойылған жинағыш линзаның фокустық жазықтығында орналасқан экранда байқалады.

Дифракцияның табиғаты мен негізгі принциптерін Гюйгенс-Френель принципі көмегімен түсіндіруге болады.

1678 ж. Гюйгенс өзінің принципін ұсынған: толқын келіп жеткен әрбір нүкте екінші ретті толқындардың көзі болып табылады, ал бұл толқындардың орауыш беті келесі уақыт мезетіндегі толқындық фронттың (шептің) орнын көрсетеді.

1815 ж. Френель екінші ретті толқындардың когеренттілігін және олардың бір-бірімен интерференциясын ескере отырып, Гюйгенс принципін толықтырды.

Гюйгенс-Френель принципін екі негізгі қағида түрінде тұжырымдауға болады:

1) Толқындық шептің λ толқын ұзындығымен салыстырғанда кіші әрбір dS ауданы екінші ретті сфералық толқындардың элементар көзі болып табылады. Толқын фронты кез келген уақыт мезетіндегі екінші ретті толқындардың орауыш беті болып табылады.

2) Екінші ретті толқындар бір-бірімен интерференцияланады. Кеңістіктің әрбір нүктесіндегі қорытқы амплитуда осы нүктедегі элементар толқын көздері туғызған толқындардың амплитудаларының векторлық (фазалар айырымын ескергенде) қосындысы болып табылады.

N саңылаудағы Фраунгофер дифракциясын зерттеу үшін алдымен бір саңылаудағы дифракцияны қарастырған дұрыс.

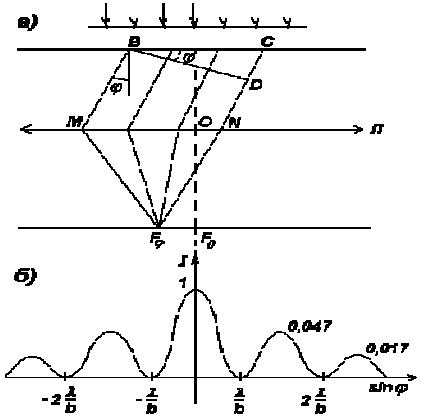
1.1. Бір саңылаудағы Фраунгофер дифракциясы

Айталық, монохромат жарық шоғы жіңішке шексіз ұзын саңылауы бар мөлдір емес экранға нормаль бағытта түссін, саңылаудың ені b және ұзындығы $l>>b$ (4.1, а-сурет).

Егер саңылау ені 0,01 – 05мм, ал ұзындығы бірнеше миллиметр болса, оны шексіз ұзын деп санауға болады.

Л линза өзінің фокустық жазықтығында орналасқан экранның сәйкес нүктелерінде дифракцияланған сәулелердің параллель шоқтарын жинайды.

Дифракцияланбаған сәулелер F_0 нүктесінде жиналады, ал φ бұрышпен сол жаққа дифракцияланған сәулелер F_φ нүктесінде жиналады.



4.1-сурет. Бір саңылаудағы Фраунгофер дифракциясы (а), дифракциялық көрініс (б)

Саңылаудан *Л* линзаның OF_0 оптикалық осіне φ бұрышпен түскен *BM* және *CN* шеткі сәулелердің арасындағы оптикалық жол айырымы: $\Delta = \mathrm{CD} = b\sin\varphi$.

BC саңылауды оның *B* қабырғасына параллель жолақтар түріндегі Френель зоналарына (аумақтарына) бөлеміз. Гюйгенс-Френель принципіне сәйкес әрбір жолақ екінші ретті толқын көзі болып табылады. Жолақтар бірдей болғандықтан саңылау жазықтығындағы толқындардың амплитудалары да бірдей болады.

Әрбір зона ені олардың шеттері арасындағы жол айырым $\lambda/2$ болатындай етіп алынады (Френельдің зоналар әдісіне сәйкес). Саңылау еніне барлығы $\frac{\Delta}{\lambda/2}$ толқын сияды.

Параллель жарық шоғы саңылау жазықтығына нормаль бағытта түскендіктен, толқын фронты саңылау жазықтығымен беттесіп жатады, яғни саңылау жазықтығындағы толқын фронтының барлық нүктелері бірдей фазада тербеледі.

Жоғарыда айтылғандардан (4.1-сурет), әрбір көршілес екі зонадан келген толқындардың интерференциясы кезінде қорытқы тербеліс амплитудасы нөлге тең екендігі шығады, себебі, бұл зоналар амплитудалары бірдей, бірақ фазалары қарама-қарсы тербелістер тудырады.

Толқын фронтының әрбір элементінен шығып, саңылаудан кейін түрлі бағытта таралған жарық толқындардың интенсивтігін есептеу үшін Гюйгенс-Френель принципін қолданамыз да, барлық элементтерден келген толқындарды қосамыз. Бір элементтен туған толқынның амплитудасы оның dx еніне пропорционал.

Саңылау жазықтығында әрбір жолақ туғызған ұйытқу $dE = c\,dx\cos\omega t$ теңдеуімен сипатталады, мұндағы c – тұрақты шама.

Егер саңылауға түскен толқын амплитудасын E_0 деп белгілесек, онда $E_0 = \int_0^b c\,dx = cb$ бұдан $c = E_0/b$.

Саңылаудың сәйкес бөлігіндегі жарық ұйытқуы келесі қатынаспен анықталады:

$$dE = \frac{E_0}{b}\,dx\cos\omega t\,. \qquad (4.1)$$

φ дифракция бұрышымен анықталатын, экранның кез-келген нүктесіндегі қорытқы амплитуданы табу үшін осы нүктеге келетін барлық тербелістердің фазалар таралуын білу қажет. F_φ нүктесіндегі фазалар таралуы саңылау жазықтығымен φ бұрыш жасайтын BC жазықтығындағыдай болады.

BC саңылауының сол жақ шетіндегі B нүктесінен x қашықтықта орналасқан элементар жолақты қарастырайық. φ бұрышымен дифракцияланған сәулелер үшін жолақтың ортаңғы нүктесі BD жазықтығы бойымен қандай да бір нүктеге орын ауыстырады.

B нүктесінен x қашықтықта орналасқан (BD жазықтығында) ені dx қандай да бір элементар жолақ туғызған ұйытқуды келесі түрде өрнектеледі

$$dE = \frac{E_0}{b}\,dx\cos(\omega x - k\cdot x\sin\varphi)\,, \qquad (4.2)$$

$k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – толқындық сан.

(4.2) өрнекті саңылаудың толық ені бойынша 0-ден b -ға дейін интегралдаймыз

$$E = \int_0^b dE = \int_0^b \frac{E_0}{b}\cos(\omega t - kx\sin\varphi)dx = E_0\,\frac{\sin\left(\frac{kb}{2}\sin\varphi\right)}{\frac{kb}{2}\sin\varphi}\cos\left(\omega t - \frac{kb}{2}\sin\varphi\right) \qquad (4.3)$$

(4.3) қатынас амплитудасы

$$E_\varphi = E_0 \frac{\sin\left(\frac{kb}{2}\sin\varphi\right)}{\frac{kb}{2}\sin\varphi} = E_0 \frac{\sin\left(\frac{\pi b}{\lambda}\sin\varphi\right)}{\frac{\pi b}{\lambda}\sin\varphi}. \qquad (4.4)$$

F_φ нүктесіндегі қорытқы ұйытқу. Интенсивтік амплитуданың квадратына тура пропорционал болғандықтан, экрандағы дифракция бұрышына байланысты интенсивтіктің таралуы келесі түрде болады

$$I_\varphi = I_0 \frac{\sin^2\left(\frac{\pi b}{\lambda}\sin\varphi\right)}{\left(\frac{\pi b}{\lambda}\sin\varphi\right)^2}, \qquad (4.5)$$

мұндағы I_0 – $\varphi = 0$ бағытында саңылаудан түскен жарық интенсивтігі, $\delta = \frac{\pi b}{\lambda}\sin\varphi$ – фазалар айырымы.

Сонымен, экрандағы жарықталыну жарық интенсивтігінің максимал және минимал мәндерін қабылдай отырып өзгереді. (4.5) формуладан саңылау үшін дифракциялық минимум шарты шығады.

Дифракция бұрышының

$$\frac{\pi b}{\lambda}\sin\varphi = k\pi \text{ немесе } b\sin\varphi = k\lambda, \quad (k = 1,2,3,\ldots) \qquad (4.6)$$

шартын қанағаттандыратын мәндерінде амплитуда нөлге айналады да, дифракциялық минимум байқалады (қараңғы жолақ).

Максимум шартын табайық, яғни экранның сәйкес нүктелерінде максимал жарықталыну байқалатын дифракция бұрыштарын анықтайық. (4.5) функция фазалар айырымы $\delta = 0;\ 1{,}43\pi,\ 2{,}46\pi,\ 3{,}47\pi,\ 4{,}47\pi$ және т.с.с. болғанда максимал мәнге жетеді.

Дифракция бұрышының

$$\delta = (2k+1)\frac{\pi}{2} \text{ немесе } b\sin\varphi = (2k+1)\lambda)\lambda,\ (k = 1,2,3,\dots) \qquad (4.7)$$

Шартын қанағаттандыратын мәндерінде амплитуда максимум мәнге ие болады да, дифракциялық максимум байқалады (жарық жолақ).

φ=0 бағытында нөлінші ретті ең интенсивті орталық максимум байқалады.

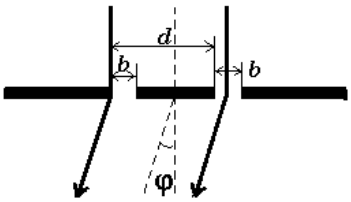
Дифракция нәтижесінде экранда алынған интенсивтіктің таралуы (дифракциялық спектр) 4.1, б-суретте келтірілген. Есептеулер нәтижесі орталық және келесі максимумдардың қатынасы 1:0,045:0,016:0,008… болатындығын көрсетті немесе бұл қатынастарды

$$I_0 : I_1 : I_2 : I_3 = 1 : \left(\frac{2}{3\pi}\right)^2 : \left(\frac{2}{5\pi}\right)^2 : \left(\frac{2}{7\pi}\right)^2$$

түрінде өрнектеуге болады, яғни жарық энергиясының негізгі бөлігі орталық максимумда шоғырланған.

Максимумдардың біріншіден бастап барлық реті байқалатын бұрыштар жарықтың λ толқын ұзындығына тәуелді. Егер саңылауды монохроматты емес жарықпен жарықтандырса, онда әртүрлі толқын ұзындыққа сәйкес максимумдар әртүрлі бұрышпен байқалады, нәтижесінде экранда дифракциялық спектр аламыз.

1.2. Екі саңылаудағы жарық дифракциясы



4.2 сурет. Екі саңылаудағы Фраунгофер дифракциясы

Когерентті жарықтың параллель шоғын бір-бірінен a арақашықтықта орналасқан ені b бірдей екі саңылауы бар мөлдір емес экранға бағыттайық (4.2 сурет).

Саңылаулар бір-бірінен бірдей арақашықтықта орналасқандықтан, көршілес екі саңылаудан шыққан сәулелердің жол айырымы берілген φ бағыт үшін бірдей болады да келесі түрде анықталады: $\Delta = (a + b)\sin\varphi = d\sin\varphi$.

Бір саңылау үшін орындалған (4.6) минимум шартына сәйкес, екі саңылау үшін де интенсивтіктің бас минимумдері: $b\sin\varphi = k\lambda$ шартымен анықталады, мұндағы $k = 1,2,3,\ldots$

Ал максимумдерді қарастыратын болсақ, олар бір саңылау жағдайындағыдай барлық бағытта байқалмайды. Екі саңылаудан шыққан сәулелердің өзара интерференциясы нәтижесінде кейбір бағыттарда олар бір-бірін өшіреді.

Сондықтан, екі саңылаудағы дифракцияның бір саңылаудағы дифракциядан өзгешелігі, мұнда қосымша минимумдер пайда болады.

Интенсивтіктің нөл мәніне сәйкес қосымша минимумдер екі саңылаудан шыққан сәулелердің жол айырымдары $\lambda/2$, $3\lambda/2$, $5\lambda/2$, … болатын бағыттарда байқалады.

(4.6) қатынасты ескере отырып, екі саңылау үшін *қосымша минимумдер шарты* келесі түрде жазылады

$$d\sin\varphi = (2k+1)\frac{\lambda}{2}, \qquad (4.8)$$

мұндағы $k = 1, 2, 3\ldots$

Керісінше, бір саңылаудың әсері екінші саңылаудың әсерін күшейтеді

$$d\sin\varphi = k\lambda, \qquad (4.9)$$

мұндағы $k = 0, 1, 2, 3\ldots$, (4.9) өрнек *бас максимумдер шартын* береді.

Сонымен, Екі саңылау үшін толық дифракциялық көрініс келесі шарттардан анықталады:

$b\sin\varphi = \lambda, 2\lambda, 3\lambda, \ldots$ – бас минимумдер шарты;

$d\sin\varphi = \frac{\lambda}{2}, \frac{3}{2}\lambda, \frac{5}{2}\lambda, \ldots$ – қосымша минимумдер шарты;

$d\sin\varphi = 0, \lambda, 2\lambda, 3\lambda, \ldots$ – бас максимумдер шарты.

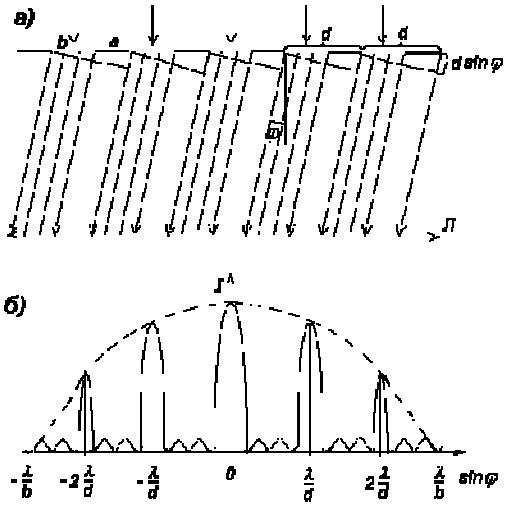
Яғни, екі бас максимумдардың арасына бір қосымша минимум орналасады дегенді білдіреді. Осылай үш саңылау кезінде де әрбір екі бас максимумдардың арасына екі қосымша минимум орналасады, төрт саңылау кезінде үш қосымша минимум орналасады, т.с.с.

1.3. Дифракциялық тор

Дифракциялық тор – жарықты спектрге жіктеуге және толқын ұзындықты өлшеуге арналған маңызды спектрлік құрал. Ол жазық шыны немесе металл бетке бірдей қашықтықта жүргізілген көптеген штрихтардан (жүздеген мың) тұрады.

Қарапайым бірөлшемді дифракциялық тор бір жазықтықта жатқан және мөлдір емес аралықтармен бөлінген, ендері бірдей, бір-біріне параллель көптеген N саңылаудан тұратын жүйе (4.3-сурет).

Саңылау енін b, ал мөлдір емес аралықтар енін a деп белгілейік. $d = a + b$ шамасы дифракциялық тор периоды немесе тор тұрақтысы деп аталады.



4.3-сурет. Фраунгофер дифракциясы (а) және N саңылаудағы дифракциялық көрініс (б)

Ең жақсы дифракциялық торлардың периоды d=0,8 мкм, яғни 1 мм-ге 1200 штрих жүргізілген. N саңылаудағы дифракциялық көрініс екі саңылаудағыдай пайда болады.

Тек қана максимумдар айқынырақ және жіңішке болып келеді, ал оларды бөліп тұрған минимумдар – жуан және өте қараңғы болып келеді. Көршілес максимумдар арасындағы арақашықтық және олардың жарқырауы саңылаулар санын арттырған сайын өсе береді.

Бір саңылаудағы дифракция кезіндегідей, әртүрлі саңылаудан φ=0 бағытында таралған барлық тербелістердің амплитудалары мен фазалары бірдей болады. Сондықтан, барлық амплитуда векторлары бір сызық бойымен бағытталады және қорытқы амплитуда $E_0 = NE_1$ болады, мұндағы E_1 – бір саңылауға сәйкес тербеліс амплитудасы.

Онда $\varphi = 0$ бағытындағы интенсивтік $I_0 = cN^2E_1^2$ түрінде болады, мұндағы c – пропорционалдық коэффициент. Бұдан шығатыны, N саңылаудағы дифракция кезінде $\varphi = 0$ бағытында интенсивтік N^2-қа (интерференцияланатын сәулелердің санының квадратына) тура пропорционал артады .

Егер бірінші және соңғы саңылаулардан келетін тербелістердің фазалары 2π-ге айырмашылық болса, яғни $N\delta = 2\pi$, мұндағы δ – көршілес саңылаулардан келген тербелістердің фазалар айырымы, онда экранда минимум байқалады. Бұдан $\delta = 2\pi / N$ шығады, сонымен қатар $\delta = \frac{2\pi}{\lambda}\Delta$ болғандықтан, онда $\Delta = \lambda/N$, мұндағы $\Delta = d\sin\varphi$ –көршілес саңылаулардан келген сәулелердің оптикалық жол айырымы.

Бұл екі бас максимумдардың арасына орналасқан *қосымша минимумдар шартын* анықтауға мүмкіндік береді.

$$d\sin\varphi = \pm\frac{k'}{N}\lambda \ , \qquad (4.10)$$

мұндағы $k' = 1,2,...,N-1,N+1,...,2N-1,2N+1,...$

(4.10) формуладағы $k' \neq 0, N, 2N, \ldots$ мәндерінен басқа барлық бүтін мәндерді қабылдайды.

Бас максимумнан көршілес минимумға өткенде жол айырымы λ/N -ге өзгеретіндіктен, кіші дифракция бұрыштары кезінде бас максимумның бұрыштық ені $\Delta\varphi = \lambda/Nd$.

Бұдан, $d = const$ кезінде, саңылаулар саны артқан сайын, интенсивтіктің өсуімен қатар, бас максимумдардың бірден қысылуы байқалады, нәтижесінде бұлыңғыр максимумдар қараңғы аралықтармен бөлінген жіңішке түрге келеді.

Бір саңылау үшін жүргізілген есептеулердегідей, N саңылауы бар дифракциялық тор үшін есептесек

$$I_{реш} = I_0 \frac{\sin^2(\pi b \sin\varphi/\lambda)}{(\pi b \sin\varphi/\lambda)^2} \frac{\sin^2(N\pi\pi d \sin\varphi/\lambda)}{\sin^2(\pi d \sin\varphi/\lambda)}, \qquad (4.11)$$

$\varphi = 0$ бұрышына сәйкес бір саңылаудан шыққан тербелістің интенсивтігі.

(4.11) өрнегіндегі бірінші көпмүшелік

$$b \sin\varphi = k\lambda, \quad (\kappa = 1,2,3,\ldots) \qquad (4.12)$$

шартын қанағаттандыратын нүктелерде нөлге айналады.

Бұл нүктелерде жекелеген әрбір саңылаулар тудыратын тербелістердің интенсивтігі нөлге тең, яғни әрбір саңылаудың әртүрлі бөліктерінен келген жарық интерференция нәтижесінде толығымен өшеді.

(4.12) шарты *дифракциялық тордың бас минимумдардың орнын* анықтайды.

(4.11) өрнегіндегі екінші көпмүшелік

$$d \sin\varphi = k\lambda, \qquad (k = 0,1,2,\ldots.) \qquad (4.13)$$

шартын қанағаттандыратын нүктелерде N^2 мәнін қабылдайды.

(4.13) шарт *дифракциялық тордың бас максимумдардың орнын* анықтайды. k саны бас максимумның ретін білдіреді. Нөлінші ретті максимум біреу ғана, ал 1-ші, 2-ші және т.с.с. реттер екі-екіден болып келеді.

Осы шартпен анықталатын бағытта, жекелеген саңылаулардан келген тербелістер өзара бір-бірін күшейтеді де, осының салдарынан бас максимумдардың интенсивтігі

$$I_{\max} = N^2 \cdot I_{\varphi}, \qquad (4.14)$$

мұндағы I_{φ} – бір саңылаудан φ бағытта таралған тербеліс интенсивтігі.

4.3, а-суретте бірнеше саңылау көрсетілген. Тордағы дифракциялық көрініс сәулелердің әрбір саңылаудағы дифракциясы кезінде және дифракцияланған сәулелердің интерференциясы кезінде пайда болады.

Бас максимумдар барлық N саңылаудан келген бірдей фазадағы тербелістер қосылатын φ бұрыштарға сәйкес келеді ((4.14) шарты). Бас максимумдардың төбесінен жүргізілген үзік-үзік бір саңылаудың интенсивтігін N^2-қа көбейткендігін көрсетеді.

Бас максимумдар ені саңылаулар саны артқан сайын кішірейеді.

Сонымен, саңылаулар тобымен алынған дифракциялық көрініс қараңғы аралықтармен бөлінген жіңішке интенсивті жарық жолақтар жүйесінен тұрады.

N саңылау көп болған сайын, жарық энергиясының көп бөлігі тор арқылы өтеді де, көршілес бас максимумдар арасында көп минимумдар пайда болады, осының салдарынан максимумдар интенсивтірек және тіктеу болып келеді.

Sin φ модулі бірден артық болмайтындықтан (4.13) формуладан бас максимумдар саны дифракциялық тор периодының толқын ұзындыққа қатынасы арқылы анықталатындығы шығады

$$\mathrm{k}_{\max} \le \mathrm{d}/\lambda .$$

(4.13) теңдікті λ-ға қатысты шеше отырып

$$\lambda = \frac{\mathrm{d} \cdot \mathrm{Sin}\varphi}{\mathrm{k}} \qquad (4.15)$$

өрнегін аламыз.

Бұл өрнек дифракциялық тор көмегімен жарықтың толқын ұзындығын есептеуге арналған негізгі формула, оны дифракциялық тор формуласы деп атайды.

(4.14) формула әртүрлі толқын ұзындықтар үшін жарық максимумдерінің орны әртүрлі болатындығын көрсетеді. Яғни, дифракциялық тор ақ жарықты түрлі түске жіктейтін аспап болып табылады, оның көмегімен дифракциялық спектр алынады.

k=0 кезінде барлық толқын ұзындықтар үшін максимум шарты орындалады, яғни, k=0 кезіндегі орталық нөлдік жолақ, түсі жарық көзінің түсімен бірдей, ауытқымаған шоққа сәйкес келеді.

k=1 кезінде орталық жолақтың екі жағында симметриялы түрде дифракциялық түсті сызықтар (күлгіннен бастап қызылға дейін). Олар ақ жарықтың құрамына кіретін түрлі толқын ұзындықтарға сәйкес келеді.

Бұл сызықтар тобы 1-ші ретті спектр деп аталады. Спектрдің қызыл жағы күлгінге қарағанда күштірек ауытқыған.

k =2 кезінде осындай сызықтар тобы – 2-ші ретті спектр пайда болады, ары қарай т.с.с.

Жоғары реттегі спектрлердің сызықтарының интенсивтігі төмен және практика жүзінде 3-ші реттен төменгі спектрлер ғана анық байқалады.

Дифракциялық спектрлердің саны шектеулі және келесі шартпен анықталады

$$\sin\varphi = k\frac{\lambda}{d} << 1 \quad . \tag{4.16}$$

Тор периоды неғұрлым үлкен болған сайын, соғұрлым көп спектрлер санын бақылауға болады, бірақ жекелген спектрлік сызықтар ғана айқын болып көрінеді.

1.4. Дифракциялық тордың спектрлік сипаттамалары

Толқын ұзындық өзгерген кезде максимум байқалатын φ бұрышының өзгеру тездігін көрсететін шаманы *бұрыштық дисперсия* деп атайды, ол келесі түрде анықталады

$$D = \frac{\delta\varphi}{\delta\lambda} = \frac{k}{d\cos\varphi} . \tag{4.17}$$

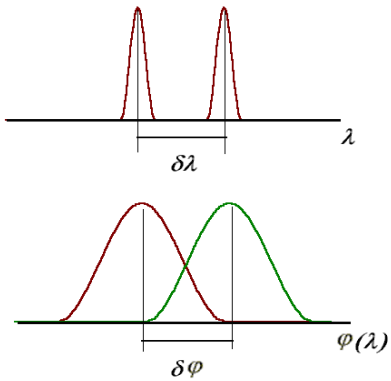
Формуладан көрініп тұрғандай, k максимум реті артқан сайын және тор периоды азайған сайын бұрыштық дисперсия артады.

Тәжірибеде тор дисперсиясын жақын орналасқан екі спектрлік сызықтың бұрыштық арақашықтығын өлшеу арқылы және белгілі $\delta\lambda$ толқын ұзындықтар айырымы (мысалы, сынаптың сары сызықтарының арасындағы айырым) арқылы анықтайды.

Неғұрлым бұрыштық дисперсия көп болған сайын, соғұрлым спектрдің толқын ұзындықтары жақын сызықтары жақсы ажыратылады да, жеке-жеке сызықтар болып көрінеді.

Айталық, спектрде толқын ұзындықтары бір-біріне жақын λ_1 және λ_2 сызықтар жұбын қарастырайық, сызықтардың толқын ұзындықтарының айырымы $\delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$.

Кез келген сызықтың қандай да бір «табиғи» ені болады, ол сол сызықтың толқын ұзындықтарының айырымынан аз болады деп есептеледі $\delta\lambda_1 \approx \delta\lambda_2 < \delta\lambda$.



4.4-сурет. Дифракциялық тордың бұрыштық дисперсиясы

Бірақ, егер де әрбір сызықтың ені нөлге тең болса, дифракциялық тор арқылы өткен жарықты бақылағанда әрбір сызыққа қандай да бір жолақ келеді (4.5-сурет, төменде).

Ол тордың қасиеттерімен анықталады және толқын ұзындықтары жақын сызықтарды ажырату үшін бұл сызық ені $D\delta\delta = \delta\varphi$ шамасынан кіші немесе тең болуы керек.

Спектрлік аспаптың ажыратқыштық қабілеті деп

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda}, \qquad (4.18)$$

өлшемсіз шаманы айтады.

Бұл өрнектегі $\delta\lambda$ спектрдегі жеке сызық болып көрінетін сызықтардың толқын ұзындықтарының минимал айырымы, R шамасы спектрлік аспаптың (дифракциялық тордың) сипаттамасы болып табылады.

Дифракциялық тордың ажыратқыштық қабілетін есептейік. Бұл мақсатта Рэлей критерийі қолданылады: сызықтар ажыратылған болып есептеледі, жекелеген сызықтар болып байқалады, егер спектрге жіктеген кезде бір сызықтың максимумы келесі сызықтың минимумымен сәйкес келсе.

Дифракциялық жолақ ені (белгілі сызыққа сәйкес) максимумге жақын минимумдар орнымен анықталады. Минимумдар орны, өз кезегінде, келесі өрнекпен анықталады

$$d\sin\varphi = k'\lambda/N \qquad k' \neq 0, N, 2N, \ldots$$

Егер k' саңылаулар саны N-ге еселі болса, онда максимум байқалады – яғни, өрнектің алыстатылған бақылау аумағындағы тербеліс амплитудасының таралуына арналған екінші көпмүшелігінің бөлімі нөлге айналады.

$$E_\varphi = E_0 \frac{\sin(\pi b \sin\varphi / \lambda)}{\pi b \sin\varphi / \lambda} \frac{\sin(N \pi d \sin\varphi / \lambda)}{\sin(\pi d \sin\varphi / \lambda)}.$$

Сонымен, бірінші толқынның максимумы $d\sin\varphi = k'\lambda/N = k\lambda$ шартын қанағаттандырғанда байқалады. Енді осы бұрышта екінші толқынның минимумы бақылануы қажет

$$d\sin\varphi = (k'-1)(\lambda+\delta\lambda)/N = (\lambda+\delta\lambda)(k-1/N)$$

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

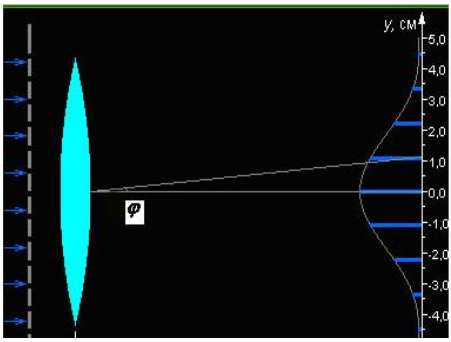
$\lambda >> \delta\lambda$ деп есептей отырып, соңғы бөліктерді ескермесек,

$$0 = k\delta\ \lambda - \frac{\lambda}{N}, \qquad R = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = kN \tag{4.19}$$

теңдігін аламыз. Яғни, неғұрлым дифракциялық максимумдар реті және тордағы саңылаулар саны көп болса, соғұрлым дифракциялық тордың ажыратқыштық қабілеті жоғары болады.

№ 4, а ЗЕРТХАНАЛЫҚ ЖҰМЫС
ДИФРАКЦИЯЛЫҚ ТОР КӨМЕГІМЕН ТОЛҚЫН ҰЗЫНДЫҚТЫ АНЫҚТАУ

2. Тәжірибелік бөлім



4.5-сурет. Дифракциялық спектрді бақылаудың оптикалық сұлбасы

Дифракциялық спектрді бақылаудың оптикалық сұлбасы 4.5-суретте келтірілген. Егер тордан кейін жинағыш линза қойса, онда оның фокустық жазықтығында әртүрлі ретті дифракциялық максимумдер байқалады.

Оларды бас максимум-дар деп атайды. Бас максимумдарды құрайтын жарық шоқтары тордан кейін (4.13) формуласымен анықталатын бағытта орналасады.

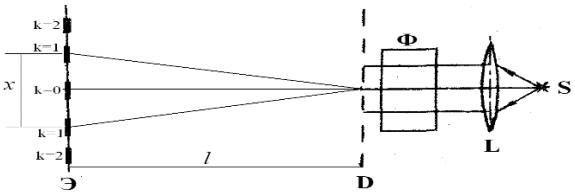
Фокустық арақашықтығы F линзаның фокустық жазықтығында кіші дифракция бұрыштарында нөлінші ретті ($\kappa = 0$) максимумнан κ-шы ретті максимумге дейінгі арақашықтық келесі формуламен анықталады

$$y_k = k\frac{\lambda}{d}F .$$

Максимумдар орны (нөлінші максимумнан басқа) толқын ұзындыққа тәуелді болғандықтан, тор спектрге жіктеу қабілетіне ие, яғни ол спектрлік аспап болып табылады.

Дифракциялық тор көмегімен толқын ұзындықты дәл өлшеуге болады. Егер тор периоды белгілі болса, онда толқын ұзындықты анықтау таңдап алынған *к*-шы ретті максимум бағытына сәйкес φ_k бұрышын өлшеуге әкеледі.

Дифракциялық тор көмегімен толқын ұзындықты анықтауға арналған тәжірибе қондырғысының принциптік сұлбасы 4.6-суретте келтірілген.



4.6-сурет. Тәжірибе қондырғысының сұлбасы

S – жарық көзі (проекциялық фонарь шамы); *L* – линза;
Ф – проекциялық фонарь; D – дифракциялық тор; Э – экран.

4.6-суретте D – дифракциялық тор, оған Ф проекциялық фонарьдан шыққан параллель жарық шоғы түседі, *l* –Э экранға дейінгі арақашықтық, *x* – 1-ші, 2-ші, 3-ші ретті спектрлердегі бірдей түсті жолақтардың ортаңғы нүктелері арасындағы арақашықтық.

Толқын ұзындығы белгілі жағдай үшін (қызыл түстің толқын ұзындығы λ=0,64 *мкм*) *d* дифракциялық тор тұрақтысын (4.15) дифракциялық тор формуласынан өрнектеп аламыз

$$d = \frac{k \cdot \lambda}{\sin \varphi} \cdot \qquad (4.20)$$

$l >> X$ болғандықтан, $\sin\varphi \approx \mathrm{tg}\varphi$ деп есептеуге болады. Онда

$$\sin\varphi \approx \mathrm{tg}\varphi = \frac{X}{2\ell}. \qquad (4.21)$$

(4.21) өрнекті (4.20)-ға қоя отырып, аламыз

$$d = \frac{k\lambda \cdot 2\ell}{X}. \qquad (4.22)$$

Дифракциялық тор тұрақтысы d белгілі болған жағдайда толқын ұзындықты анықтау үшін келесі формуланы қолданамыз

$$\lambda = \frac{Xd}{2\ell k}. \qquad (4.23)$$

2.1. Тәжірибені орындау реті және өлшеу нәтижелерін өңдеу

1-тапсырма. Дифракциялық тор тұрақтысын d анықтау

1) Проекциялық фонарьдің шамын тұрақты ток желісіне қосыңыз (12 В).

2) Экранды дифракциялық тордан орталық жолақ және қызыл мен жасыл жолақтардың 1-ші, 2-ші және 3-ші реттері анық көрінетіндей арақашықтыққа ораластырыңыз.

3) Э экраннан D дифракциялық торға дейінгі l арақашықтықты өлшеңіз.

4) Экрандағы қызыл жолақтың 1-ші, 2-ші және 3-ші ретті спектрлерінің ортасындағы x арақашықтықты өлшеңіз.

4.а.1-кесте

Дифракциялық тор тұрақтысын d анықтау

№	l, м	k	x, м	d, м	$\langle d \rangle$, м	Δd, м	$\langle \Delta d \rangle$, м	ε %	$d = \langle d \rangle \pm \langle \Delta d \rangle$, м

5) (4.22) формула бойынша қызыл жолақ спектрінің 1-ші, 2-ші, 3-ші реттері үшін дифракциялық тор тұрақтысының мәндерін анықтаңыздар (λ = 0,64мкм) .

6) $\langle d \rangle$ орташа мәнін, Δd абсолют қателік, ε салыстырмалы қателікті есептеңіздер.

7) Есептеудің соңғы нәтижесін $d = \langle d \rangle \pm \langle \Delta d \rangle$ түрінде жазыңыз.

8) Өлшеудің және есептеудің барлық нәтижелерін 4.а.1-кестеге еңгізіңіз.

2-тапсырма. Тұрақтысы белгілі дифракциялық тормен толқын ұзындығын анықтау

1) Экрандағы жасыл жолақтың 1-ші, 2-ші және 3-ші ретті спектрлерінің ортасындағы *x* арақашықтықты өлшеңіз.

2) (4.23) формулаға бойынша 4.а.2-кестедегі дифракциялық тор тұрақтысының орташа мәнін қоя отырып, жарықтың толқын ұзындығын есептеңіздер.

3) $<\lambda>$ орташа мәнін, $\Delta\lambda$, абсолют қателікті, ε салыстырмалы қателікті есептеңіздер.

4) Есептеудің соңғы нәтижесін $\lambda =< \lambda > \pm\langle\Delta\lambda\rangle$ түрінде жазыңыз.

5) Өлшеудің және есептеудің барлық нәтижелерін 4.2-кестеге еңгізіңіз.

4.а.2-кесте

Толқын ұзындықты анықтау

№	l, *м*	k	x, *м*	λ, *м*	$<\lambda>$, *м*	$\Delta\lambda$, *м*	$<\Delta\lambda>$, *м*	ε %	$\lambda =< \lambda > \pm\langle\Delta\lambda\rangle$, *м*

Бақылау сұрақтары

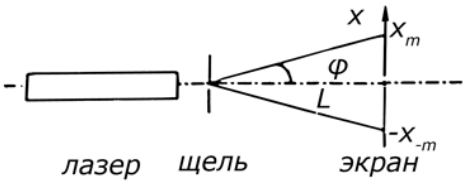
1. Гюйгенс-Френель принципі.
2. Бір саңылаудағы Фраунгофер дифракциясы.
3. Екі саңылаудағы Фраунгофер дифракциясы.
4. Дифракциялық тор және оның спектрлік сипаттамалары.

№ 4, б ЗЕРТХАНАЛЫҚ ЖҰМЫС КОГЕРЕНТТІ ЛАЗЕР СӘУЛЕСІ КӨМЕГІМЕН *N* САҢЫЛАУДАҒЫ ФРАУНГОФЕР ДИФРАКЦИЯСЫН ЗЕРТТЕУ

2. Тәжірибелік бөлім

Когерентті лазер сәулесімен бірнеше саңылаудағы дифракция құбылысын бақылаудың принциптік сұлбасы 4.7-суретте келтірілген. (He-Ne)-лазерінен шыққан параллель жарық шоғы бірнеше жіңішке саңылаулары бар экранды жарықтандырады.

Саңылаулар ені b бірдей. Көршілес саңылаулардың орталары арасындағы арақашықтық бірдей және ол d-ға тең.



4.7-сурет. Тәжірибе қондырғысының принциптік сұлбасы

4.7-сурет бойынша оптикалық тұғырға гелий-неон лазері, саңылаулары бар рамка, өлшеуіш сызғышы бар экран орналастырылады.

Гелий-неон лазері толқын ұзындығы $\lambda = 632{,}8 нм$ монохромат сәуле береді. Гюйгенс принципіне сәйкес, саңылау жазықтықтары барлық бағытта таралатын екінші ретті толқын көздері болып табылады, яғни жарық саңылауларда дифракцияланады. Дифракцияланған толқындар когерентті болып табылады, яғни олар қабаттасу аймағында интерференцияланады.

Фраунгофер дифракциясы саңылаулар жазықтығынан l арақашықтықта орналасқан экранда байқалады ($l >> b^2 / \lambda$). Бұл жағдайда экранға түскен сәулелер практика жүзінде параллель болады.

Экрандағы интенсивтіктің таралуын, әрбір саңылаудағы дифракция таралуын және көршілес саңылаулардан келген когерентті толқындардың өзара интерференциясына байланысты интенсивтіктің таралуын ескере отырып есептей аламыз.

Барлық детальдар өлшеуге қажетті шкаласы бар рейтерлерге бекітіледі. Қондырғы 4.7-суретке сәйкес оптикалық тұғырға жиналады. Оптикалық тұғырда ұзындығы 1м өлшеуіш сызғыш бар.

Саңылаулары бар пластиналар жарық шоғына қатысты пластиналарды реттеуге және орнатуға мүмкіндік беретін құрылғылармен жабдықталған ұстағыштарға бекітіледі. Экранның өлшеуіш шкаласы бойынша бақыланатын барлық минимумдердің координаттары анықталады.

2.1. Тәжірибені жүргізу реті және өлшеу нәтижелерін өңдеу

1-тапсырма. Бас минимумдер арасындағы Δx арақашықтығын және b саңылаулар енін анықтау

1) Пластинаның бетіне саусақты тигізбей саңылаулары бар пластинаның бірін ұстағышқа бекітіңіз.

2) Лаборанттың көмегімен лазерді қосыңыз. Саңылаулары бар пластинаны лазерден жарық шоғы саңылаулар тобының бірін толығымен жабатындай арақашықтыққа орналастырыңыз. Экранды оптикалық тұғырдың соңына орналастырыңыз.

НАЗАР АУДАРЫҢЫЗ:

a) Лазермен жұмыс жасау кезінде лазер сәулесінің көзге тура түсуі көру қабілетіне қауіпті екендігін есте сақтау қажет!

b) Лазер түтікшесінің электродтарына жоғары кернеу беріледі. Лазер түтікшесінің қорғағыш қабын шешуге тыйым салынады!

3) Ұстағыштың реттегіш винттерін қолдана отырып, пластинаны жарық шоғына перпендикуляр орналастырыңыз, шағылған сәулелерді кейін қарай лазердің шығыс тесігіне бағыттай отырып, экранда айқын көрініс алыңыз.

4) Рельстегі келтірілген шкала көмегімен саңылаудан экранға дейінгі *l* арақашықтықты өлшеңіз.

5) Экранда байқалған дифракциялық минимумдардың $-x_{-m}$ және x_m координаттарын өлшеңіз. Симметриялы минимумдар $\Delta x = |x_m| + |-x_{-m}|$. Өлшенетін саңылаулар санын оқытушы айтады.

6) Минимумдар үшін $\mathrm{tg}\varphi \approx \sin\varphi = \dfrac{\Delta x}{2l}$ есептеңіз (бұл шарт кіші дифракция бұрыштары кезінде орындалады).

7) (4.6) формуланы қолдана отырып, $b = k\lambda\dfrac{2l}{\Delta x}$ формуласы бойынша *b* шамасын есептеңіздер. Мұндай есептеулерді жоғары ретті минимумдар үшін жүргізіңіз.

8) $<b>$ орташа мәнін, Δb абсолют қателік, ε салыстырмалы қателікті есептеңіздер.

9) Есептеудің соңғы нәтижесін $b = \langle b\rangle \pm \langle \Delta b\rangle$ түрінде жазыңыз.

10) Өлшеу және есептеу нәтижелерін 4.б.1-кестеге еңгізіңіз.

4.б.1-кесте

Саңылаулар енін b анықтау

k минимумдар реті	Δx, мм	l, мм	$\sin\varphi$	b, *м*	$<b>$, *м*	Δb, *м*	$<\Delta b>$, *м*	$b = \langle b\rangle \pm \langle \Delta b\rangle$ *м*	ε, %
1									
2									
3									
4									
5									

11) Осыдан кейін лазер сәулесінің жолына басқа саңылаулар тобын қойып, 4–9 пункттеріндегі өлшеулерді қайталаңыз.

2-тапсырма. Тор тұрақтысын d анықтау

1) Бірінші ретті бас максимумдар арасындағы Δx арақашықтықты өлшеңіз. Бұл өлшеулерді жоғары ретті максимумдар үшін жүргізіңіз.

2) Максимумдар үшін $\mathrm{tg}\varphi = \dfrac{\Delta x}{2l} \approx \sin\varphi$ есептеңіз (бұл шарт кіші дифракция бұрыштары кезінде орындалады).

3) (4.13) формуланы қолдана отырып, $d = k\lambda \dfrac{2l}{\Delta x}$ формуласы бойынша *d* мәнін есептеңіз. Мұндай есептеулерді жоғары ретті максимумдер үшін жүргізіңіз.

4) $\langle d \rangle$ орташа мәнін, Δd абсолют қателік, ε салыстырмалы қателікті есептеңіздер.

5) Есептеудің соңғы нәтижесін $d = \langle d \rangle \pm \langle \Delta d \rangle$ түрінде жазыңыз.

6) Өлшеудің және есептеудің барлық нәтижелерін 4.б.2-кестеге еңгізіңіз.

4.б.2-кесте

Дифракциялық тор тұрақтысын d анықтау

k максимумдер реті	Δx, мм	l, мм	$\sin\varphi$	d, *м*	$\langle d \rangle$, *м*	Δd, *м*	$\langle \Delta d \rangle$, *м*	$d = \langle d \rangle \pm \langle \Delta d \rangle$ м	ε, %
1									
2									
3									
4									
5									

7) Жүйенің басқа да параметрлерін есептеңіз: $a = d - b$ – мөлдір емес аралық ені және $\mathrm{N} = \frac{1}{\langle \mathrm{d} \rangle}$ формуласын қолдана отырып N – 1мм-ге келетін саңылау санын.

8) d/b қатынасын есептеңіз.

9) Дәл осындай өлшеулерді басқа саңылаулар тобымен жүргізіңіз.

Бақылау сұрақтары

1. Жарықтың дифракция құбылысы.
2. Гюйгенс-Френель принципі.
3. N саңылаудағы Фраунгофер дифракциясы кезіндегі жарық интенсивтігінің максимум және минимум шарттарын қорытып шығарыңыз.
4. Берілген жұмыстағы өлшеу әдісі.
5. Фраунгофер дифракциясы кезіндегі экрандағы жарық интенсивтігінің таралуын салыңыз.

№ 5 ЗЕРТХАНАЛЫҚ ЖҰМЫС ПОЛЯРИЗАЦИЯ ЖАЗЫҚТЫҒЫНЫҢ БҰРЫЛУЫН ЗЕРТТЕУ

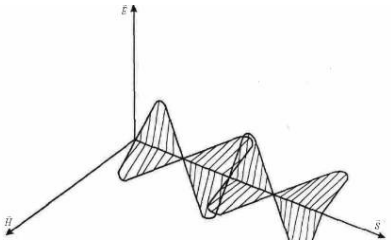
Жұмыстың мақсаты*:* Оптикалық активті заттардан поляризация жазықтығының бұрылу құбылысын зерттеу және бұл құбылысты жартылай көлеңкелі сахариметр көмегімен қант ерітіндісінің концентрациясын анықтауда қолдану.

1. Теориялық кіріспе

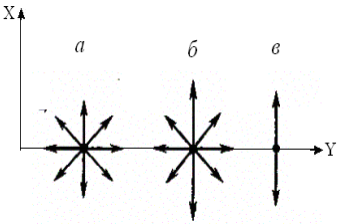
1.1. Табиғи және поляризацияланған жарық

Жарық күрделі құбылыс – ол бір жағынан электромагниттік толқын түрінде, екінші жағынан – фотондардың ағыны ретінде қасиет көрсетеді.

Жарық поляризациясы жарықтың толқындық қасиетін көрсететін құбылыстардың қатарына, яғни толқындық оптикаға жатады.



5.1-сурет. Жазық электромагниттік толқынның "лездік суреті"



5.2-сурет. Векторының таралуы (а) табиғи жартылай поляризацияланған, (в) жазық поляризацияланған жарықта

Электромагниттік толқында электр өрісінің $\vec{E}$ және магнит өрісінің $\vec{H}$ кернеулік векторлары өзара перпендикуляр және толқынның таралу бағытына, яғни $\vec{S}$ сәулесіне перпендикуляр бағыттта таралады. (электромагнитттік толқындар – көлденең толқындар) (5.1-сурет).

$\vec{E}$ электрлік вектор арқылы өтетін және $\vec{S}$ толқынның таралу бағыты *жарық векторының тербеліс жазықтығы* немесе *поляризация жазықтығы* деп аталады (бұл атау затқа жарықпен әсер еткенде зат атомындағы электрондарға әсер ететін толқын өрісінің электрлік құраушысы негізгі мәнге ие болатындығына негізделген).

$\vec{E}$ векторы (сәйкесінше $\vec{H}$) мүмкін болатын барлық бағытта тербелетін жарық *табиғи жарық* деп аталады.

Жарық векторының тербелісі қандай да бір ретпен реттелген болса мұндай жарық *поляризацияланған жарық* деп аталады. Егер, қандай да бір сыртқы әсер нәтижесінен басым (бірақ ерекше емес) $\vec{E}$ векторының тербеліс бағыты пайда болса, онда жартылай поляризацияланған жарық аламыз (5.2, б-сурет).

$\vec{E}$ векторы (сәйкесінше $\vec{H}$) сәулеге перпендикуляр, тек бір бағытта ғана тербелсе, жарық *жазық-поляризацияланған* (сызықты-поляризацияланған) деп аталады (5.2, в-сурет). Бұл жағдайда электр векторының ұшы уақытқа байланысты кеңістіктің кез келген нүктесінде толқынның таралу бағытына перпендикуляр түзу сызық сызады.

Егер $\vec{E}$ векторының ұшы уақыт өтуіне байланысты кез келген берілген нүктеде шеңбер сызатын болса, онда толқын шеңбер бойынша поляризацияланған немесе *циркулярлы-поляризацияланған* деп аталады, егер эллипс сызса – *эллипс бойынша поляризацияланған* немесе *эллипстік поляризация* деп аталады.

Суретте көрсетілгендей, табиғи жарықта $\langle E_X^2 \rangle = \langle E_Y^2 \rangle$ (бұрышты жақшалар уақыт бойынша орташа мән екенін көрсетеді), жартылай поляризацияланған жарықта $\langle E_X^2 \rangle > \langle E_Y^2 \rangle$, жазық поляризацияланған жарықта $E_X = 0$.

Поляризация дәрежесі деп мына шаманы айтамыз

$$P = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}, \qquad (5.1)$$

мұндағы I_{max} және I_{min} – екі өзара перпендикуляр бағыттағы жартылай поляризацияланған жарықтың сәйкесінше максимал

және минимал интенсивтіліктері. Табиғи жарық үшін $I_{max}= I_{min}$ және P = 0, жазық поляризацияланған жарық үшін $I_{min}= 0$ және P = 1.

Нақты жарық көзінен шыққан жарық (күн, қыздыру шамы, сынапты шам және т.б.) – *табиғи жарық*, келесі себептермен поляризацияланған болып табылмайды.

Кез келген мұндай жарық көзі, жарық толқындары бір-біріне тәуелсіз әртүрлі уақыт аралықтарында (10^{-10}– 10^{-8}с) әртүрлі фазамен, амплитудамен және электр векторының әртүрлі тербеліс бағыттарында жарық толқындарын шығаратын көптеген атомдар санынан тұрады.

Табиғи жарық тез және ретсіз бір-біріне ауысатын, мүмкін болатын барлық бағытта тербелетін жарық толқындарының жиынтығы.

Сондықтан, денеден шығатын тұтас жарық толқыны барлық мүмкін болатын тең ықтималды жарық векторының тербелісімен сипатталады (5.2, а-сурет; сәуле сурет жазықтығына перпендикуляр).

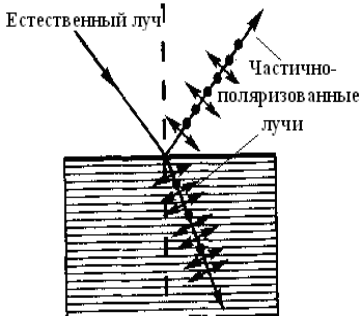
Берілген жағдайда $\vec{E}$ векторының бірдей таралуы атомдық сәуле шығарудың көп санымен сипатталады, ал $\vec{E}$ векторының амплитудалық мәндерінің теңдігі – әр атомның шығаратын сәулелену интенсивтілігінің (орташа алғанда) бірдейлігі.

1.2. Табиғи жарықтан поляризацияланған жарық алу әдістері

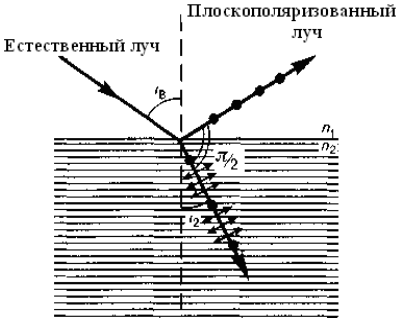
1.2.1. Екі диэлектриктің бөліну шекарасынан жарықтың шағылу және сыну кезіндегі поляризация

Егер табиғи жарық екі диэлектриктің бөліну шекарасына түссе (мысалы, ауа және шыны), онда бір бөлігі шағылады, ал бір бөлігі сынады да екінші ортада таралады.

Шағылған сәуледе түсу жазықтығына перпендикуляр тербелістер (5.3-суретте олар нүктелермен белгіленген), ал сынған сәуледе – түсу жазықтығына параллель тербелістер пайда болады (стрелкалармен белгіленген).



5.3-сурет. Кез келген бұрышпен түскен кездегі диэлектриктен шағылу



5.4-сурет. Брюстер бұрышымен түскен кездегі диэлектриктен шағылу

Поляризациялану дәрежесі сәуленің түсу бұрышы мен сындыру көрсеткішіне байланысты болады. Шотланд физигі Д. Брюстер i_B (Брюстер бұрышы) түсу бұрышы кезінде, мынадай қатынаспен анықталатын заң ашты

$$\operatorname{tg} i_B = n_{21} = \frac{n_2}{n_1}, \qquad (5.2)$$

(мұндағы n_{21} – біріншіге қатысты екінші ортаның сыну көрсеткіші),

а) шағылған сәуле ***жазық-поляризацияланған*** болып табылады (түсу жазықтығына перпендикуляр тербелістерден ғана тұрады;

б) сынған сәуле i_B ***максимал поляризацияланады***, бірақ толық емес;

в) шағылған және сынған сәулелер ***өзара перпендикуляр***.

Сынған сәуленің поляризациялану дәрежесі анағұрлым жоғары болуы мүмкін (жарық бірнеше рет сынумен бөліну шекарасына Брюстер бұрышымен түскен кезде). Егер, мысалы, шыны үшін (n = 1,53) сынған сәуленің поляризациялану дәрежесі ≈ 15 % құраса, онда жарық бір-біріне қабаттасқан 8-10 шыны қабықшадан өткеннен кейін толық поляризацияланған болады.

Мұндай қабықшалардың жиынтығын ***шыны табан*** деп атайды.

1.2.2. Анизотропты ортада жарықтың таралуы. Қосарлана сыну

Анизотропты орта – бұл әртүрлі бағыт бойынша бірдей емес электрлік және оптикалық қасиетке ие орта. Егер де бұл қасиеттер барлық бағыт бойынша ұқсас болса, онда орта ***изотропты*** деп аталады.

Изотропты ортада электрлік ығысу векторы $\vec{D}$ және кернеулік векторы $\vec{E}$ коллинеарлы: $\vec{D} = \varepsilon \cdot \vec{E}$, мұндағы ε – ортаның диэлектрлік өтімділігі.

Анизотропты ортада $\vec{D}$ және $\vec{E}$ бағыт бойынша сәйкес келмейді, сондықтан олардың арасындағы байланыс белгілі бір координат жүйесін таңдау кезінде мына түрде жазылуы мүмкін:

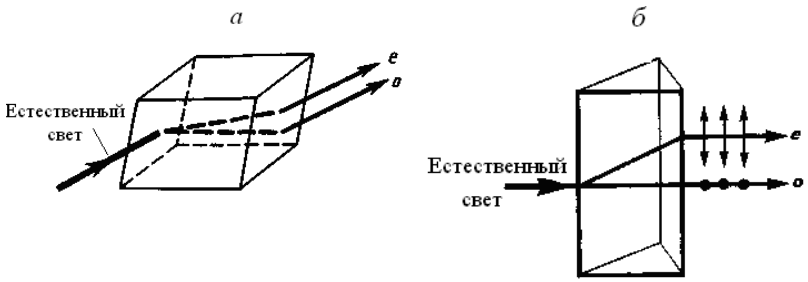
$$D_X = \varepsilon_1 E_X, \qquad D_Y = \varepsilon_2 E_Y, \qquad D_Z = \varepsilon_3 E_Z,$$

мұндағы ε_1, ε_2, ε_3 – ортаның электрлік қасиеті түрлі бағыт бойынша әртүрлі болатындығын көрсететін және бір-біріне тең емес диэлектрлік өтімділік. Егер $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon_3 = \varepsilon$ болса, онда орта изотропты.

Барлық мөлдір кристалдар (оптикалық изотропты кубтық жүйедегі кристалдан басқалары) сәулені қосарлана сындыру қабілеттілігіне ие, яғни түскен жарықтың екіге жіктелуі. Бұл құбылыс исланд шпаты үшін 1669 ж. дат ғалымы Э. Бартолинмен ашылған ($CaCO_3$ кальциттің көптүрлілігі), анизотропты ортада жарықтың таралу ерекшелігімен түсіндіріледі және де тәуелсіз түрде Максвелл теңдеуінен шығады.

Егер қалың исланд шпаты кристалына жіңішке жарық шоғын бағыттайтын болсақ, онда кристалдан бір-біріне және түскен сәулеге параллель екі кеңістікпен бөлінген сәулелер шығады (5.5, а-сурет). Бұл сәулелердің біреуі кәдімгі (о), екіншісі – ерекше (е) деп аталды. Ерекше сәуле жарықтың сыну заңына бағынбайды, яғни ол түскен жазықтық бойынша шыға алады.

Екі ортаның шекарасына жарық қалыпты түскен жағдайда ерекше сәуле сынады. (5.5, б-сурет).



5.5-сурет. Исланд шпатынан қосарланып сыну құбылысы

Кристалдың оптикалық осі деп – қосарлана сынуға ұшырамай жарықтың таралу бойындағы бағыт айтылады. Кристалдың оптикалық осі – бұл таңдап алынған түзу емес, кристалдың кез келген нүктесі арқылы өтуі мүмкін бағыт.

Симметрия түріне қарай кристалдар – ***бір ості*** (исланд шпаты, кварц, турмалин) немесе ***екі ості*** (гипс, слюда, топаз). Кәдімгі және ерекше сәулелер өзара перпендикуляр жазықтықтарда жазық-поляризацияланған.

Жарық сәулесі бағыты мен кристалдың оптикалық осі арқылы өтетін жазықтық ***бас жазықтық*** (немесе кристалдың бас қимасы) деп аталады.

Кәдімгі сәуледе $\vec{E}$ жарық векторының тербелісі бас жазықтыққа перпендикуляр, ерекше сәуледе бас жазықтық бойымен өтеді (5.5, б-сурет).

Кәдімгі сәуледе $\vec{E}$ жарық векторының тербелісі бас жазықтыққа перпендикуляр, ерекше сәуледе бас жазықтық бойымен өтеді (5.5, б-сурет).

Кәдімгі сәуленің кез келген бағытында $\vec{E}$ жарық векторының тербелісі кристалдың оптикалық осіне препендикуляр, сондықтан кәдімгі сәуле барлық бағытта бірдей жылдамдықпен таралады $\upsilon_0 = c/n_0$, және ол үшін сыну көрсеткіші тұрақты $n_0 = \text{const}$.

Ерекше сәуледе $\vec{E}$ жарық векторының тербеліс бағыты мен оптикалық осьі арасындағы бұрыш 90^o-қа тең емес және сәуленің бағытына тәуелді, сондықтан ерекше сәулелер әртүрлі бағытта түрлі жылдамдықпен таралады $\upsilon_e = c/n_e$, n_e – ерекше

сәуленің сындыру көрсеткіші сәуле бағытына тәуелді айнымалы шама болып табылады.

1.2.2.1. Поляроид

Бірқатар кристалдар ***дихроизм*** қасиетіне ие – $\vec{E}$ векторының бағытына байланысты жарықтың жұтылу тәуелділігі. Күшті дихроизацияланған кристалдың мысалы ретінде, кәдімгі сәуленің күшті жұтылуынан 1 мм қалыңдықтағы қабықшаның өзінен ерекше сәулелер бөлініп шығатын – турмалин алынады.

Қазіргі уақытта герапатит кристаликтері себілген арнайы полимерлік қабықшалар дайындайды. Мұндай қабықша $\approx 0{,}1$ мм қалыңдықтың өзінде спектрдің көрінетін бөлігіндегі кәдімгі сәулелерді толығымен жұтады.

Оптикалық элементтер – бір бағытта тербелетін жарық сәулелерін жұтатын және ортогональды тербеліс бағытындағы жарық сәулелерін өткізетін кристалдық немесе полимерлік қабықшалар ***поляроид*** деп аталады.

1.2.2.2. Поляризацияланған призмалар

Призмалар екі топқа бөлінеді:

1) тек бір жазықполяризацияланған сәуле беретін призмалар (поляризацияланған призмалар);

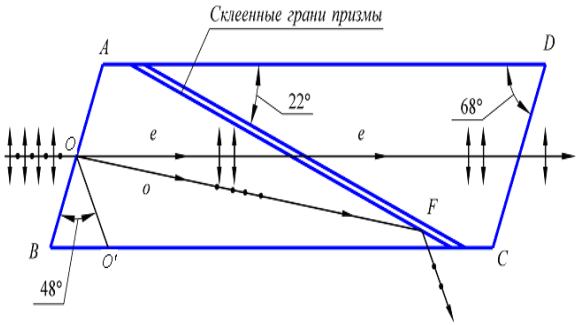
2) өзара перпендикуляр жазықтықта поляризацияланған екі сәуле беретін призмалар (қосарлана сындырушы призмалар).

Николь призмасы немесе николь (5.6-сурет) исланд шпатынан жасалған АС сызығы бойымен $n_{кб}$ = 1,55 канада бальзамымен жабыстырылған поляризацияланған призма. Призманың ОО' оптикалық осі кіріс қырымен 48° бұрыш құрайды.

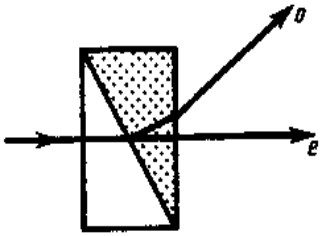
Призманың алдыңғы қырында *СВ* қабырғасына параллель табиғи сәуле екі сәулеге бөлінеді: кәдімгі (n_o = 1,66) және ерекше (n_e = 1,51). Шектік бұрышқа тең немесе үлкен сәйкес түсу бұрышын таңдау кезінде кәдімгі сәуле F нүктесінде толық шағылуға ұшырайды (канада бальзамы ол үшін оптикалық

тығыздығы аз орта болып табылады $n_o < n_{кб} < n_e$), ал одан кейін қарайтылған қырындағы СВ жазықтықта жұтылады.

Ерекше сәуле кристалдан түскен сәулеге параллель шығады, ол түскен сәулемен салыстырғанда елеусіз аз ғана ығысады.



5.6-сурет. Николь призмасындағы сызықты поляризацияланған жарық сәулесінің жолы



5.7-сурет. Қосарлана сындырушы призмадағы сызықты поляризацияланған жарық сәулесінің жолы

Қосарлана сындырушы призмаларды кәдімгі және ерекше сәулелердің сыну көрсеткіштерін бір-бірінен алыс қашықтыққа ажырату үшін қолданады.

Қосарлана сындырушы призмалардың мысалына исланд шпатынан және шыныдан жасалған призмалар, оптикалық осьтері өзара перпендикуляр исланд шпатынан жасалған екі призмадан құралған призмалар жатады.

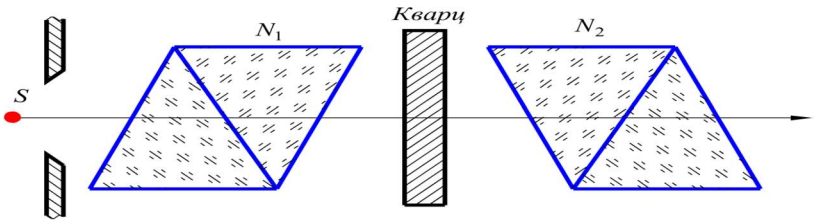
Бірінші призма үшін (5.7-сурет) кәдімгі сәуле шпатта сынады және де шыныда екі рет сынады, сол себепті күшті

ауытқиды, ерекше сәуле шыны үшін сәйкес n ($n \approx n_e$) сындыру көрсеткішінде призмадан ауытқусыз өтеді. Екінші призма үшін оптикалық осьтердің бағдарындағы айырмашылық кәдімгі және ерекше сәулелердің арасындағы ажырау бұрышына әсер етеді.

1.3. Поляризация жазықтығының бұрылуы

Поляризация жазықтығын бұруға қабілеті бар заттар *оптикалық активті* заттар деп аталады. Бұл құбылыс Арагомен ашылған, қатты денлерде (кварц, қант, киноварь), және сұйықтарда (қанттың сумен ерітіндісі, вино қышқылы, скипидар) байқалады.

Оптикалық активті заттар поляризация жазықтықтығының бұрылу бағытына қарай екіге бөлінеді оң- және теріс бұрушы.



5.8-сурет. Араго тәжірибесі

5.8-суретте Араго тәжірибесінің сұлбасы келтірілген. Жарық шоғы тізбектелген екі Николь призмасы арқылы және олардың ортасына қойылған кристалдық қабықшадан өтеді.

Мұндағы S – жарық көзі, N_1 және N_2 – никольдар, N_1 – бұл поляризатор, N_2 – анализатор. Алдымен кварцтық қабықша жоқ жағдайды қарастырамыз. Егер N_1 және N_2 – николь кристалдарының бас жазықтықтары параллель болса, онда поляризатордан шыққан жарық толығымен анализатордан өтеді.

Егер де николь кристалдарының бас жазықтықтары бір-біріне перпендикуляр (никольдар айқасқан) болса, онда жарық мүлдем анализатордан өтпейді, көру аймағы қараңғы болады. Жалпы жағдайда анализатордан өтіп шыққан жарық интенсивтілігі Малюс заңына бағынады:

$$I = I_0 \cos^2 \alpha \ , \qquad (5.3)$$

мұндағы α – N_1 және N_2 бас жазықтықтары арасындағы бұрыш.

Егер N_1 және N_2 арасына оптикалық осі түскен сәулеге параллель болатын кварц қабықшаны орналастыратын болсақ, онда анализатор жарық өткізбей, көру аймағы қараңғы болуы қажет. Бірақ та, тәжірибеде байқау аймағы жарықталған болды.

Тек N_2 анализаторды φ бұрышқа бұрғанда ғана толық қараңғылық алу мүмкін болды. Бұл жарық кварц қабықша арқылы өткенде поляризация жазықтығы, яғни электр өрісінің тербелу жазықтығы белгілі бір φ бұрышқа бұрылатынын, толқын барлық уақытта сызықты поляризацияланған болып қала беретіндігін көрсетеді.

Поляризация жазықтығының бұрылу құбылысын Френель түсіндірді.

Френель бойынша оптикалық активті заттар – қосарлана сәуле сындырудың ерекше түріне жатады, шеңбер бойынша оң және теріс сызықты поляризацияланған екі жарық тербелістерінің беттесуіне негізделген.

Сол себепті шеңбер бойынша оң және теріс поляризацияланған сәулелер әртүрлі таралу жылдамдықтарына ие болады $\upsilon_{оң}$ және $\upsilon_{сол}$.

Мұндай сәулелер үшін сыну көрсеткіштері де түрліше болады $n_o = c/\upsilon_o$, $n_c = c/\upsilon_c$, және қалыңдығы l ортадан өткенде сәулелер арасында жол айырымы пайда болады $\Delta = \ell(n_c - n_o)$, және сәйкесінше фазалар айырымы

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0}\Delta = \frac{2\pi\pi(_c - n_o)\ell}{\lambda_0}.$$

Сол тербеліс үшін сыну көрсеткіші оң тербелістің сыну көрсеткішінен үлкен болған жағдайда поляризация жазықтығының бұрылу бұрышы мынаған тең

$$\varphi = \frac{\lambda_0}{\pi(n_c - n_o)\ell}. \qquad (5.3)$$

(3.3) формула Био заңымен сәйкес келеді: оптикалық активті кристалдар мен таза сұйықтар үшін поляризация жазықтығының бұрылу бұрышы

$$\varphi = \alpha \cdot \ell \,, \tag{5.4}$$

оптикалық активті ерітінділер үшін

$$\varphi = [\alpha] \cdot \ell \cdot C \,, \tag{5.5}$$

мұндағы l – оптикалық активті заттағы жарықтың жүріп өткен жолы, α ($[\alpha]$) – меншікті бұрылу деп аталатын бірдей қалыңдықтағы оптикалық активті заттың қабатынан өткендегі поляризация жазықтығының бұрылуының сандық мәні (ерітінділер үшін – бірдей концентрацияда),

C – ерітіндідегі оптикалық активті заттың массалық концентрациясы, кг/м^3.

Меншікті бұрылу зат табиғатына , температурасына және вакуумдегі жарық толқынының ұзындығына тәуелді болады.

1.4. Поляриметр. Сахариметр

Жоғарыда айтылған тәжірибеде поляризация жазықтығының бұрылу бұрышы қараңғыға негізделген екі қондырғының нәтижесінде анықталады: активті зат бар кезінде және жоқ жағдайда. Мұндай қондырғыны қолдану тиімсіз, ол одан да дәлдірек басқа қондырғымен алмастырылады.

Поляризация жазықтығының бұрылу бұрышын анықтау үшін жартылай көлеңкелі қондырғылар – поляриметрлер кең қолданыс тапты. Бұл қондырғы тек қараңғыға емес көру өрісінің екі жағының да бірдей жарықталуына негізделген.

Көздің физиологиялық ерекшеліктерінің арқасында мұндай қондырғының дәлдігі өте жоғары болып табылады.

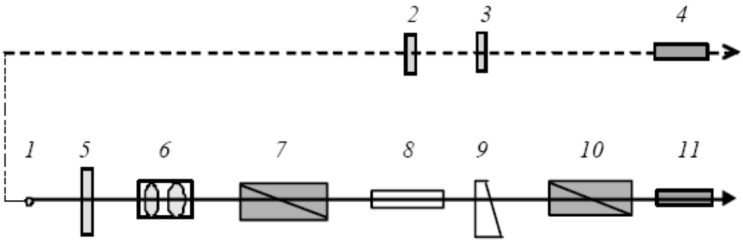
Зат арқылы жарық өткенде поляризация жазықтығының бұрылу бұрышын өлшеу үшін арнайы құралдар – поляриметрлер қолданылады.

Олардың көмегімен оптикалық активті заттың қалыңдығы мен концентрациясын дәл және тез анықтауға болады.

Қант концентарциясын анықтауға арналған поляриметрлер *сахариметрлер* деп аталады.

2. Тәжірибелік бөлім

Жартылай көлеңкелі сахариметердің жұмыс істеу принципі мен оптикалық сұлбасын қарастырайық (5.9-сурет).



5.9-сурет. Жартылай көлеңкелі сахариметердің оптикалық сұлбасы

Жарық көзінен шыққан жарық *1* (қыздыру шамы) екі шоққа бөлінеді.

Олардың біреуі (5.9-суретте үзік сызықпен көрсетілген) окуляр арқылы бақыланатын құралдың шкаласын 2 және ониусын *3* жарықтандырады.

Екінші жарық шоғы спектрдің қызыл аймағын бөліп тұратын жарық фильтрі арқылы өтеді. Линзалар жүйесі *6* (конденсор) поляризатордың *7* (Николь призмасы) кірісіне түсетін параллель жарық шоғын қалыптастырады.

Алынған жазық-поляризацияланған жарық қант ерітіндісі бар кювета *8*, компенсатор *9* (оң айналмалы кварц арқылы дайындалған айнымалы қалыңдық клині) арқылы өтіп анализатор кірісіне *10* (Николь призмасы немесе поляроидты қабықша) түседі. Визуалды байқау көру түтікшесінің окуляры *11* арқылы іске асады.

Егер поляризатор мен анализатордың бас өткізу жазықтықтары тік бұрыш жасайтын болса (поляризатор мен анализатор айқасқан), олардың ортасында ортикалық активті зат жоқ болса, онда мұндай жүйе арқылы жарық өтпейді және көру өрісі қараңғы болады. Активті зат бар болған жағдайда поляризация жазықтығы аздаған бұрышқа бұрылады.

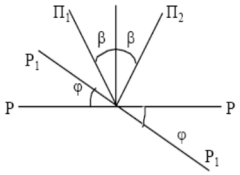
Малюс заңына сәйкес анализатор арқылы өткен жарық интенсивтілігі нөлге тең болмайды, демек көру өрісі жарықталынады.

Қайтадан толық қараңғылық алу үшін, анализаторды оптикалық активті заттан өткен жарықтың полиризация жазықтығының бұрылу бұрышына тең бұрышқа бұру қажет. Бірақ, адам көзі көбірек қараңғы болған сәтті жеткілікті дәл анықтай алмайды.

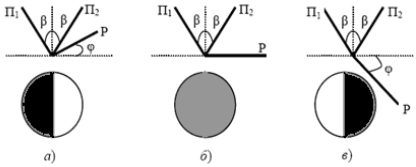
Сондықтан тәжірибеде жартылай көлеңкелі деп аталатын әдіс қолданылады.

Осы мақсатта жартылай көлеңкелі сахаримтерде кәдімгі Николь призмасы анализатор ретінде қолданылады, ол бас өткізу жазықтығы бойымен екі тең бөлікке бөлінген. Алынған қырлар арқылы аздаған $\beta = 2 - 2{,}5°$ бұрышпен қиылысатын тегістелген беттен құралатын сына аламыз, одан кейін екі жарты қайтадан жабыстырылған.

Анализатордың екі жартысының $П_1$ және $П_2$ өткізу жазықтықтары өзара аздаған 2β (5.10-сурет) бұрыш түзеді, ал дөңгелек көру өрісі вертикаль сызық арқылы тең бөлікке бөлінеді (5.11-сурет).



5.10-сурет. Сахариметрдегі анализатор сұлбасы



5.11-сурет. Сахариметрдегі анализатордың көру өрісі

Егер поляризатордан шығатын PP жарықтың поляризация жазықтығы анализатордың $П_1$ және $П_2$ жартысының бас жазықтықтарының арасындағы биссектриса бұрышына перпендикуляр болса, онда көру өрісінің екі жартысы да бірдей жарықталған болады

$$I_1 = I_2 = I_0 \sin^2 \beta,$$

мұндағы I_1 және I_2 – сәйкесінше анализатор жартылары өтетін жарық интенсивтіліктері, яғни көру өрісі толық қараңғы болмайды, жартылай көлеңкелі болады (5.11, *б*-сурет), I_0 – анализаторға түскен жазық – поляризацияланған жарық интенсивтілігі.

Егер РР жазықтық φ бұрышына бұрылса P_1P_1 жағдайына ауысса, онда анализатордың екі жартысынан шыққан жарық бірдей болмайды

$$I_1 = I_0 \sin^2(\beta + \varphi), \qquad \text{және} \qquad I_2 = I_0 \sin^2(\beta - \varphi).$$

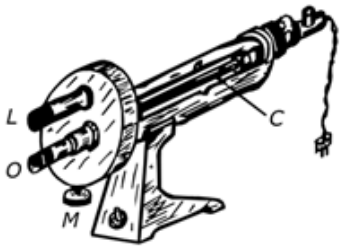
Осылайша, жарық полыризациясы жазықтығының РР аздаған бұрышқа бұрылуы, екі жартының көру өрісінің тең жарықталынуын елеулі өзгеріске алып келеді. (5.11, *а*, *в*-сурет).

Егер қондырғыны орналастырғаннан кейін анализатордың екі жартысы тең жарықталынуы үшін анализатор мен поляризатор арасына зерттелетін зат орналастырса, онда көру өрісінің екі жартысы да бірдей жарықталынбайды. Тең жарықталыну алу үшін анализаторды активті заттан поляризация жазықтығының бұрылу бұрышына тең φ бұрышқа бұру қажет.

Сахариметрде анализатор бұрылмайды. Жарықталыну сынатәріздес кварц компенсатормен реттеліп отырады. Кварц та өзі арқылы өткен жарықтың поляризация жазықтығын бұруға қабілеті бар зат, ол қант ерітіндісіне қарағанда поляризация жазықтығын кері бағытта бұрады.

Микрометрлік винттің көмегімен сәулеге перпендикуляр кварц сынаны енгіземіз, яғни оның жұмыс бөлігінің қалыңдығын өзгерте отырып қант ерітіндісімен поляризация жазықтығының бұрылуын теңгеріп, көру өрісінің бірдей жарықталынуын қалыптастыруға болады.

Жұмыста әмбебап сахариметр СУ-4 (5.12-сурет) қолданылады, және оның құрамына белгілі және белгісіз концентрациялы қант ерітіндісі бар кюветалар кіреді. Әрбір кюветаның ұзындығы 2 дм-ге тең.



5.12-сурет. Сахариметрдің жалпы көрінісі

Төменгі окулярдың көру өрісі вертикаль сызықпен екіге бөлінген. Жоғарғы окуляр поляризация жазықтығының бұрылу бұрышының сандық мәнін алуға арналған.

Жарық көзінен шыққан жарық алдымен поляризатор арқылы өтеді және поляризацияланады. Сосын оны жарықты екі жартыға бөлетін жарық шоғының екі жартысының поляризация жазықтығы қабықшадан кейін орналасқан анализатордың өткізу жазықтығымен бірдей бұрыш құрайтын жартылай көлеңкелі қабықша арқылы өткізеді.

Сол себепті окулярда жіңішке сызықпен бөлінген бірдей жарықтылықты екі салыстыру өрісі көрініп тұр (5.11, *б*-сурет). Егер поляризатор мен анализатор арасындағы кюветті бөлікке қант ерітіндісі бар түтікше енгізсек, онда ерітінді поляризация жазықтығын бұрады.

Өрістің теңдігі бұзылады. (5.11, а, в-сурет). Өріс жарықтылығын теңестіре отырып жоғарғы окулярдағы шкала нониусы арқылы санақ жүргізеді.

2.1. Тәжірибені орындау реті және өлшеу нәтижелерін өңдеу

1-тапсырма. ***Бұрылу тұрақтысын анықтау***

1. Поляриметрді жарық көзіне қосыңыз.

2. Окулярды екі жарты көру өрісі сызығының анық көрінетін жеріне қойыңыз.

3. Микрометрлік тетікті бұрай отырып, окулярдың көру өрісінің екі бөлігінің кезекті жарқырауын бақылай отырып, олардың бірдей жарықталуына келтіріңіз (5.11, *б*-сурет).

4. Жоғарғы окулярдағы нониусы бар шкаладан φ_0 өлшемін жазып алыңыз ($\varphi_0 \approx 0$ дұрыс қойылғанда)

5. $\varphi_{0\text{ср}}$ -дің орташа мәнін анықтаңыз

$$\varphi_{0\text{ср}} = \frac{\varphi_{01} + \varphi_{02} + \varphi_{03}}{3}. \qquad (5.6)$$

Бұл нәтиже поляризация жазықтығының бұрылу бұрышын анықтау үшін есептеу жасағанда қажет болады.

6. Концентрациясы белгілі қант ерітіндісі құйылған түтікті (C_1 %) алыңыз да, тетікті бұрау арқылы екі бөлігінің де жарықталуының бірдей болған кездегі φ_1 бұрылу шамасын жазыңыз (5 рет).

$\varphi_{1ср}$ -дің орташа мәнін табыңыз және нөлден ығысуға түзету жасаңыз.

$$\varphi_{1ср} = \frac{\varphi_{11} + \varphi_{12} + \varphi_{13} + \varphi_{14} + \varphi_{15}}{5} \quad , \quad \varphi_{1экс} = \varphi_{1ср} - \varphi_{0ср} \, . \quad (5.7)$$

Нәтижелерді 5.1-кестеге түсіріңіз.

7. (5.5) формулаға сәйкес $\varphi_{1экс} = [\alpha] \cdot l \cdot C_1$, бұдан

$$[\alpha] = \frac{\varphi_{1экс}}{\ell C_1} \, , \quad (5.8)$$

мұндағы l=0,2м – түтікше ұзындығы, C_1 = 1% .

5.1-кесте

Бұрылу тұрақтысын анықтау

Түтіктің нөмірі	Өлшеудің нөмірі	φ_1, град	$\varphi_{1ср}$, град	$\varphi_{1экс}$, град	$[\alpha]$, град/(м·%)	$\Delta[\alpha]$ град/(м·%)	ε, %
1							

$\varphi_{0ср}$ =____, l= 0,2м, C_1 = 1 % .

8. Бұрылу тұрақтысын анықтау қателігін құралдың жүйелік қателігін анықтағандай анықтағыз.

2-тапсырма. ***Ерітіндідегі қант концентрациясын анықтау***

1. Концентрациясы белгісіз C_2 % қант ерітіндісі бар екінші түтікі корпусқа орналастырыңыз, φ_{2i} үшін бес рет мәнін

өлшеңіз. Әр тәжірибеде құралдың нөлден ығысуына түзету жасаңыз

$$\varphi_{2i\text{экс}} = \varphi_{2i} - \varphi_{0ср}. \qquad (5.9)$$

Барлық алынған нәтижелерді 5.2-кестеге енгізіңіз.

2. Әр тәжірибе нәтижесінен формула бойынша екінші түтіктегі ерітінді концентрациясын есептеңіз

$$C_{2i} = \frac{\varphi_{2i\text{экс}}}{[\alpha]\cdot l}. \qquad (5.10)$$

3. Екінші түтіктегі қант концентрациясының орташа мәнін табыңыз (5.11) және тікелей өлшеу әдісі бойынша (5.12) концентрацияны анықтау қателігін есептеңіз

$$\langle C_2 \rangle = \frac{\sum_{i=1}^{5} C_{2i}}{5}, \qquad (5.11)$$

$$\Delta C_{2i} = \left|\langle C_2 \rangle - C_{2i}\right|, \quad \Delta C_2 = t_{0,95}(5)\sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{5}\Delta C_{2i}^2}{5(5-1)}}, \quad \varepsilon = \frac{\Delta C_2}{\langle C_2 \rangle}\cdot 100\%. \qquad (5.12)$$

мұндағы $t_{0,95}(5) = 2{,}4$ – сенімділік ықтималдылығы 0,95 болғандағы 5 өлшем үшін Стьюдент коэффициенті.

4. Нәтижені мына түрде көрсетіңіз $C_2 = \langle C_2 \rangle \pm \Delta C_2$.

5. Алынған нәтижелерді 5.2-кестеге енгізіңіз.

5.2-кесте

Екінші түтіктегі қант ерітіндісінің концентрациясын табу

Түтіктің нөмірі	Өлшеудің нөмірі	φ_{2i}, град	$\varphi_{2i\text{эк}}$, град	C_{2i}, %	$\langle C_2 \rangle$, %	ΔC_{2i}, %	ΔC_2, %	ε %	$C = < C_2 > \pm \Delta C_2$ %
2	1								
	2								
	3								
	4								
	5								

6. Концентрациясы белгісіз C_3% қант ерітіндісі бар үшінші түтікті корпусқа орналастырыңыз, φ_{3i} үшін бес рет мәнін өлшеңіз. Әр тәжірибеде құралдың нөлден ығысуына түзету жасаңыз $\varphi_{3i\text{экс}} = \varphi_{3i} - \varphi_{0ср}$.

7. Үшінші түтіктегі қант концентрациясын табу үшін 2-5 пункттегідей сәйкес есептеулер жүргізіңіз. Ол үшін мына формулаларды қолданыңыз (5.10), (5.11), (5.12). Нәтижені мына түрде көрсетіңіз $C_3 = \langle C_3 \rangle \pm \Delta C_3$.

Барлық алынған нәтижелерді 5.3-кестеге енгізіңіз.

5.3-кесте

Үшінші түтіктегі қант ерітіндісінің концентрациясын табу

Түтіктің нөмірі	Өлшеудің нөмірі	φ_{3i}, град	$\varphi_{3i\text{экс}}$, град	C_{3i}, %	$\langle C_3 \rangle$, %	ΔC_{3i}, %	ΔC_3, %	ε %	$C = < C_3 > \pm \Delta C_3$ %
3	1								
	2								
	3								
	4								
	5								

Бақылау сұрақтары

1. Поляризация жазықтығының бұрылуы.
2. Жартылай көлеңкелі поляриметр құрылғысы мен жұмыс істеу принципі.
3. Кристалдағы қосарлана сыну.
4. Николь призмасы және оның қолданылуы.
5. Қант ерітіндісі концентрациясын есептейтін формуланы қорытып шығару.

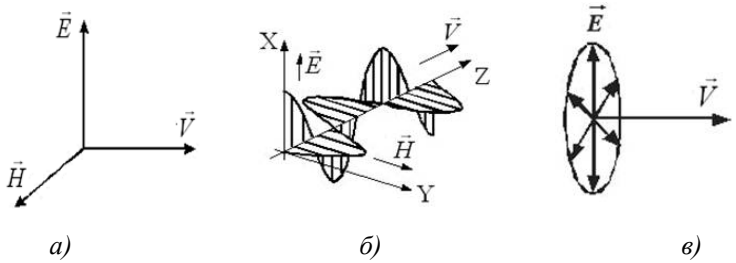
№ 6 ЗЕРТХАНАЛЫҚ ЖҰМЫС
МАЛЮС ЗАҢЫН ТЕКСЕРУ

Жұмыстың мақсаты: Жарықтың поляризациялану құбылысын зерттеу, Малюс заңын тәжірибемен тексеру, өлшеу нәтижелерін өңдеуде графиктік әдісті қолдану.

1. Теориялық кіріспе

1.1. Поляризация түрлері

Максвелдің электромагниттік теориясына сәйкес жарық – толқын ұзындығы $\lambda = (0{,}36 - 0{,}76)\cdot 10^{-6}$м аралықта болатын жататын көрінетін электромагниттік толқындар. Максвелл теңдеуінен электромагниттік толқындардың көлденең толқындар екендігі белгілі, яғни электромагниттік толқынды құрайтын электр өрісінің кернеулік векторы $\vec{E}$, магнит өрісінің кернеулік векторы $\vec{H}$, және толқынның таралу жылдамдығы $\vec{V}$ әрқашан өзара перпендикуляр. (6.1, а-сурет).



а) *б)* *в)*

6.1-сурет. Электрмагниттік толқынның көлденеңдігі

Бұл векторлардың бағыты мынадай, $\vec{V}$ векторының ұшынан $\vec{E}$ ден $\vec{H}$ -қа қарай айналу қысқа қашықтықта сағат тіліне қарсы жүреді. Өзара перпендикуляр $\vec{E}$ және $\vec{H}$ векторлары бірдей фазада тербеледі және мына қатынаспен байланысады $\sqrt{\mu\mu_0}H = \sqrt{\varepsilon\varepsilon_0}E$.

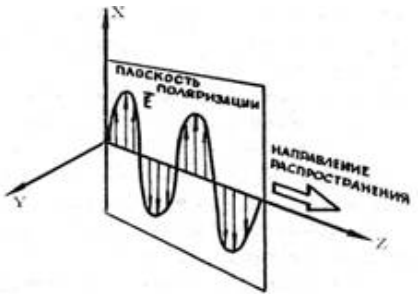
Жазық монохроматтық толқын электромагниттік толқынның қарапайым түрі болып табылады, бұл жағдайда $\vec{E}$ және $\vec{H}$ вектроларының тербелісі гармониялық заң бойынша өзгереді. Мысалы, егер толқын Z осінің бойымен таралатын болса, онда $\vec{E} = \vec{E}_o \cos(\omega o - kz)$, $\vec{H} = \vec{H}_o \cos(\omega o - kz)$.

Мұндағы $k=2\pi/\lambda$ – толқындық сан; λ – толқын ұзындығы; ω – циклдік жиілік.

Біртекті изотропты диэлектрикте диэлектрлік өтімділік ε және магниттік өтімділік μ толқынның жылдамдық бағыты мен координатына тәуелсіз болады, ал заттың сыну көрсеткіші сәуленің түсу бұрышына тәуелсіз және n -ге тең.

Электромагниттік толқындардың таралуының фазалық жылдамдығы ортаның магниттік және электрлік қасиеттеріне тәуелді $\upsilon = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}}$, мұндағы $\sqrt{\varepsilon\mu} = n$ – ортаның абсолют сыну көрсеткіші.

Электромагниттік толқынның электр (және сәйкесінше магнит) векторының тербелісі толқынның таралу жылдамдығы векторы арқылы өтетін бір жазықтықта тербелсе, онда мұндай толқын сызықты поляризацияланған (жазықполяризацияланған) деп аталады. (6.1, б-сурет).



6.2-сурет. Поляризация жазықтығы

$\vec{E}$ векторы тербелетін жазықтық поляризация жазықтығы деп аталады (жарық векторының тербеліс жазықтығы) (6.2-сурет).

Жарық толқынында сызықтық поляризациямен қатар басқа да түрлері бар: эллипстік және дөңгелектік поляризация. Бұл жағдайда $\vec{E}$ (сонымен қатар $\vec{H}$) векторының ұшы, сәйкесінше сәулеге перпендикуляр жазықтықтағы эллипс пен шеңбер сызады.

Оң және теріс поляризацияны ажыратуға болады. Сәулеге қарама-қарсы қарағанда $\vec{E}$ векторы ұшының қозғалысы сағат тілінің бағытымен болса оң поляризацияға, сағат тіліне қарама-қарсы қозғалыс теріс поляризацияға сәйкес келеді.

Сызықтық поляризациядан айырмашылығы эллипстік поляризация кезінде E_x және E_y құраушылары нөлге тең емес, және олардың арасында тұрақты фазалар айырымы болады $\varphi \neq m\pi$, $m = 0; \pm1; \pm2;\ldots$

Дөңгелектік поляризация кезінде E_x және E_y құраушыларыларының амплитудалары бірдей болады. Егер фазалар айырмасы $\varphi = m\pi$ болса, онда эллипс түзуге айналады, яғни сызықтық поляризация пайда болады.

Табиғи жарық электромагниттік толқындардың атомдар мен молекулалар бөліп шығаруының нәтижесі болып табылады. Қозған күйінде атом ($\tau \approx 10^{-8} c$) шамамен 10^7 толқын ұзындықтағы бірқатар толқын шоғырын шығарады.

Әрбір шоқ сызықты поляризацияланған.

Бірақ жарық көзі орасан зор атомдарды бөліп шығаратындықтан, табиғи жарықта $\vec{E}$ векторының (сонымен қатар $\vec{H}$) тербеліс жазықтығын бөліп алуға болмайды. Табиғи жарық сол себепті поляризацияланбаған. Табиғи жарықта $\vec{E}$ векторының тербелісі барлық жазықтықта тербеледі (6.1, *в*-сурет).

1.2. Малюс заңы

Поляризацияланған жарық алуға арналған құрал поляризатор деп аталады. Дәл сол құрал поляризацияланған жарықты зерттеуге қолданылса ол анализатор деп аталады.

Тәжірибеде сызықты поляризацияланған жарықты алу үшін поляроидтар қолданылады. Поляроид – дихроизмді заттың ультрамикрокристалдары себілген қабықша.

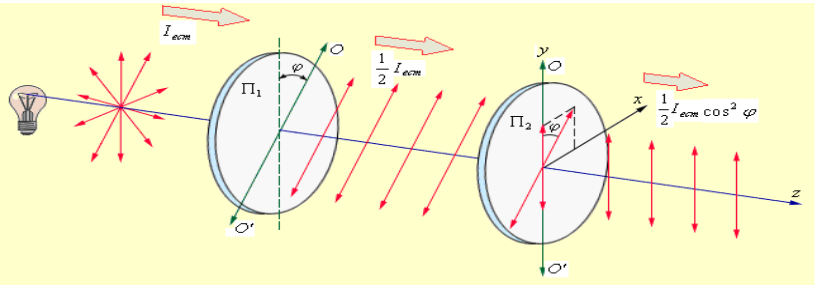
Көптеген жағдайда, поляроид ретінде йод пен хинин қоспасы – герапатиттің ультрамикрокристалдары себілген

целлулоидты немесе мөлдір желім қабықша қолданылады. Қабықша кристалл қызметін атқарады және ол жұқа шыны қабықшаларының ортасына орналастырылады.

Герапатит кристалдары екі бірегей қасиетке ие: 1) қосарланып сыну және 2) дихроизм. Қосарланып сыну кезінде табиғи сәуле герапатит кристалы арқылы өтіп, екі өзара перпендикуляр жазықтықта поляризацияланатын кәдімгі және ерекше сәулеге жіктеледі.

Электрлік векторы оптикалық оске перпендикуляр болатын жарық толқындары жұтылуынан дихроизм пайда болады. Нәтижесінде 0,1-0,3 мм герапатит кристалшасы қалыңдығынан спектрдің көрінетін бөлігіндегі барлық кәдімгі сәулелер жұтылады да, кристалшадан сызықты поляризацияланған ерекше сәулелер бөлініп шығады.

Интенсивтілігі $I_{таб}$ табиғи жарықты тізбектей орналасқан екі поляризаторға бағыттаймыз, олардың оптикалық остері φ бұрыш құрайды (6.3-сурет).



6.3-сурет. Малюс заңының тәжірибесі

Бірінші поляризатор $П_1$ оптикалық осі OO'-қа параллель болатын $\vec{E}$ векторының тербелістерін ғана өткізеді, яғни табиғи жарықты жазықполяризацияланған жарыққа түрлендіреді, сондықтан жазықполяризацияланған жарықтың интенсивтілігі I_0 табиғи жарықтың жартысын құрайды.

$$I_0 = \frac{1}{2} I_{таб}. \qquad (6.1)$$

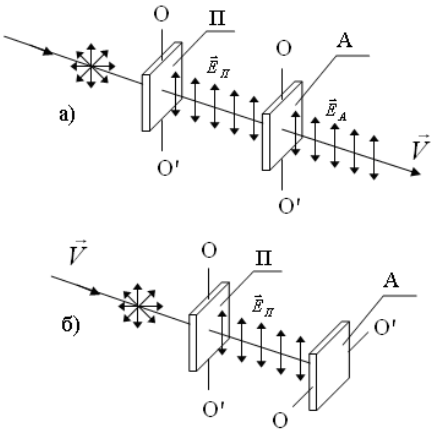
Екінші поляризатор $П_2$ өзінің OO' оптикалық осіне параллель $\vec{E}$ векторының тербелісін өткізеді, екінші поляризатор арқылы өткен жарық интенсивтілігі

$$I = I_0 \cos^2 \varphi. \qquad (6.2)$$

Демек, екі поляризатор арқылы өткен жарық интенсивтілігі

$$I = \frac{1}{2} I_{таб} \cos^2 \varphi . \qquad (6.3)$$

Екінші поляризаторды әдетте анализатор деп атайды. 6.4-суретте табиғи жарықтың П поляризатор және А анализатор арқылы екі жағдайда өтуінің сұлбасы кескінделген. $\vec{E}$ векторының толқындары шартты түрде сәулеге перпендикуляр стрелкалармен көрсетілген, $\vec{V}$ – сәуленің таралу бағыты.



6.4-сурет. Табиғи жарықтың П поляризатор және А анализатор арқылы екі жағдайда өтуі

Суретте (а) жағдайында поляризатор мен анализатордың оптикалық остері OO' параллель, φ=0, $\cos 0^\circ = 1$,

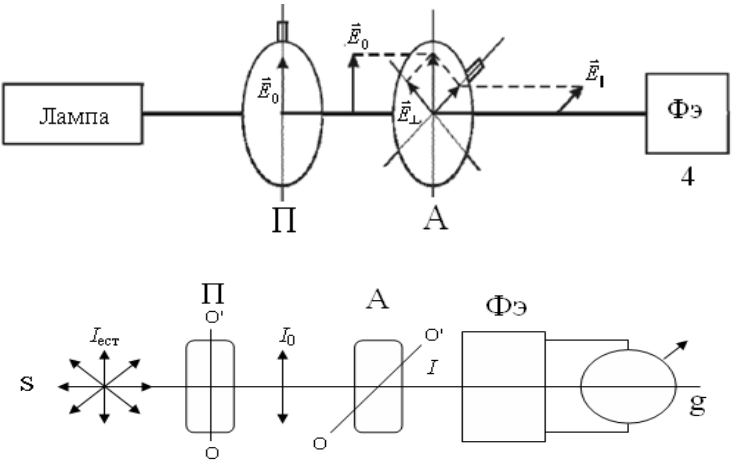
$$I = I_0 = \frac{1}{2} I_{таб}.$$

Сондықтан, анализатордан шыққан сызықты поляризацияланған жарық интенсивтілігі максимал болады.

(б) жағдайында поляризатор мен анализатордың оптикалық остері OO' айқасқан, яғни φ=90º, $\cos 90^\circ = 0$, $I = 0$.

Поляризатордан $\vec{E}_{П} \perp$ OO' бағытта, анализатордың өткізу жазықтығына перпендикуляр сызықты поляризацияланған жарық шығады, сондықтан жарық анализатордан өтпейді.

2. Тәжірибелік бөлім



6.5-сурет. Тәжірибе сұлбасы

Тәжірибелік қондырғы сұлбасы 6.5-суретте көрсетілген, мұндағы S – жарық көзі (қыздыру шамы); П – поляризатор, А – анализатор; Фэ – фотоэлемент; g – *i* фототокты тіркеуші гальванометр.

Гальванометр шамасы жағынан фотоэлементке түскен жарық ағынына тең фототокты тіркейді, сәкесінше анализатор арқылы өткен жарық интенсивтілігі $i = kI_i$..

Гальванометр стрелкасының максимал ауытқуы максимал интенсивтілікке сәйкес келеді. Малюс заңына сәйкес бұл николь призмалары параллель болғанда байқалады, яғни $\alpha = 0$.

Басқа жағдайларда мына қатынас орындалады $\frac{i}{i_m} = \frac{I_i}{I_0}$.

Малюс заңынан мына қатынас $\frac{I_i}{I_0} = \cos^2 \alpha$ шығады. $\frac{I}{I_0} = f_т (\cos^2\alpha)$ тәуелділігін теориялық түрде есептеп, графигін тұрғызып тәжірибе жүзінде алынған графикпен салыстыруға болады $\frac{I}{I_0} = f_э (\cos^2\alpha)$. Графиктердің сәйкес келуі Малюс заңының дұрыстығын дәлелдейді.

2.1. Тәжірибені орындау реті және өлшеу нәтижелерін өңдеу

1. 6.5-суретте көрсетілгендей, қондырғының барлық бөлігін оптикалық тұғырға жинаңыз.

2. S жарықтандырғышты ток көзіне қосып, қондырғының барлық бөлігін жарық шоғы барлық құралдар арқылы өтіп фотоэлементке түсетіндей етіп биіктігі бойынша реттеңіз.

3. S жарықтандырғышты ток көзінен ажыратып, фотоэлементті тізбекке қосыңыз және миллиамперметрдің көрсетуін жазыңыз. Сәл ғана i_0 фототогының болуы бөлмедегі жанама жарық көздерінің әсерінен пайда болады.

4. Анализатордың бұрыш өлшеуішін (лимбті) нөлдік бөлігіне келтіріп, I жарықтандырғышты ток көзіне қосыңыз. Поляризаторды бірқалыпты айналдыра отырып, микроамперметр тілшесінің i_m ең үлкен ауытқуын табыңыз.

Бұл жағдайда поляризатор және анализатордың поляризациалану жазықтығы бір-біріне паралель болады, яғни олардың арасындағы α бұрышы нөлге тең.

5. Поляризатордың орнын өзгертпей анализаторды 0-ден 360°-қа дейін айналдыра отырып, әрбір 15° сайын $\alpha_к$ бұрышын және оған сәйкес i_k фототок мәнін 2.1-кестеге жазыңыз.

6. Фототок күшінің i мәнін 6.1-кестесінің 2 және 3-ші бағанына жаза отырып, 5 пунктті тағы да екі рет қайталаңыз.

6.1-кесте

Малюс заңын тексеру

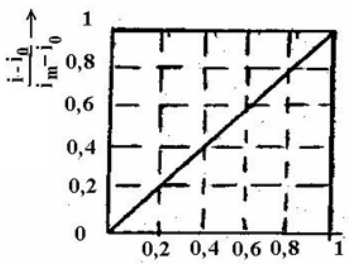
град	i_1 mA	i_2 mA	i_3 mA	$\langle i \rangle$ mA	$\frac{I}{I_0} = \frac{\langle i \rangle - \langle i_0 \rangle}{\langle i_m \rangle - \langle i_0 \rangle}$	cosα	$\cos^2\alpha$
0							
15							
30							
…							
345							

7. Әрбір α бұрыш үшін үш өлшем бойынша $\langle i \rangle$ ток күшінің орташа мәнін табыңыз.

8.Әр бұрыш үшін мына қатынастың мәнін табыңыз $\frac{I}{I_0} = \frac{\langle i \rangle - \langle i_0 \rangle}{\langle i_m \rangle - \langle i_0 \rangle}$, мұндағы i_m – 0° кезіндегі гальванометрдің көрсетуі.

6.6-суретте мына тәуелділік көрсетілген. Малюс заңын тексеру үшін 6.6-суреттегі графикке шамалардың тәжірибелік мәнін енгізу қажет.

9. $\frac{I}{I_0} = f_э (\cos^2\alpha)$ тәжірибелік тәуелділік графигін тұрғызыңыз.



6.6-сурет. Теориялық тәуелділік

10. $\frac{I}{I_0} = f_т(\cos^2\alpha)$ теориялық тәуелділік графигін тұрғызыңыз.

11. Тәжірибе мен теория нәтижелерін салыстырып, Малюс заңының орындалғаны туралы қорытынды жасаңыз.

Малюс заңының дұрыстығын тәжірибелік және теориялық нүктелердің сәйкес келуінен байқауға болады (6.6).

Бақылау сұрақтары

1. Табиғи жарық дегеніміз не?
2. Қандай жарық жазық поляризацияланған деп аталады?
3. Поляризацияланған жарық алудың қандай тәсілдерін білесіздер?
4. Күңгірт беттен (мысалы, ақ қағаздан) шағылған жарық поляризацияланған бола ма ?
5. Малюс заңын қорытып шығарыңыз.

БИБЛИОГРАФИЯЛЫҚ ТІЗІМ

1. *Савельев И. В.* Курс общей физики, т. 2, 3. – М.: Наука, 2005.

2. *Детлаф А. А., Яворский Б. М.* Курс общей физики. – М.: «Высшая школа», 2001.

3. *Трофимова Т. И.* Курс физики. – М.: «Высшая школа», 2001.

4. *Кортнев А. В., Рублев Ю. В., Куценко А. Н.* Практикум по физике. – М.: «Высшая школа», 1963.

5. *Майсова Н. К.* Практикум по курсу общей физики. – М.: «Высшая школа», 1970.

6. Лабораторный практикум по физике / Под ред. *А. Ф. Ахматова*. – М: «Высшая школа», 1980.

7. Руководство к лабораторным занятиям по физике / Под ред. *Гольдина Л. Л.* – М.: Высшая школа, 1973.

8. Лабораторный практикум по физике / Под ред. *К. А. Барсукова и Ю. И Уханова*. – М.: «Высшая школа», 1988.

9. *Новицкий П. В., Зограф И. А.* Оценка погрешностей результатов измерений. – М.: Энергоатомиздат, 1995. – 197 с.

10. *Тейлор Дж.* Введение в теорию ошибок. Пер. с англ. – М.: Мир, 1985. – 272 с.

11. *Яворский Б. М., Детлаф А. А.* Справочник по физике. – М.: Наука, 1982. – 846 с.

12. *П. Полатбеков.* Оптика. – Алматы: Мектеп, 1981.

13. *Киреев П. С.* Физика полупроводников. – М.: Высшая школа, 1975.

14. *Симон Ж., Андре Ж. Ж.* Молекулярные полупроводники. Фотоэлектрические свойства и солнечные элементы, 1988. с. 344.

15. *Стриха В. И.* Контактные явления в полупроводниках, 1982. – 224 с.

16. *Лившитейн М. Е., Симин Г. С.* Знакомство с полупроводниками, 1984. – 240 с.

17. Қазақша-орысша, орысша-қазақша терминологиялық сөздік. «Рауан», Алматы, 1999.

МАЗМҰНЫ

	Кіріспе	3
	№ 1 зертханалық жұмыс Оптикалық жүйелердің заңдылықтарын зерттеу	5
1.	Теориялық кіріспе	5
1.1.	Жұқа линзалар	5
1.2.	Жұқа линзалардағы кескіндерді тұрғызу үшін қолданылатын сәулелер	9
1.3.	Жинағыш линзада кескінді тұрғызу	10
1.4.	Шашыратқыш линзада кескін тұрғызу.....	13
1.5.	Жұқа линза формуласы	13
1.6.	Бірнеше линзалардың комбинациясы (центрленген жүйе)	15
1.7.	Қарапайым линзаның кемшіліктері	16
1.8.	Линзалардың қолданылуы	17
2.	Тәжірибелік бөлім	18
2.1.	Тәжірибені жүргізу тәртібі және өлшеулер нәтижелерді өңдеу	18
	№ 2 зертханалық жұмыс Жарық көзінің сәулелік сипаттамаларын зерттеу	25
1.	Теориялық кіріспе	25
1.1.	Энергетикалық фотометрлік шамалар	26
1.2.	Көздің сәуле сезгіштігі	30
1.3.	Фотометриялық шамалар	31
1.4.	Жарықталу заңдары	33
2.	Тәжірибе бөлімі	37
2.1.	Тәжірибені орындау реті және өлшеулер нәтижелерін өңдеу	37
	№ 3 (3,а, 3,б) зертханалық жұмыс Жарықтың интерференциясын зерттеу	
	№ 3,а Ньютон сақинасы көмегімен линзаның қисықтық радиусы мен жарық толқының ұзындығын анықтау	

	№ 3, б Шыны пластинкадан шағылған лазерлік сәулеленудің интерференциясын зерттеу	39
1.	Теориялық кіріспе	39
1.1.	Жарық толқындарының интерференциясы	40
1.2.	Уақыт және кеңістік когеренттілігі	46
1.3.	Жарық интерференциясын зерттеу әдістері	49
1.4.	Интерференция есебінің картинасы	51
1.5.	Жіңішке қабықшалардағы жарық интерференциясы	54
1.6.	Жазық параллель пластинка	56
1.7.	Айнымалы жуандық пластинкасы	57
1.8.	Ньютонның сақиналары	58
	№ 3, а зертханалық жұмыс Ньютон сақинасы көмегімен линзаның қисықтық радиусы мен жарық толқының ұзындығын анықтау	62
2.	Эксперименттік бөлім	62
2.1.	Экспериментті жүргізу тәртібі және өлшеулердің нәтижелерін өңдеу	62
	№ 3, б зертханалық жұмыс Шыны пластинкадан шағылған лазерлік сәулеленудің интерференциясын зерттеу	66
2.	Эксперименттік бөлім	66
2.1.	Эксперимент жүргізу тәртібі және өлшеу нәтижелерін өңдеу	69
	№ 4 (4, а, 4, б) зертханалық жұмыс Фраунгофер дифракциясын зерттеу 4, а Дифракциялық тор көмегімен толқын ұзындығын анықтау 4, б Лазердің когерентті сәулесі көмегімен N Саңылаудағы фраунгофер дифракциясын зерттеу	71
1.	Теориялық кіріспе	71
1.1.	Бір саңылаудағы Фраунгофер дифракциясы ..	72
1.2.	Екі саңылаудағы жарық дифракциясы	76
1.3.	Дифракциялық тор	78

1.4.	Дифракциялық тордың спектрлік сипаттамалары	82
	№ 4, а зертханалық жұмыс Дифракциялық тор көмегімен толқын ұзындықты анықтау	85
2.	Тәжірибелік бөлім	85
2.1.	Тәжірибені орындау реті және өлшеу нәтижелерін өңдеу	87
	4, б зертханалық жұмыс Когерентті лазер сәулесі көмегімен *n* саңылаудағы фраунгофер дифракциясын зерттеу	89
2.	Тәжірибелік бөлім	89
2.1.	Тәжірибені жүргізу реті және өлшеу нәтижелерін өңдеу	90
	№ 5 зертханалық жұмыс Поляризация жазықтығының бұрылуын зерттеу	94
1.	Теориялық кіріспе	94
1.1.	Табиғи және поляризацияланған жарық	94
1.2.	Табиғи жарықтан поляризацияланған жарық алу әдістері	96
1.2.1.	Екі диэлектриктің бөліну шекарасынан жарықтың шағылу және сыну кезіндегі поляризация	96
1.2.2.	Анизотропты ортада жарықтың таралуы. Қосарлана сыну	98
1.2.2.1.	Поляроид	100
1.2.2.2.	Поляризацияланған призмалар	100
1.3.	Поляризация жазықтығының бұрылуы	102
1.4.	Поляриметр. Сахариметр	104
2.	Тәжірибелік бөлім	105
2.1.	Тәжірибені орындау реті және өлшеу нәтижелерін өңдеу	108
	№ 6 Зертханалық жұмыс Малюс заңын тексеру	112
1.	Теориялық кіріспе	112
1.1.	Поляризация түрлері	112

1.2. Малюс заңы …… 114
2. Тәжірибелік бөлім …….. 117
2.1. Тәжірибені орындау реті және өлшеу нәтижелерін өңдеу 118
Библиографиялық тізім 121

Оқулық басылым

Иркегулов Амантай Шайхыұлы
Қоқанбаев Мейрамхан Зікіріұлы
Сарсембаева Бибигуль Дюсембайқызы

ОПТИКА ЖӘНЕ АТОМДЫҚ ФИЗИКА

Физикалық практикум

I бөлім

ОБО РБ бастығы *З. А. Ғұбайдулина*
Редакторы *Т. С. Жақсыбаева*
Компьютерде беттеген *А. А. Кадирсизова*

Басуға қол қойылды 19.08.2016 ж.
Таралымы 300 дана. Пішімі 60x84x 1/16.
№ 1 баспаханалық қағаз.
Е.-б.т. 7.9. Ш.б.т. 7.3. Тапсырыс № 726.
Бағасы келісімді.

Қ. И. Сәтбаев атындағы Қазақ ұлттық зерттеу
техникалық университеті басылымы
Қоғаммен байланыс орталығы
Алматы қ., Сәтбаев көшесі, 22

ISBN 978-601-323-014-6