

ФИЗИКАЛЫҚ ПРАКТИКУМ

ОҚУ ҚҰРАЛЫ

МАЗМҰНЫ

Кіріспе

№1 зертханалық жұмыс. Өлшеу нәтижесінде пайда болатын статистикалық заңдылықтар

№2 зертханалық жұмыс. Ұзындықты, ауданды және көлемді өлшеу

№3 зертханалық жұмыс. Дискінің инерция моментін анықтау

№4 зертханалық жұмыс. Өртүрлі денелердің инерция моменттері. Гюгенс-штейтер теоремасын тексеру

№5 зертханалық жұмыс. Қатты дененің айналмалы қозғалыс динамикасының негізгі заңын зерттеу

№6 зертханалық жұмыс. Физикалық маятниктің тербеліс заңдылықтарын зерттеу

№7 зертханалық жұмыс. Сұйықтың тұтқырлығын Стокс әдісімен анықтау

№8 зертханалық жұмыс. Квазистационарлық режимде калориметрлік әдіспен заттың жылуөткізгіштігін анықтау

№9 зертханалық жұмыс. Активтік кедергіні амперметр және вольтметр әдісімен өлшеу

№10 зертханалық жұмыс. Математикалық маятниктің тербеліс заңдарын зерттеу

№11 зертханалық жұмыс. Соленоидтың магнит өрісін зерттеу

№12 зертханалық жұмыс. Собва3 қондырғысымен соленоидтың индуктивтілігін өлшеу

№13 зертханалық жұмыс. Сызықтық емес кедергілерді зерттеу

№14 зертханалық жұмыс. Жарықтың толқын ұзындығын Френель бипризмасы көмегімен анықтау

№15 зертханалық жұмыс. Жарықтың толқын ұзындығын Френель бипризмасы көмегімен анықтау

№16 зертханалық жұмыс. Рефрактометр әдісі бойынша сұйықтардың сыну көрсеткіштерін анықтау

№17 зертханалық жұмыс. Комптон эффектісі Радиоактивті препараттың абсолют активтіліктерін анықтаудың салыстырмалы әдісі

№18 зертханалық жұмыс. Изотоптардың ыдырау тұрақтысын альфа-бөлшектердің еркін жүру жолының ұзындығынан анықтау

№19 зертханалық жұмыс. Бета-сәулесінің максимал энергиясын толық жұтылу әдісімен анықтау

№20 зертханалық жұмыс. Гамма-сәулесінің энергиясын оның затта жұтылуынан анықтау

Кіріспе

Алдарыңызға ұсынылып отырған лабораториялық жұмыстардың сипаттамалары әл-Фараби атындағы Қазақ Ұлттық Университеттің физика факультетінде профессор Исатаев Совет Исатайұлының басқаруымен қойылған жалпы физика курсы бойынша физика мамандығынан басқа мамандықтарға арналған физикалық практикумның “механика” және “молекулалық физика” бөлімін қамтиды.

Физикалық практикумның негізгі мақсаты – лекциялық курстарда алған теориялық білімнің негізінде физикалық құбылыстар мен процесстерді және түрлі физикалық заңдылықтарды практика жүзінде жаңғыртып зерттеп, физикалық шамалардың арасындағы сандық қатынастарды іс жүзінде алу. Сонымен бірге, физикалық практикум сабақтарында студенттер түрлі мақсатта қолданылатын құрал-саймандар мен арнайы приборлармен жұмыс істеуді үйренеді және тәжірибе жүзінде алынған мәліметтерді математикалық өңдеудің айла-тәсілдерін меңгеріп, қорытынды нәтижеге сараптау жасауға дағдыланады.

Тәжірибе барысында алуан түрлі өлшеулер жасалынады.

Өлшеу деп белгілі бір физикалық шаманың мәнін тәжірибе жүзінде табу арқылы физикалық объектінің қасиеттерінің сандық сипатын анықтауды айтады. Физикалық практикумның негізгі өлшеулері екі немесе одан да көп физикалық шамалардың арасындағы функциялық тәуелділікті табуға бағытталған.

Өлшеулердің бірнеше түрі болады. Өлшеулерді өлшенетін шаманы уақытқа тәуелділік сипаттына қарай, өлшеу мәліметінің дәлдігіне әсер етуші шарттарға байланысты және алынған мәліметті өңдеу әдістеріне қарай классификациялайды. Уақытқа тәуелділігіне байланысты өлшенетін шама *статистикалық* және *динамикалық* болып бөлінеді.

Уақыт бойынша физикалық шаманың мәні тұрақты болса, мұндай өлшеу-статистикалық деп аталады. Мысалы: денелердің геометриялық өлшемдерін, массасын, ыдыс ішіндегі тұрақты қысымды, т.б. өлшеу.

Егер уақыт бойынша өлшенетін шаманың мәні өзгеріп отыратын болса, онда мұндай өлшеуді динамикалық өлшеу деп атайды. Мысалы: өшетін тербелістің амплитудасын, жылдамдықтың лүпілін, т.б. өлшеу. Өлшеулер мәліметтерін алу әдісі бойынша өлшеулер тікелей, жанама, жиынтықты және үйлесімді болып бөлінеді.

Тікелей өлшеу деп ізделініп отырған мәнді тәжірибе барысында өлшеу құралының көмегімен бірден анықтауды айтады. Бұл жағдайда физикалық шаманың мәні өлшегіш құралды объектіге жанастыру (тиістіру) арқылы табылады. Мысалы: дененің өлшемін микрометрмен, уақытты секундомермен табу т.б.. Тікелей өлшеуді

$$x=Q$$

формуласымен өрнектеуге болады, мұнда x -табылатын шаманың мәні, ал Q -тәжірибеден тікелей анықталған мәлімет. Тікелей өлшеулер машина жасау өндірісінде, технологиялық процесстерді бақылауда кеңінен қолданылады.

Жанама өлшеу деп табылатын шаманың мәнін өлшегіш құралды объектіге жанастырмастан, тікелей өлшеу нәтижелері мен ізделініп отырған шамалардың арасындағы белгілі функциялық тәуелділіктің көмегімен табуды айтады.

Жанама өлшеуді мынадай формуламен өрнектеуге болады

$$x=f(Q_1, Q_2, Q_3 \dots)$$

мұнда x - табылатын шаманың мәні, $Q_1, Q_2, Q_3 \dots$ - тікелей әдіспен табылған шамалар. Жанама өлшеулерге көртеген мысалдар келтіруге болады. Мысалы тікелей өлшеу әдісімен табылған денелердің геометриялық өлшемдерін пайдаланып, олардың көлемін емепптеп табу, өткізгіштің кедергісін, ұзындығын және көлденең қимасының ауданын тікелей өлшеп, оның меншікті кедергісін табу, т.б.

Техника мен ғылымда жанама өлшеу әдісі кеңінен қолданылады. Себебі көп жағдайда тікелей өлшеу мүмкін болмайды. Мысалы, миллиметрлік немесе сантиметрлік өлшемдерді тікелей микрометр немесе штангенциркульдің көмегімен өлшеу оңай болса, астрономиялық қашықтықтарды, атом бөлшектерінің өлшемдерін тек жанама әднстермен өлшеу мүмкін.

Тікелей және жанама өлшеулер әдістерімен алынған мәліметтердің арасында айтарлықтай принциптік өзгешелік жоқ тек өлшеулер қателігін, алынған мәліметтердің дәлдігін анықтауда әртүрлі әдістер қолданылыды.

Жиынтықты өлшеу деп бірнеше аттас шамаларды бір мезгілде өлшеуді айтады. Бұл жағдайда, осы шамаларды олардың әртүрлі терулері үшін тікелей өлшеп ізделетін шаманы теңдеулер жүйесін шешу арқылы табады. Жиынтықты өлшеуге мысал етінде кір тастарының әртүрлі терулерін тікелей өлшеп, бір тастың массасын біле отырып, қалғандарының массасын анықтау жатады.

Айталық, 1,2,2□,5,10 және 20 кг тастардың массасын анықтау керек болсын(жұлдызшамен дәл сондай номиналды массасы бар тас белгіленген). 1 килограммдық тас үлгі тас болсын. Біздің мақсатымыз осы үлгі тас арқылы басқа тастарды калибрлеу. Ол үшін кір тастарының терулерін өзгерте отырып өлшеулер жасаймыз(цифрлар жеке тастың массасын көрсетеді; 1_д килограммдық үлгі тастың массасын білдіреді):

$$1 = 1_{\text{үл}} + a$$

$$1 + 1_{\text{үл}} = 2 + b$$

$$2^* = 2 + c$$

$$1 + 2 + 2^* = 5 + d - \text{және т.б.}$$

Мұнда a, b, c, d әріптері кір тастарының массасына қосылатын немесе алынып тасталынатын жүктерді білдіреді. Осы теңдеулер жүйесін шешсек, әр тастың мәнін анықтауға болады.

Үйлесімді өлшеу – екі немесе одан да көп әр аттас шамаларды бір мезгілд өлшеп, олардың арасындағы тәуелділікті табу. Үйлесімді өлшеуге мысал ретінде 20°C температурадағы өткізгіштің кедергісін және іртүрлі температура өлшегіш резистордың температуралық коэффицентін өлшеуді келтіруге болады.

Алынған мәліметтің дәлдігіне байланысты өлшеулер үш классқа бөлінеді:

1. *Ең жоғарғы дәлдікті өлшеулер*. Бұларға эталондық өлшеулер, тұрақтыларды (әсіресе, универсал тұрақтыларды) өлшеу жатады.
2. *Бақылау-сәйкестеу (контрольно-проверочные) өлшеулер*. Бұларға өлшеу техникасының жүйелік қателігінің белгілі мөлшерден асып кетпеуін және тағайындалған стандартқа сәйкес келуін қадағалайтын мемлекеттік бақылау лабораториялары жүргізетін өлшеулер жатады.
3. *Техникалық өлшеулер*. Олардың дәлдігі өлшеу құралдарының сипаттамаларымен анықталады. Техникалық өлшеуге ғылыми-зерттеу жұмыстарындағы, өндірістегі т.б. өлшеулер жатады.

Физикалық шамалар арасында функциялық байланыстар бар болғандықтан олардың өлшем бірліктерін еркін түрде тағайындауға болмайды.

Еркін түрде тек жеті физикалық шаманың қлшем бірліктері тағайындалады. Олар: ұзандақ (метр), масса (килограмм), уақыт (секунд), температура (Кельвин), ток күші (Ампер), жарық күші (кандела). Негізгі бірліктерге қосымша бірліктер : жазық бұрыш (радиан), денелік бұрыш (стерадиан). Міне, осылар халықаралық бірліктер жүйесінің негізгі өлшем бірліктері болып табылады. Қалған шамалардың бірліктері олардың негізгі шамалармен қатынастарының негізінде қорытып шығарылады. Бұл шамалар туынды шамалар, ал олардың бірліктері туынды бірліктер деп аталады.

Өлшеулер қателігі

Қандай да бір физикалық шаманың сандық мәнін абсолют дәл өлшеу мүмкін емес. Себебі, біріншіден, абсолют дәл өлшейтін прибор болмайды, екіншіден, адамның сезім мүшелерінің мүмкіндіктері шектеулі. Сондықтан лабораториялық жұмыстардың немесе басқа да техникалық өлшеулердің қорытынды мәліметтерін есептегенде олардың қателіктерін көрсету міндетті. Пайда болу табиғатына қатысты өлшеулер қателігі *жүйелік және кездейсоқ* болып екі түрге бөлінеді.

Жүйелік қателіктер өлшегіш прибордың жетілмегендігінен, ақауынан, бастапқыда көрсеткіш жебесінің (стрелкасының) нөлде тұрмауынан және өңдеу әдістемесінің дұрыс қолданылмауынан пайда болады. Бір шаманы бірнеше рет қайталап өлшегенде жүйелік қателіктің шамасы мен бағыты өзгермейді. Демек, жүйелік қателіктер прибор қателіктері, әдістемелік қателіктер және өңдеу қателіктері болып бөлінеді.

Прибор қателіктері

Өлшеуге арналған қандай прибор болмасын белгілі бір дәлдікпен ғана өлшей алады. Өндірістік мақсатта шығарылатын электр өлшегіш приборлардың (амперметрлер, вольтметрлер, потенциометрлер т.б.) жүйелік қателіктері олардың дәлдік класымен анықталады. Дәлдік класы әдетте процентпен беріледі. Мысалы, дәлдік класы 0,2% ке тең амперметр токтың мәнін толық шкалаға сәйкес 0,2 % тен аспайтын дәлдікпен өлшейді. Бұл қателік шкаланың кез келген жері үшін тұрақты. Әрине бұл максимал қателік. Ал ғылыми еңбектерге орташа квадраттық қателікті көрсету қалыптасқан. Себебі, көптеген өлшеулердің ішінде бір – екі өлшеу қателігі басқаларынан артық (максимал болуы мүмкін). Оны барлық өлшеулердің қателігі ретінде көрсетуге, әрине, болмайды. Электр өшегіш приборлардың

орташа квадраттық қателігін бағалау үшін сол прибордың дәлдік класы беретін қателікті екіге бөлу қажет.

Жоғарыда айтқандай, электр өлшегіш прибордың дәлдік класы прибордың стрелкасының шкаланың қай жерде тұрғанына қатыссыз абсолют қателігін береді. Ал салыстырмалы қателік шкаладағы стрелканың орнына тікелей тәуелді, себебі, ол абсолют қателіктің стрелканың көрсету мәніне қатынасын білдіреді. Сондықтан өлшегенде, қандай прибор болмасын, шкаланың екінші жартысымен жұмыс істеген дұрыс. Стрелканың көрсетуін көзбен көрудің де мәні бар. Әртүрлі бұрышпен қараса стрелка әр түрлі цифр көрсетеді. Прибордың көрсеткішін жазғанда, шкала жазықтығына перпендикуляр қарап, стрелка өз көлеңкесін жауып тұратындай жағдайда бақылау керек.

Әдістемелік қателіктер.

Мұндай қателіктерге, біріншіден, тәжірибе әдістемесінің қателіктері жатады. Мысалы, айталық, механика лабораториясындағы №3 жұмыста дискінің инерция моментін динамикалық әдіспен табуда валдың үйкеліс күшін ескермеу, №6 жұмыста идеал сұйық үшін қорытылып шығарылған Бернуллі теңдеуін нақты сұйықпен тексеру т.б.

Өңдеу қателігі

Өңдеу қателігіне өлшеу мәліметтерін пайдаланып, ізделініп отырған шаманы анықтау барысында жіберілетін қателіктер жатады.

Жүйелік қателіктерді өлшеу санын арттыру арқылы азайтуға болмайды, мұндай қателіктерді кеміту үшін, өлшегенде дәлірек прибор қолданады және мәліметтерді өңдеуде ең дұрыс әдістемені пайдаланады.

Кездейсоқ қателіктер өлшеу процесіне әсер ететін себептердің кездейсоқ (жүйесіз түрде) өзгеруіне байланысты пайда болады. Бұларға электр жүйесіндегі кернеудің ауытқуы, бөлмеге температураның өзгеруі сияқты факторлармен қатар, бақылаушының дағдылық дәресі мен сезімталдығына қатысты факторлар жатады. Өлшеу барысында кездейсоқ қателіктер шамасы мен бағыты тұрақты болмайды. Өлшеулер нәтижесіндегі қателіктерді кеміту үшін, біріншіден, мұқият өлшеу қажет, екіншіден өлшеулер санын арттыру керек. Қазіргі заманда өлшеуіш приборлар өте дәл болғандықтан көптеген өлшеулерде жүйелік қателік кездейсоқ қателікке қарағанда әлдеқайда аз болады.

Жүйелік және кездейсоқ қателіктерден басқа өлшеулер барысында ақаулар кездеседі. Олар бақылаушының өлшеу процесіне қажетті көңіл бөлумен пайда болады. Шама жағынан ақаулар басқа өлшемдерге қарағанда айрықша басым болады. Айталық бақылаушы 2.25 деген санның орнына дәптеріне 22,5 деген сан енгізді. Мұндай қателікті есептеу нәтижесіне енгізуге болмайды.

Тікелей қателіктерді өңдеу жолдары 1- лабораториялық жұмыстың теориясына келтірілген. Сондықтан оны кіріспеде қайталамай, жанама өлшеу қателіктерін өңдеу әдістерін қарастырайық.

Жанама өлшеу қателіктерін өңдеу

Көп жағдайда ізделінетін физикалық шаманы тікелей өлшеу нәтижелерін пайдаланып, математикалық жолмен есептеп табады. Мұндай өлшеулер **жанама** өлшеулер деп аталады, олардың қателіктері сәйкес жанама өлшеулерді өңдеу әдісімен табылады.

Жанама өлшеулердің дербес жағдайында абсолюттік және салыстырмалы қателіктерді есептеу әдістерін қарастырайық.

Жалпы жағдайда жаама өлшеулердің салыстырмалы қателігін жұмыс формуласының екі жағынан натурал логарифм алып, шыққан теңдікті дифференциалдау арқылы табуға болады. Логарифдеу және дифференциалдау кезінде пайда болған минус таңбаларын плюске, d дифференциал белгісін Δ белгісіне ауыстыру керек.

Жанама өлшеулер нәтижесін өндегенде, көбінесе, тікелей өлшеулер қателігі мен прибордың қателігін және таблицалық мәндерді бірге есептейді. Прибордың қателігі оның өзіне көрсетіледі. Көрсетілмесе, прибор шкаласының ең кіші бөлігінің бағасын алады. Ал цифрлық приборлар үшін оның көрсеткішінің ең соңғы цифрының орнының бағасы алынады. Физикалық тұрақтылар мен шамалардың кестелік мәндері, әдетте, өлшеулер мәндерінен әлдеқайда дәлірек. Сондықтан олардың абсолют қателіктерін өлшеулер қателіктерін өлшеулер жағдайда шамалардың кестелік мәндерінің қателігі ретінде олардың ең соңғы цифрының орнының бағасын алуға болады.

Бірнеше шаманың функциялық қатынастарының нәтижесінің қателіктерін қарастырайық.

Тікелей өлшенген екі шаманың қосындысын қарастырайық $A=B+C$ (1)

Екі шаманың қосындысының ең анық мәні $A_{\text{анық}} = \langle B \rangle + \langle C \rangle$ (2)
өрнегімен табылады. Бұрыш жақшалар шаманың орташа мәнін білдіреді.

А шамасының орташа квадраттық қателігі $\sigma_A = \sqrt{\sigma_B^2 + \sigma_C^2}$ (3)
формуласымен табылады.

Демек, қателіктер квадратты түрде қосылады. Былайша айтқанда қателіктердің өздері қосылмайды, олардың дисперсиялары қосылады.

Екі шаманың көбейтіндісінің немесе қатынасын қарастырайық

$$A=B \cdot C \text{ немесе } A=B/C \quad (4)$$

$$A_{\text{анық}} = \langle B \rangle \cdot \langle C \rangle \text{ немесе } A_{\text{анық}} = \langle B \rangle / \langle C \rangle \quad (5)$$

Тәуелсіз шамалардың көбейтіндісінің немесе қатынасының салыстырмалы орташа квадраттық қателігі

$$\frac{\sigma_A}{A} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_B}{B}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_C}{C}\right)^2} \quad (6)$$

Формуласымен анықталады. $A=B^\alpha C^\beta E^\gamma$ (7)

Өрнегімен берілген А шамасының салыстырмалы орташа квадраттық қателігі былай табылады:

$$\left(\frac{\sigma_A}{A}\right)^2 = \alpha^2 \left(\frac{\sigma_B}{B}\right)^2 + \beta^2 \left(\frac{\sigma_C}{C}\right)^2 + \gamma^2 \left(\frac{\sigma_E}{E}\right)^2 + \dots \quad (8)$$

Енді анықтама үшін жалпылама есептеу формуласын келтірейік.
 $A = f(B, C, E, \dots)$ (9)

болсын. Мұндағы f – B, C, E шамаларының қайсібір функциясы болсын. Онда
 $A_{аны} = f(B_{аны}, C_{аны}, E_{аны}, \dots)$. (10)

Айта кететін жағдай: соңғы формула $B_{аны}, C_{аны}$, т.б. шамалары тікелей өлшенген жағдай үшін де немесе өлшенген мәліметтерді пайдаланып есептеп табылған шамалар үшін де орынды. А шамасының қателігі мына формуламен табылады:

$$\sigma_A^2 = \left(\frac{\partial f}{\partial B}\right)^2 \sigma_B^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial C}\right)^2 \sigma_C^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial E}\right)^2 \sigma_E^2 + \dots$$
 (11)

$\partial f / \partial B$ белгісі – f функциясының B бойынша кәдімгі дербес туындысы. $\partial f / \partial B$ шамасын есептегенде қалған шамалар (біздің жағдайымызда C және E) тұрақты деп есептелінеді. $\partial f / \partial C$, $\partial f / \partial E$ мәндері де сол секілді табылады. Дербес туындыларды $B_{аны}, C_{аны}, E_{аны}$, т.б. аргументтердің анық мәндері үшін есептеу керек. Осы формулалардан шығатын кейбір салдарларға тоқталайық.

1. Бұл формулаларда ізделініп отырған шаманы екі үлкен шамалардың айырымы ретінде табу жағдайында қолдануға болмайды. Мысалы, түтіктің қабырғасының қалыңдығын оның сыртқы диаметрінен ішкі диаметрін алып екіге бөлу арқылы тапсақ, салыстырмалы қателік айырықша үлкен болып кетеді. Демек, түтіктің қабырғасының қалыңдығы тікелей (штангенциркульдің көмегімен) тапқан дұрыс.

2. Көбейтіндінің қателігін есептегенде көбейткіштердің барлығы бір-біріне жуық орташа дәлдікпен анықталатыны мақұл. Мысалы, айталық, дененің тығыздығын анықтау үшін, оның сызықтық өлшемдерінің 1% дәлдікпен табудың реті жоқ.

3. Дәрежелік функциялардың көбейтіндісінің қателігін есептегенде, формулаға енетін дәрежесі ең жоғары мүшеге көңіл бөлу керек. Жоғарыда келтірілген формулаға сәйкес салыстырмалы қателік дәреженің квадратына тура пропорционал. Дәреженің 1-ден көп немесе аздығына байланысты кейбір мүшелерді ескермеуге болады.

Толық қателікті есептеу

Нақты тәжірибелерде жүйелік қателіктер мен кездейсоқ қателіктер орын алады. Екеуінің қосындысы – толық қателікті мына формуламен анықтайды:

$$\sigma_{\text{тол}}^2 = \sigma_{\text{кез}}^2 + \sigma_{\text{жйе}}^2$$
 (12)

Әртүрлі жағдайларға байланысты жүйелік қателіктер мен кездейсоқ қателіктер бір-бірімен қосылуы немесе алынуы мүмкін. Жоғарыда айтылғандай, тәжірибе дәлдігін максимал қателікпен емес, орташа квадраттық қателікпен сипаттайды. Сондықтан дұрыс есептелген толық қателік

$$|\sigma_{\text{кез}} - \sigma_{\text{жйе}}| < \sigma_{\text{тол}} < \sigma_{\text{кез}} + \sigma_{\text{жйе}}$$
 (13)

болады. Шындығында, $\sigma_{\text{тол}}$, $\sigma_{\text{кез}}$, $\sigma_{\text{жйе}}$ – оң шамалар. Сондықтан

$$\sigma_{\text{тол}}^2 = \sigma_{\text{кез}}^2 + \sigma_{\text{жйе}}^2 \leq \sigma_{\text{кез}}^2 + 2\sigma_{\text{кез}} \cdot \sigma_{\text{жйе}} + \sigma_{\text{жйе}}^2 = (\sigma_{\text{кез}} + \sigma_{\text{жйе}})^2$$

Теңдік белгісі қателіктің бірі нөлге тең болған кезде пайда болады. Осыған сәйкес

$$\sigma_{\text{тол}}^2 \geq \sigma_{\text{кез}}^2 - 2\sigma_{\text{кез}} \cdot \sigma_{\text{жйе}} + \sigma_{\text{жйе}}^2 = (\sigma_{\text{кез}} - \sigma_{\text{жйе}})^2$$

Жуықтап есептеу және дөңгелектеу ережелері

Әрбір лабораториялық жұмысты орындау барысында бірнеше шаманы әртүрлі дәлдікпен өлшеуге тура келеді. Сол өлшеулердің әрқайсысы басқалардың дәлдігіне әсерін тигізуі мүмкін. Сондықтан жұмыстың басында дәлдігі төмендеу шамаларды өлшеуге айрықша көңіл бөле отырып, барлық приборлардың дәлдік шегін анықтап алу қажет. Егер бір формулаға енетін бірнеше шаманың әрқайсысы әртүрлі дәлдікпен өлшенген болса, онда соңғы нәтиженің қателігін тапқанда ең төменгі дәлдікпен өлшейтін прибордың дәлдігінен көп асудың қажеті шамалы.

Есептеу дәлдігі өлшеу дәлдігіне сәйкес болуы тиіс. Есептеу дәлдігі өлшеу дәлдігінен әлдеқайда көп болып жатса, оны жұмыстың артықшылдығы емес, кемшілігі деп санау керек. Сондықтан есептеу мәліметтерін дөңгелектеп жаза білу керек. Ал өлшеу мәліметтерін формулаға қоярдан бұрын дөңгелектеген дұрыс.

Бірнеше орыннан тұратын жуық санды дөңгелектегенде соңында тұрған 0-ден 4-ке дейінгі сандарды алып тастайды, ал 5-тен 9-ға дейінгі сандар болатын болса, оларды алып тастап, алдында тұрған санды 1-ге ұлғайтады. Мысалы, $a=21,314 \approx 21,31$; $\pi=3.141593 \approx 3.1416$ немесе $\pi=3,141593 \approx 3,14$.

Физикалық шаманың мәнін көрсететін санның қалай жазылғанына қарап, оның дәлдік дәрежесі туралы мағлұмат алуға болады. Шындығында, егер жазылған санның барлық мәнді цифрлары ақиқат болатын болса, онда осы санның ең соңында орналасқан цифрдың орнының бағасы өлшеу немесе есептеу дәлдігінің жобасын береді. Мысалы, 5,02100 с деп берілген уақытты өлшеу дәлдігін 1 мкс деп бағалауға болады.

Енді «мәнді цифрларға» тоқталайық. Мәнді цифрларға санның алдында (сол жағында) тұрған барлық нөлдерден кейін орналасқан цифрлар, оның ішінде, нөлден айрықша цифрлардың арасында және оң жағында тұрған барлық цифрлар жатады. Мысалы, 0,00025 санында екі мәнді (2 және 5) цифрлар, 1000 санында төрт мәнді цифрлар, 12,002 санында бес мәнді цифрлар, 2,300 санында төрт мәнді цифрлар бар. Өлшеу мәліметтерін өңдеу барысында бірнеше есептеулер жүргізіп, соңғы мәліметті жуықтап жазуға тура келген жағдайда, тәжірибе барысында анықталатын шамалардың дәлдігіне қарағанда мәнді цифрдың біреуін жазған дұрыс.

Лабораториялық жұмыстарды орындауға қажетті нұсқаулар

Лабораториялық жұмысты орындау шартты түрде төрт бөлімнен тұрады:

1. Дайындық жұмыстары бөлімі. Физикалық практикум курсының әрбір жұмысының негізінде белгілі физикалық құбылыс немесе заңдылық жатады. Орындалатын жұмыстың тақырыбы белгілі болғаннан кейін студент зерттелетін құбылыстың теориясымен танысады. Сонан кейін арнайы лабораториялық жұмыстарға арналған дәптеріне жұмыстың жазбасын (описание), оның ішінде, жұмыстың тақырыбы, мақсаты, қысқаша теориялық кіріспесі, қондырғының сипаттамасы, орындалу тәртібі және тәжірибе мәліметтерін математикалық өңдеу әдістері келтірілген бөлімдерінен қажетті шамада конспект жазады. Физикалық практикум сабағына студент жазу сызу құралдарын, миллиметрлік қағаз, негізгі математикалық функцияларды есептей алатын есептегіш мәшине т.б. ала келеді.

2. *Эксперименттік бөлім, тәжірибе жүргізу жұмыстары.* Оқытушы студенттің жұмысқа дайын екеніне көз жеткізген соң оған тәжірибе жұмыстарын жүргізуге рұқсат етеді. Қондырғы жұмысқа дайын болған кезден бастап, жұмысқа қажетті саймандар мен заттарды лаборанттан алып, студент барлық өлшеу жұмыстарын өзі жүргізеді. Өлшеу мәліметтерін оларды өңдеуге қажетті эксперименттік қондырғының белгілі параметрлері мен физикалық тұрақтылардың кестелік мәндерін дәптерге мұқият жазады. Сабақ соңында оқытушы студенттің өлшеген мәліметтерін тексеріп, бәрі дұрыс болса дәптеріне қол қояды.

3. *Математикалық өңдеу бөлімі.* Тәжірибе жүзінде алынған мәліметтерді пайдаланып, ізделініп отырған физикалық шаманы табады және (немесе) графиктер тұрғызып, қарастырып отырған құбылыстың физикалық заңдылығын анықтайды. Өңдеу барысында өлшенген және есептеп табылған физикалық шамалардың абсолют және салыстырмалы қателіктері келтіріледі. Соңында алынған мәліметтердің теориямен қаншалықты жанасатынын көрсетіп, өзгешелігі көп болатын болса, өлшеу және өңдеу процестеріне әсер ететін себептерді көрсетіп, жалпы жұмысқа талдау жасалынады.

4. *Тапсыру бөлімі.* Математикалық өңдеу жұмыстары аяқталған соң алынған мәліметтерді оқытушы тексеріп, студентпен бірге талқылайды. Студент зерттелген құбылыстың теориясын айтып түсіндіреді және қажет болса, есептеу формулаларының қалай шыққанын дәлелдеп береді.

Мәліметтерді өңдеудің графиктік (сызба) тәсілі.

Эксперименттік физикада графиктер түрлі мақсатта қолданылады.

- кейбір шамаларды анықтау үшін;
- мәліметтерді көрнекі түрде көрсету үшін;
- екі шаманың арасындағы эмпирикалық қатынасты табу үшін;
- эксперимент мәліметтерін теория мәліметтерімен немесе басқа авторлардың мәліметтерімен салыстыру үшін;

т.б.

Графикті сызықтық немесе логарифмдік миллиметрлік қағазға сызады. Екі шаманың арасындағы функциялық қатынасты тапқанда абцисса өсіне беріліп отырған шаманы (аргумент), ал ордината өсіне табылған шаманы тағайындап алу керек. Бұл ретте салынатын шамалардың ең кіші және ең үлкен шектерін анықтап, координаттар өстеріндегі тең бөліктерге 1; 2; 5-ке еселік сандар түсетіндей етуге тырысу керек. Сонда графикке нүктелер салу және сызықтың координаттарын анықтау анағұрлым жеңіл болады. Егерде абцисса өсінің ұзындығын ординатаға қарағанда 1.5-2.0 есе үлкен етіп алса, график көрнекілеу болып көрінеді. Графикке эксперимент мәліметтерін әртүрлі таңбалармен белгілеу арқылы, ал теория жүзінде немесе санақ әдісімен алынған мәліметтерді тұтас сызықпен тұрғызу қалыптасқан. Әр түрлі режим үшін, бірақ бір текті процесті сипаттайтын сызықтардың бәрін бір графикте келтірсе, процестің өзгеру динамикасын режимдерге қатысты салыстыруға қолайлы болады.

Графиктерді салғанда масштабты дұрыс пайдалану арқылы өлшенген нүктелер қағаз бетіне біркелкі түсетіндей етуге (центріне жақын) тырысу керек. Көптеген процестерде аргумент пен функциялардың бастапқы нүктелері координаттар өсінің басына (нөлге) сәйкес келе бермейді. Сондықтан координаттар өсін жылжыту арқылы нақты процестің бастапқы нүктелеріне жақындату керек.

Графиктегі нүктелердің орналасу тәртібі белгілі бір заңдылыққа бағынады. Қайсібір нүкте сол заңдылыққа бағынбай оқшау жатса, бұл жерде қызық құбылыс (эффект) бар деп немесе ол нүкте қате өлшенген деп түсіну керек. Нүкте дұрыс өлшенген болса, эксперименттің сол аймағын қайтадан мұқият өлшеп құбылыстың табиғатына көз жеткізеді. Зерттеу жұмысының мәнісі де осында

Егер өлшенген шамалардың қателіктері белгілі болса, графиктегі таңбалардың өлшемдері қателіктерге сәйкес $(1/2)\ell = \pm\sigma$ салынады. Мұнда ℓ таңбаның сызықты өлшемі.

Демек, үлкен таңбалар (график масштабына сәйкес) қателіктерді көрсетеді.

Мәліметтерді график түрінде сипаттағанда тәжірибе нүктелері түзу сызық бойына орналасатындай етуге тырысу керек. Себебі түзу сызықтың функциялық тәуелділігі сызықсыз функциялардың тәуелділігінен анағұрлым көрнекі және формула түрінде оңай алынады. Мұның бірнеше әдісі бар:

1. Процесс квадраттық функциямен сипатталсын. Мысалы , дененің еркін түсуін тәжірибе жүзінде зерттегенде жүрілген жолдың уақытқа тәуелділігі $S = gt^2/2$ өрнегімен

сипатталатынына көз жеткізуге болады. Нүктелерді $S = f(t)$ тәуелділігімен тұрғызатын болсақ, график парабола болады. Ал графикті $S = f(t)^2$ немесе $\sqrt{S} = f(t)$ қатынасымен салсақ, түзу сызық аламыз және сол сызықтың көлбеулік бұрышын анықтау арқылы $S = gt^2/2$ формуласындағы коэффициентін $g/2$ табуға болады.

2. Процесс дәрежелік тәуелділікпен сипатталсын: $y=x^n$

Бұл жағдайда теңдеудің екі жағын да логарифмдесек:

$$\ln y = n \ln x$$

Өстерге $\ln y = f(\ln x)$ мәндерін тұрғызатын болсақ, сызықты график аламыз.

Жалпы жағдайда көптеген күрделі байланысты

$$y = a + bx \quad (14)$$

сызықтық өрнекке келтіруге болады. Осы сызықтық байланыстың a және b параметрлерін тәжірибенің нәтижелерін пайдаланып, аналитикалық әдіспен табуға болады. Айталық физикалық бір шаманың x_i мәніне сәйкес физикалық екінші шаманың y_i мәні ($i=1,2,3,\dots,n$) тәжірибеде алынған болсын.

Сонда (14) формулаға сәйкес y_i мен x_i шамалардың өзара түзу сызықты байланысын ең дұрыс көрсететін a және b параметрлерді есептеп табу әдісін “ ең кіші квадраттар ережесі ” деп атайды.

Әрбір тәжірибеден алынған y_i мен x_i мәндерін (14) формулаға қойсақ, осы шамаларды өлшегенде жіберілген қателіктердің арқасында (14) теңдік дәл орындалмайды, яғни

$$y_i - (a + bx_i) \neq 0 \quad (15)$$

Осы айырымды квадраттап, барлық өлшегенде алынған нәтижелер үшін олардың қосындысын табайық:

$$D = \sum_{i=1}^n [y_i - (a + bx_i)]^2$$

“Ең кіші квадраттар ” ережесі бойынша y_i мен x_i шамалардың түзу сызықтық байланысын ең дұрыс көрсететін “ a ”және “ b ” параметрлердің мәндері үшін, (16) бойынша D минимум мәніне , яғни ең кіші мәніне тең болады.

$$y_i + (a + bx_i) = 0 \quad (15)$$

Осы айырымды квадраттап, барлық өлшегенде алынған нәтижелер үшін олардың қосындысын табайық:

$$D = \sum_{i=1}^n [y_i - (a + bx_i)]^2 \quad (16)$$

«Ең кіші квадраттар» ережесі бойынша y_i мен x_i шамалардың түзу сызықтық байланысын ең дұрыс көрсететін « a » және « b » параметрлердің мәндері үшін (16) теңдеуден a мен b шамалар арқылы жекелеген туындылар алып, оларды нөлге теңестіруіміз керек:

$$\frac{\partial D}{\partial a} = -2n \sum_{i=1}^n [y_i - (a + bx_i)] = 0 \quad (17)$$

$$\frac{\partial D}{\partial a} = -2 \sum_{i=1}^n \{ [y_i - (a - bx_i)] x_i \} = 0 \quad (18)$$

Бұлардан:

$$\sum_{i=1}^n y_i - na - b \sum_{i=1}^n x_i = 0 \quad (19)$$

$$\sum_{i=1}^n y_i x_i - a \sum_{i=1}^n x_i - b \sum_{i=1}^n x_i^2 = 0 \quad (20)$$

Осы теңдеулерден параметрлердің ең дұрыс мәндерін табуға болады:

$$a = \frac{\sum_{i=1}^n x_i \cdot \sum_{i=1}^n x_i y_i - \sum_{i=1}^n y_i \sum_{i=1}^n x_i^2}{(\sum_{i=1}^n x_i)^2 - n \cdot \sum_{i=1}^n x_i^2} \quad (21)$$

$$b = \frac{\sum_{i=1}^n y_i \cdot \sum_{i=1}^n x_i - n \sum_{i=1}^n x_i y_i}{(\sum_{i=1}^n x_i)^2 - n \cdot \sum_{i=1}^n x_i^2} \quad (22)$$

Егер сызықтық байланыс координат өстерінің басынан өтетін түзу болса:

$$y = b \cdot x \quad (23)$$

онда

$$b = \frac{\sum_{i=1}^n x_i y_i}{\sum_{i=1}^n x_i^2} \quad (24)$$

(21), (22) формулалар бойынша анықталған параметрлердің қателігі мына формулалар арқылы табылады:

$$\Delta b = \frac{t_{\alpha n}}{\sqrt{n}} \sqrt{\frac{n \sum_{i=1}^n y_i^2 - (\sum_{i=1}^n y_i)^2}{n \sum_{i=1}^n x_i^2 - (\sum_{i=1}^n x_i)^2} - b^2} \quad (25)$$

$$\Delta a = \frac{\Delta b}{n} \sqrt{n \sum_{i=1}^n x_i^2 - (\sum_{i=1}^n x_i)^2} \quad (26)$$

Егер түзу координат өсінің басынан өтетін болса,

$$\Delta b = \frac{t_{\alpha n}}{\sqrt{n}} \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n y_i^2}{\sum_{i=1}^n x_i^2} - b^2} \quad (27)$$

Мұндағы n барлық өлшеулер саны, $t_{\alpha n}$ -берілген сенімділік ықтималдығы үшін Стьюдент коэффициенті (№1 жұмысты қараңыз.)

№1 ЗЕРТХАНАЛЫҚ ЖҰМЫС
ӨЛШЕУ НӘТИЖЕСІНДЕ ПАЙДА
БОЛАТЫН СТАТИСТИКАЛЫҚ ЗАҢДЫЛЫҚТАР

1.1. Жұмыстың мақсаты: тікелей өлшеу нәтижесін өңдеу әдістерімен танысу.

1.2. Қысқаша теориялық кіріспе

1.2.1. Өлшеудің қателіктері және оны классификациялау.

Физикалық бір шаманың шын мәні x_0 болсын. Бұл шаманы өлшесек, әдетте, x_0 - ден басқа нәтиже аламыз. Егер өлшеу саны қалыпты болса, олардың нәтижесі тек қана x_0 -ден де емес, өзара да өзгеше болады. Өлшеу нәтижелерін $x_1, x_2, x_3, \dots, x_n$ деп белгілейік. Онда

$$\Delta x_i = |x_i - x_0| \quad (i=1, 2, \dots, n) \quad (1.1)$$

айырмасы өлшеудің абсолюттік қателігі деп аталады. Оның өлшем бірлігі өлшеніп отырған шаманың өлшем бірлігімен сәйкес келеді. Қателікті қасиеттеріне байланысты *систематикалық және ағаттық* деп бөледі.

1.2.2. Бір шаманы қайталап өлшегенде тұрақты болып қалатын, немесе белгілі заңдылықпен өзгертін қателіктің бөлігін – *систематикалық* қателік деп атайды. Мысалы, өлшегіш сызғыштың шкаласы біркелкі емес, термометр капиллярының бір бөлігіндегі диаметрі әртүрлі, таразының екі басы теңгерілмеген, ток жоқ кезде амперметрдің стрелкасы нөлде тұрмауы мүмкін. Кейде бұл қателіктерді ескеріп өлшеу нәтижесіне түзету енгізуге болады (мысалы, ток жоқ кездегі амперметрдің стрелкасының көрсетуінің 0 нөлден айырмашылығын ескеруіміз керек).

Систематикалық қатені эксперимент арқылы анықтауға болады. Ол үшін берілген нәтижені басқа әдіспен алынған өлшеу нәтижесімен, немесе дәлірек өлшеу құралдарымен алынған нәтижемен салыстыру қажет. Әдетте систематикалық қателікті өлшеу құралдарының белгілі қасиеттеріне сүйеніп өлшеу шарттарын талдау арқылы теориялық түрде шамалауға болады.

1.2.3. *Ағаттық* – тәжірибе (өлшеу) жүргізуші адамның салақтығының салдары. Мысалы, өлшеу нәтижелері қате жазылуы мүмкін, прибордың көрсетуі дұрыс жазылмауы мүмкін т.с.с. Егер ағаттық байқалса, оның өлшеу нәтижесін есептеуге енгізбеу керек.

1.2.4. *Кездейсоқ қателіктер* – өлшеу шарттарының кездейсоқ өзгеруі нәтижесінде пайда болатын қателіктер. Бұл жағдайда өлшеу нәтижелерінің бір-бірінен алшақтығын алдын-ала анықтауға болмайды, олар белгілі заңдылықпен өлшеу саны көп болғанда аңқталады.

1.2.5. *Кездейсоқ қателіктері бар тікелей өлшеу нәтижелерін өңдеу әдістері.* Бірдей жағдайда N рет өлшеу жүргізілсін және x_i i -ші өлшеудің нәтижесі болсын. Өлшеніп отырған шаманың ең ықтималды мәні оның *орташа арифметикалық* мәніне тең:

$$\langle x \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i \quad (1.2)$$

$N \rightarrow \infty$ жағдайда $\langle x \rangle$ шамасы өлшеніп отырған шаманың шын мәні x_0 -ге ұмтылады.

Әрбір жеке өлшеу нәтижесінің *орта квадраттық қателігі* деп мына өрнекті айтады:

$$S_N = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (\langle x \rangle - x_i)^2}{N-1}} \quad (1.3)$$

Егер $N \rightarrow \infty$, онда S_N өзінің тұрақты σ шектік мәніне ұмтылады:

$$\sigma = \lim_{N \rightarrow \infty} S_N \quad (1.4)$$

σ^2 шамасы өлшеулер нәтижелерінің *дисперсиясы* деп аталады.

Барлық өлшеулер нәтижелерін интервалдарға бөлейік. N өлшеулер нәтижелерінен x -тің минимум (x_{min}) және максимум (x_{max}) мәндерін бөліп алайық. Интервал саны K мына бөліндіге тең болады:
$$K = \frac{x_{max} - x_{min}}{L}$$

мұндағы L - интервал қадамы. Бұл жұмысты орындағанда интервал қадамын бүтін сан етіп және интервал саны 8-ден көп, 20-дан аз болатындай етіп сайлап алу қажет. Интервалды мына тәртіппен нөмірлейік:

$$1 - \text{интервал} - [x_{min} \div (x_{min} + L)]$$

$$2 - \text{интервал} - [x_{min} + L \div (x_{min} + 2L)]$$

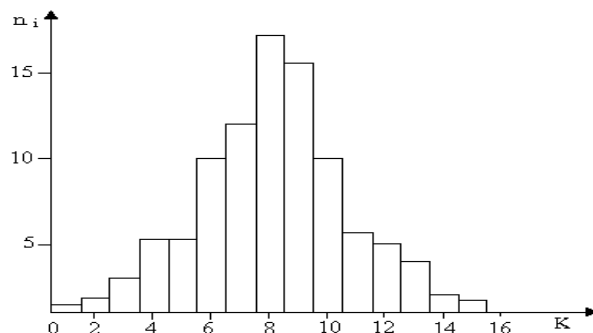
$$3 - \text{интервал} - [x_{min} + 2L \div (x_{min} + 3L)]$$

$$k - \text{интервал} - [x_{min} + (k-1)L \div (x_{min} + kL)]$$

Егер абсцисса өсінің бойына интервалдар номерін, ал ордината өсінің бойына нәтижелері берілген интервалдарға сәйкес келетін өлшеулер санын n_i -ді салсақ, онда 1.1-суретте көрсетілген *гистограмма* деп аталатын өлшеулер санының интервалдар бойынша таралуының тәжірибелік графигін аламыз. Өлшеулер саны көп болғанда n_i / N қатынасы өлшеніп отырған шама мәнінің қадамы L -ге тең берілген интервалда байқалу ықтималдығын

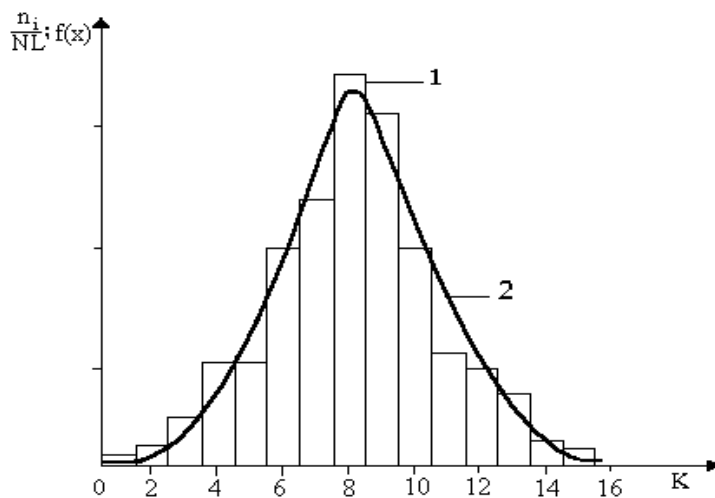
сипаттайды. Егер n_i / N шамасын L -ге бөлсек, онда $y_i = \frac{n_i}{NL}$ шамасы бірлік интервалға

сәйкес келетін орайлы жағдайлардың салыстырмалы санын сипаттайды. y_i үшін тұрғызылған диаграмма *келтірілген гистограмма* деп аталады. Оның түрі 1.2 - суретте көрсетілген.



1.1- сурет. Өлшеулер санының интервалдар бойынша таралуы (гистограмма)

Енді өлшеулер саны өте көп болсын деп қабылдайық. Интервал қадамы L -ді аз етіп алуға болады (өлшеуіш прибордың сезімталдығы жеткілікті деп қабылдаймыз), бірақ бәрібір әрбір интервалға қып өлшеу саны сәйкес келеді. Бұл жағдайда y_i -ді x -тің үздіксіз функциясы ретінде қарастыруға болады. Егер келтірілген гистограмма орнына $y=f(x)$ тәуелділігі графигін тұрғызсақ, таралу қисығы деп аталатын біркелкі үздіксіз қисық (1.2-сурет) аламыз. Бұл қисық x үздіксіз өзгергенде бірлік интервалға сәйкес келетін n_i өлшеулер санының үлесін анықтайды. $f(x)$ функциясы таралу тығыздығы деп аталады. Оның мағынасы бойынша $f(x)dx$ көбейтіндісі (мұндағы dx - тәуелсіз айнымалының дифференциалы) $x \rightarrow x+dx$ интервалына сәйкес келетін n_i/N толық өлшеулер санының үлесін анықтайды. Басқаша айтсақ, $f(x)dx$ дегеніміз өлшеніп отырған шаманың жеке кездейсоқ мәнінің $x \rightarrow x+dx$ интервалында байқалу ықтималдығы.



1.2- сурет. Ықтималдық тығыздығының интервалдар бойынша таралуы: 1 – өлшеулер саны шекті (келтірілген гистограмма),

2 – Гаусс қисығы

Өлшеу саны аз болғанда, келтірілген гистограмманың формасын алдын ала анықтауға болмайды. Бірақ, өлшеу саны шексіз көбейген жағдайда ықтималдықтар теориясы бойынша шектік үздіксіз қисықтың формасын анықтауға болады. Бұл шектік қисық Гаусс қисығы деп аталады. Шектік қисыққа сәйкес келетін таралу қалыпты (Гаустық) таралу деп аталады және мына таралу функциясымен сипатталады:

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(x_i - \langle x \rangle)^2}{2\sigma^2}} \quad (1.5)$$

мұндағы σ^2 жоғарыда айтылғандай дисперсия деп аталады, σ - өлшеу нәтижелерінің орта арифметикалық мәннен ауытқуын сипаттайды және стандартты ауытқу немесе орта квадраттық қателік деп аталады.

Гаусс функциясы нормаланған, яғни $f(x)$ мына теңдікті қанағаттандырады:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f(x) dx = 1 \quad (1.6)$$

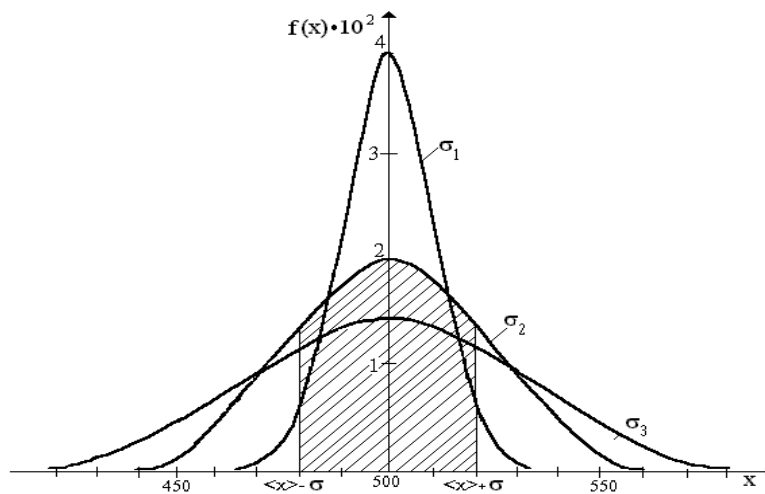
Интеграл шексіздік бойынша алынады, себебі өлшеніп отырған шаманың мәнінің $-\infty \div +\infty$ аралықта жату ықтималдығы 1-ге теі, яғни бұл аралықта өлшенетін шаманың байқалуын міндетті түрде орындалатын оқиға деп алуға болады. Ықтималдықтың тығыздық функциясының мынадай қасиеттері бар (1.2 - суретті қараңыз):

- $\langle x \rangle$ мәні бойынша симметриялы;
- $\langle x \rangle$ нүктесінде максимум мәніне жетеді;
- $|x_i - \langle x \rangle|$ мәні σ -дан көп үлкен болғанда шұғыл нольге ұмтылады.

1.3-суретте σ -ның әр түрлі мәндеріне сәйкес келетін таралу қисықтары келтірілген. Суреттен көргендей σ -ның аз мәндерінде қисықтың формасы еңсіз, максимум биік болады, бұл дәлірек өлшеулерге сәйкес келеді.

Практикада орта арифметикалық шаманың қателігін табу қажет болады. Дисперсияның мәні бірдей болып келетін жекеленген өлшеулердің нәтижелері мынадай x_1, x_2, \dots, x_n болсын. Бұлардың орта арифметикалық мәні мына формуламен анықталады:

$$\langle x \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^n x_i = \frac{x_1}{N} + \frac{x_2}{N} + \dots + \frac{x_n}{N} \quad (1.7)$$



1.3 - сурет. $\sigma_1=10$, $\sigma_2=20$ және $\sigma_3=30$ мәндеріне сәйкес Гаусс қисықтары. $\langle x \rangle=500$.

Демек шаманың дисперсиясы $\sigma_{\langle x \rangle}^2$ былай жазылады:

$$\sigma_{\langle x \rangle}^2 = \frac{\sigma^2}{N^2} + \frac{\sigma^2}{N^2} + \dots + \frac{\sigma^2}{N^2} = \frac{\sigma^2}{N} \quad (1.8)$$

яғни,

$$\sigma_{\langle x \rangle} = \frac{\sigma}{\sqrt{N}} \quad (1.9)$$

Осыған ұқсас:

$$S_{\langle x \rangle} = \frac{S_N}{\sqrt{N}} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (\langle x \rangle - x_i)^2}{N(N-1)}} \quad (1.10)$$

Сонымен орта арифметикалық шаманың орта квадраттық қателігі жеке нәтиженің орта квадраттық қателігін өлшеулер санының квадрат түбіріне бөлгенге тең. Бұл тұжырым өлшеулер санының артуына сәйкес дәлдіктің артуы туралы фундаменталды заңды айқындайды.

Шаманың шын мәнінің $\langle x \rangle - \Delta x \div \langle x \rangle + \Delta x$ интервалда жату ықтималдығын сенімділік ықтималдығы (сенімділік коэффициенті, сенімділік), ал интервалдың өзін – сенімділік интервалы деп атайды. N -нің мәні жеткілікті үлкен болғанда

$\langle x \rangle \pm \sigma_{\langle x \rangle}$ интервалы үшін $\alpha = 0,68$, ал $\langle x \rangle \pm 2\sigma_{\langle x \rangle}$ интервалы үшін $\alpha = 0,95$, сонымен қатар $\langle x \rangle \pm 3\sigma_{\langle x \rangle}$ интервалы үшін $\alpha = 0,997$.

x -тің өлшенген мәнінің, оның шын мәні x_0 –ге жуықтау сипаттамасы σ өлшеніп отырған шаманың физикалық табиғатымен және өлшеу тәсілін анықтайтын физикалық және конструктивтік принциптермен анықталады. Сондықтан өлшеу санын шексіз көбейту дәлдікті көп арттырмайды.

1.2.6. Өлшеу санын шексіз арттырудың мағынасы болмағандықтан, эксперимент жүргізгенде тәжірибелер белгілі санмен шектелуі қажет. Алайда, бұл жағдайда берілген сенімділік α -ның мәні үшін σ -ның үлесімен (масштабымен) өлшенген сенімділік интервалының мәні аз болады. Демек, өлшеу санына байланысты сенімділік қалай өзгереді деген сұрақ туады? Бұл байланыс күрделі және элементар функциялармен сипатталмайды.

Сенімділік интервалын ($S_{\langle x \rangle}$ масштабында) α және N -ге байланысты анықтайтын коэффициенттерді *Стьюдент* коэффициенттері деп атайды. Бұл коэффициенттер $t_{\alpha, N}$ деп белгіленеді және арнаулы таблицалардан табылады. Сенімділік интервалын Δx мына формуламен анықтаймыз:

$$\Delta x = t_{\alpha, N} \cdot S_{\langle x \rangle} \quad (1.11)$$

Бұл жағдайда, соңғы нәтиже мына түрде жазылады: α -нің белгілі мәні үшін

$$x = \langle x \rangle \pm \Delta x . \quad (1.12)$$

Егер $\alpha = 0,68$ болса $t_{\alpha, N} > 1$, ал $N \rightarrow \infty$ болса $t_{\alpha, N} \rightarrow 1$.

Эксперименттің нәтижесінің сенімділік интервалы әдетте $\alpha = 0,95$ сенімділік ықтималдықпен көрсетіледі.

Егер $\alpha = 0,95$ болса $t_{\alpha, N} > 2$, ал $N \rightarrow \infty$ болса $t_{\alpha, N} \rightarrow 2$.

1.2.7. Эксперименттің дәлдігін шамалау үшін оның салыстырмалы қателігін есептеу керек. Өлшенген шаманың шын мәнінің үлесімен өрнектелген шаманы *салыстырмалы қателік* деп атайды: $\varepsilon = \Delta x / \langle x \rangle$.

Оны процент арқылы жазуға болады:

$$\varepsilon = \frac{\Delta x}{\langle x \rangle} \cdot 100\% \quad (1.13)$$

Өлшем санына және сенімділік ықтималдық мәніне сәйкес Стьюдент коэффициенттері 1.1.- кестеде көрсетілген.

1.3. Жұмыстың орындалу әдістемесі

1.3.1. Керекті құралдар: СП-100 санағыш прибор, секундомер.

1.3.2. СП-100 приборы оның “ПРОВЕРКА” деп аталатын түймесін басқан уақыт мезетінен “СТОП” деп аталатын түймесін басқан уақыт мезетіне дейінгі аралықтағы приборға берілген импульс санын есептейді. СП-100 приборына, импульс, жиілігі $\nu = 50$ Гц айнымалы кернеу генераторынан беріледі. Демек, орташа алғанда, 1 секунд ішінде тіркелетін импульс саны 50-дің аймағында болады. Бұл прибордың толық түсініктемесін 1.6.1 әдебиетінің 649 бетінен қараңыз. Бұл жұмысты орындау үшін 5 секунд ішіндегі импульстер саны есептелінеді. Өлшеу саны 100 –ге тең болу керек.

1.4. Жұмысты орындау тәртібі

1.4.1. СП-100 приборын жұмысқа қосыңыз, ол қызғанша 15 минут күтіңіз.

1.4.2. $t = 5$ секунд үшін санағыш прибор тіркейтін импульстер санын өлшеңіз.

Өлшеулерді 100 рет қайталаңыз. Өлшеу нәтижелерін кестеге жазыңыз. 1.2-кесте үлгісі:

1.1 кесте. Стьюдент коэффициенттерінің мәндері

Өлшем саны	Сенімділік ықтималдығы	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	0,95	0,98	0,99	0,999
2		0,16	0,33	0,51	0,73	1	1,38	2,0	3,1	6,3	12,7	31,8	63,7	636,6
3		0,14	0,29	0,45	0,62	0,82	1,06	1,3	1,9	2,9	4,3	7	9,9	31,6
4		0,14	0,28	0,42	0,52	0,77	0,98	1,3	1,6	2,4	3,2	4,5	5,8	12,9
5		0,13	0,27	0,41	0,57	0,74	0,94	1,2	1,5	2,1	2,8	3,7	4,6	8,6
6		0,13	0,27	0,41	0,56	0,73	0,92	1,2	1,5	2,0	2,6	3,4	4,0	6,9
7		0,13	0,27	0,4	0,55	0,72	0,9	1,1	1,4	1,9	2,4	3,1	3,7	6,0
8		0,13	0,26	0,4	0,55	0,71	0,9	1,1	1,4	1,9	2,4	3,0	3,5	5,4
9		0,13	0,26	0,4	0,54	0,71	0,9	1,1	1,4	1,8	2,3	2,9	3,4	5,0
10		0,13	0,26	0,4	0,54	0,7	0,88	1,1	1,4	1,8	2,3	2,8	3,3	4,8
11		0,13	0,26	0,4	0,54	0,7	0,88	1,1	1,4	1,8	2,2	2,8	3,2	4,6
12		0,13	0,26	0,4	0,54	0,7	0,87	1,1	1,4	1,8	2,2	2,7	3,1	4,5
13		0,13	0,26	0,4	0,54	0,7	0,87	1,1	1,4	1,8	2,2	2,7	3,1	4,3
14		0,13	0,26	0,39	0,54	0,69	0,87	1,1	1,4	1,8	2,2	2,7	3,0	4,2
15		0,13	0,26	0,39	0,54	0,69	0,87	1,1	1,4	1,8	2,1	2,6	3,0	4,1
100		0,13	0,25	0,39	0,53	0,68	0,85	1,0	1,3	1,7	2,0	2,4	2,6	3,4

1.2 кесте. 5 секунд ішінде СП-100 приборының тіркейтін импульстер саны

№	i	x_i	Δx_i^2	№	x_i	Δx_i	Δx_i^2	№	x_i	Δx_i	Δx_i^2
1				34				67			
2				·				·			
·				·				·			
·				·				·			
·											
33				66				100			

1.4.3. Барлық нәтижеден $\langle x \rangle$ орта арифметикалық мән шамасын есептеңіз.

1.4.4. Жеке өлшеулердің ауытқуын (Δx_i -дің шамасын) және оның квадратын (Δx_i^2) есептеңіз, оларды кестеге енгізіңіз.

1.4.5. (1.3) – формуласы бойынша орта квадраттық қателікті есептеңіз. (1.10)-формуласы бойынша орта арифметикалық шаманың орта квадраттық қателігін есептеңіз.

1.4.6. x_{\min} және x_{\max} - шамаларын табыңыз, бұлардың аралығын интервалға бөліп, нөмрлеңіз.

1.4.7. Әрбір өлшеудің қай интервалға жататынын анықтаңыз.

1.4.8. Әрбір интервалға енетін өлшеулер санының қосындысын (n_i) табыңыз және бұл нәтижені кестеге енгізіңіз. Кесте үлгісі:

1.3 кесте. Гистограмма және Гаусс қисығын тұрғызуға керекті шамалар

Интервал нөмері (j): j=1...k	i		$x_{\min} + (j - 1) \cdot \Delta x$ $- < x > = \Delta x$	$\xi = -\xi$	$f(x)$
1					
2					
·					
·					
·					

1.4.9. Гистограмманы тұрғызыңыз.

1.4.10. Келтірілген гистограмма тұрғызыңыз.

1.4.11. Үқтималдық тығыздығы функциясының мәнін әр интервалдың ортасы үшін есептеңіз және оны соңғы кестеге енгізіңіз.

1.4.12. Келтірілген гистограмма салынған графикке Гаусс қисығын қосымша етіп тұрғызыңыз. 1.4.13. Оқытушы көрсеткен сенімділік коэффициентінің мәні үшін сенімділік интервалын есептеңіз және соңғы нәтижені (1.12) формулаға сәйкес жазыңыз. (1.13) формуламен салыстырмалы қателікті есептеңіз.

1.5. Пысықтауға арналған сұрақтар

- 1.5.1. Абсолюттік және салыстырмалық қателіктің анықтамасын келтіріңіз.
- 1.5.2. Қасиеттері бойынша қателіктерді қандай кластарға бөлуге болады?
- 1.5.3. Кездейсоқ қателіктердің қалыпты таралуының қандай қасиеттері бар?
- 1.5.4. Стандартты ауытқуға қандай сенімділік сәйкес келеді?
- 1.5.5. σ -ның екі мәнінің ($\sigma_1 > \sigma_2$) қайсына дәлірек өлшеулер сәйкес келеді?

1.6. Әдебиет

- 1.6.1. Руководство к лабораторным занятиям по физике. Под ред. Гольдина Л.Л. М.: Наука, 1973.
- 1.6.2. Зайдель А.Н. Элементарные оценки ошибок измерений. Л.: Наука, 1968г.
- 1.6.3. Кубышкина В.Д. Основные методы математической обработки результатов физического эксперимента. Алма-Ата, КазГУ, 1974.

№ 2 ЗЕРТХАНАЛЫҚ ЖҰМЫС

ҰЗЫНДЫҚТЫ, АУДАНДЫ ЖӘНЕ КӨЛЕМДІ ӨЛШЕУ

2.1. Жұмыстың мақсаты: Бұрыштық және сызықтық шамаларды өлшеу әдістерін игеру, бұл өлшеулердің дәлдігін шамалау. Жанама өлшеулердің нәтижелерін өңдеу әдістерін игеру.

2.2. Қысқаша теориялық кіріспе

2.2.1. Физикалық зерттеулердің көпшілігінде (мысалы лабораториялық жұмыстарда) керекті шама тікелей өлшенбейді. Алдымен біз басқа да бір $x_1, x_2, x_3 \dots$ шамаларды өлшеп, содан соң бұл шамалардың функциясын $y = f(x_1, x_2, x_3 \dots)$ есептеп шығарамыз. Функцияның ең ықтималды мәнін алу үшін тіке өлшеулердің $\langle x_1 \rangle; \langle x_2 \rangle; \langle x_3 \rangle \dots$ орта арифметикалық мәнін пайдаланамыз. Тіке өлшеудің қателігін шамалау № 1 жұмыста көрсетілген.

2.2.2. Өлшеудің қателіктері әдетте аз шамалар болып табылады (олардың квадраты өлшеудің дәлдік шегінен тыс жатады), сондықтан өлшеулердің қателігін есептеу үшін дифференциалдық есептеу аппаратын пайдалануға болады. Жанама өлшеулер жүргізгенде мынандай жағдайлар болуы мүмкін:

1. y - бір айнымалының функциясы, яғни $y = f(x)$. Бұл жағдайда σ жеткілікті дәлдікпен

$$\sigma_y = f'(x)\sigma_x \quad (2.1)$$

деп жазуға болады. Теңдіктің екі жағын да Стьюдент коэффициентіне көбейтсек:

$$\Delta y = f'(x)\Delta x, \quad (2.2)$$

мұндағы Δx - берілген α ықтималдық үшін сенімділік интервалы.

2. Егер y бірнеше айнымалылар x_1, x_2, \dots, x_n функциясы болса және бұл айнымалылар үшін $\sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_n$ белгілі болса, онда:

$$\sigma_y = \pm \sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial x_1} \sigma_{x_1}\right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial x_2} \sigma_{x_2}\right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial x_3} \sigma_{x_3}\right)^2 + \dots} \quad (2.3)$$

немесе: $\sigma_y = \sqrt{\sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \sigma_{x_i}\right)^2}$ мұндағы $\partial f / \partial x_i$ – функция-ның x_i аргументі бойынша

дербес туындысы; σ_{x_i} жеке аргументтердің стандартты ауытқулары.

Функцияның сенімділік интервалын есептеу үшін мына формуланы

$$\Delta y = \sqrt{\sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \Delta x_i\right)^2} \quad (2.4)$$

пайдалануға болады (егер барлық тіке өлшеулердің сенімділік интервалдары бірдей сенімділікпен анықталса). Бұл жағдайда функцияны анықтаудың сенімділігі аргументті анықтаудың сенімділігіне тең болады. Соңғы нәтижені мына түрде жазуға болады: берілген $\alpha = k\%$ мәні үшін $y = \langle y \rangle \pm \Delta y$,

мұндағы α – таңдап алынған сенімділік ықтималдығы.

2.2.3. Бірқатар жағдайларда жанама өлшеулердің қателігін табу үшін (2.4) формуласының орнына басқа формула қолдануға болады. Егер $y = f(x_1, x_2, x_3, \dots)$ көбейтінді, бөлшек немесе дәрежелік функция түрінде берілсе, онда алдымен салыстырмалы қателікті табу керек. Мысалы, егер

$$y = \frac{A \cdot x_1^n \cdot x_2}{x_3}$$

онда:

$$\frac{\Delta y}{y} = \sqrt{\left(\frac{n \Delta x_1}{x_1}\right)^2 + \left(\frac{\Delta x_2}{x_2}\right)^2 + \left(\frac{\Delta x_3}{x_3}\right)^2} \quad (2.5)$$

Өлшенетін шамалардың бәрінің дәреже көрсеткіші бірге тең болатын жағдай үшін (2.5) формуласы мына түрде жазылады:

$$\frac{\Delta y}{y} = \sqrt{\left(\frac{\Delta x_1}{x_1}\right)^2 + \left(\frac{\Delta x_2}{x_2}\right)^2 + \left(\frac{\Delta x_3}{x_3}\right)^2 + \dots} \quad (2.6)$$

яғни, ондай функциялар үшін салыстырмалы қателік тікелей өлшеулердің салыстырмалы қателіктерінің квадраттарының қосындысының квадрат түбіріне тең.

2.2.4. Тікелей өлшеулердің сенімділік интервалы мына формуламен анықталатындығын еске түсірейік

$$\Delta x_i = t_{\alpha, N} \cdot \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (\langle x \rangle - x_i)^2}{N(N-1)}}$$

x_i – жеке өлшеудің нәтижесі,

N – өлшеу саны,

$t_{\alpha, N}$ – берілген сенімділік α үшін Стьюдент коэффициенті.

Бір қарағанға өлшеу санын шексіз ұлғайтсақ, өлшеу қателігі мейлінше аз болатындай көрінеді. Әрине, бұл дұрыс емес. Мейлінше аз болатын қателік тек қана кездейсоқ қателік, ал приборлық немесе систематикалық қателік сол бетінде қалады. Ең аз бөлігінің құны 1 мм болатын линейкамен қанша көп өлшеу жүргізгенмен өлшеу дәлдігін 0,5 мм-ден арттыра алмаймыз. Сондықтан өлшеу саны туралы мәселені арнайы қарастырайық. Еш уақытта бір ғана өлшеумен шектелуге болмайды. Егер үш рет өлшеу жүргізгенде өлшеу нәтижелері бірдей болса, ары қарай өлшеу жүргізудің қажеті жоқ, өлшеу қателігі прибордың қателігіне те болады (прибордың ең аз бөлігінің құнының жартысымен немесе прибордың дәлдік класымен анықталады).

Егер өлшеу нәтижелері бірдей емес, әртүрлі болса, онда өлшеулер санын кездейсоқ қателік прибордың қателігенен аз болатындай етіп сайлап алу керек. Оның шамасын біле отырып, кездейсоқ қателіктің өлшеу дәлдігіне әсерінің аз болатындығын қамтамасыз ететін өлшеулер санын табуға болады. Бұл үшін 2.5.1 әдебиетіндегі σ үлесімен алынған интервалдар көрсетілген

№1 кестені пайдалану қажет. Сенімділік коэффициенті 0,95 болғанда кездейсоқ қателік стандартты ауытқудан ($\Delta x/\sigma=1$) үлкен емес болу үшін, кемінде 7 рет өлшеу жүргізу қажет. Бұдан әрі, егер өлшеу саны туралы арнаулы сөз болмаса, өлшеу санын 7-ге тең деп қабылдаймыз.

2.2.5. Кейбір жағдайда эксперимент жасаудың бастапқы шарттары бір орында тұрмайды. Мысалы, космостық бөлшектер ағынының интенсивтігін зерттегенде, бөлшектердің әр секунд аралығында келу саны бақылаушының еркіне тәуелді емес.

Мұндай жағдайда әрбір жекелеген тікелей өлшеу нәтижесімен жанама өлшенетін шаманың нәтижесі есептеледі. Содан кейін барлық жекеше есептелген жанама шаманың нәтижелері бойынша оның арифметикалық орташа мәні және тікелей өлшеулер үшін есептелгендей жанама өлшенген шаманың қателігі табылады. Осы айтылғандай өлшеу нәтижелерін тікелей өлшеу әдісімен өңдеу деп атайды.

Мысалы, механика лабораториясында бұл әдіспен баллистикалық маятниктің көмегімен атылған оқтың жылдамдығын анықтауға арналған тәжірибенің нәтижесі өңделеді, өйткені оқтың бір нүктеге қайтып түсуі практика жүзінде мүмкін емес, т.с.с.

2.2.6. Бұл жұмыста дұрыс геометриялы формалы денелердің көлемін анықтау мысалында жанама өлшеулердің нәтижесін өңдеу әдісімен танысамыз. Дененің көлемі сызықты өлшемдерді анықтау арқылы табылады.

2.2.7. Ғылым мен техникада ұзындық пен қашықтықты өлшеу үшін әр түрлі дәлдігі бар көптеген приборлар қолданылады. Ұзындықты өлшеу үшін нониусы бар масштабты линейка кеңінен пайдаланылады. *Нониус* деп өлшеу дәлдігін 10-20 рет арттыратын сызықтық немесе дөңгелек масштабқа қосымшаны айтады.

Сызықтық нониус дегеніміз масштабты линейканың бойымен қозғала алатын бөліктері бар шағын линейка. Нониустың m бөлігі негізгі масштабтың $(m-1)$ бөлігіне сәйкес келеді (2.1 суретті қараңыз).

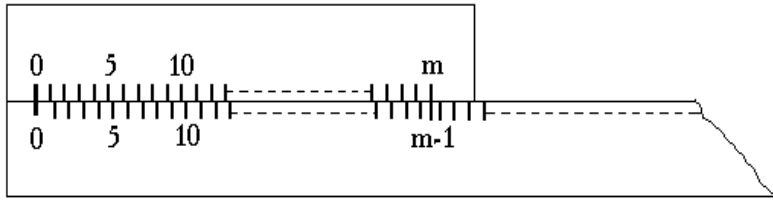
Негізгі масштабтың бөлігінің құны белгілі, ол a - ға тең болсын (әдетте, $a=1$ мм). Нониус бөлігінің құнын x деп белгілейік.

Онда:

$$x \cdot m = a(m-1)$$

бұдан,

$$x = \frac{m-1}{m} \cdot a = a - \frac{a}{m}$$



2.1 сурет. Сызықтық нониус

Масштаб пен нониус бөліктерінің құнының айырмасын нониустың дәлдігі деп атайды

$$a - x = a - \left(a - \frac{a}{m} \right) = \frac{a}{m}. \quad (2.7)$$

Дененің ұзындығын өлшеу үшін, оның басын масштабтық линейканың нөлдік бөлігімен, ал шетін нониуспен сәйкестендіреміз. Онда заттың ұзындығы

$$L = ka + \Delta L \quad (2.2. суретті қараңыз)$$

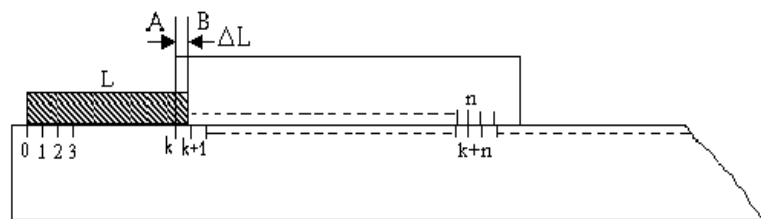
мұндағы k – нониустың "0"-дік белгісінен сол жақта орналасқан негізгі масштабтың ең жақын бөлігінің нөмірі.

Нониус бөлігінің құны негізгі масштаб құнына тең болмағандықтан, масштабтың әйтеуір бір бөлігіне ең жақын сәйкес келетін нониустың n бөлігі табылады, онда 2.2. суретінде көрсетілгендей:

$$\Delta L = na - nx = na - n \left(a - \frac{a}{m} \right) = \frac{a}{m} \cdot n$$

демек,

$$L = ka + \frac{a}{m} n \quad (2.8)$$



2.2. сурет. Дене және сызықтық нониус

бөлік құнына көбейтілген негізгі масштабтың бөліктерінің бүтін санына, нониус дәлдігіне көбейтілген, негізгі масштабтың әйтеуір бір бөлігіне сәйкес келетін, нониус бөліктерінің нөмірін қосқанға тең. Нониус дәлдігі әдетте, өлшеуіш прибордың өзінде көрсетіледі. Нониус арқылы жүргізілген өлшеулердің қателігі нониус дәлдігіне тең.

2.2.8. Штангенциркуль

Сызықты нониус штангенциркуль конструкциясында қолданылады. Штангенциркуль құрамына (2.3. суретті қараңыз) LA аяқша бекітілген миллиметрлік масштаб M (прибордың шкаласы) енеді. Масштаб бойымен N нониус қозғала алады, ал онымен екінші аяқша LB мен F білтемеше байланысқан. Штангенциркульді қозғалатын бөлігінің C қысқыш винті бар. Егер A мен B аяқшалары тиісіп тұрса, онда шкала мен нониус нөлдік бөліктері сәйкес келеді. Дененің сыртқы өлшемдерін білу үшін оны A және B аяқшаларының ортасына орналастырып, аяқшаларды затқа тиіскенше қозғаймыз. Бұдан кейін қозғалатын аяқшаны C қысқышпен бекітіп, шкала бөліктерін санаймыз. Бүтін миллиметрлер саны тікелей прибордың шкаласынан нониустың нөлдік бөлігіне дейінгі аралықпен анықталады, ал миллиметрдің бөліктері жоғарыда айтылғандай нониуспен анықталады. Ішкі өлшемдер үшін LL аяқшаларды, ал тереңдікті өлшеу үшін F білтемешені қолданады. Штангенциркульді нониусы $n = 10, 20, 50$ бөлік болатындай етіп дайындайды.

2.2.9. Микрометр

Дәлірек өлшеулер үшін микрометрлік құралдар қолданады. Олар әртүрлі типте дайындалады: сыртқы, ішкі, тереңдік өлшемдерін анықтау үшін.

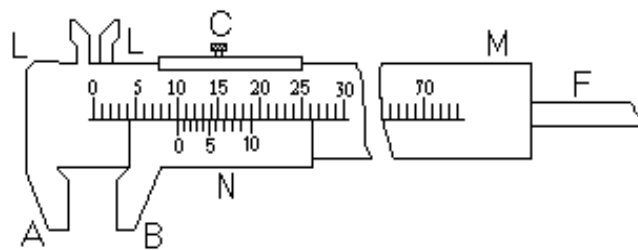
Сыртқы өлшемдерге арналған микрометр (2.4 суретті қараңыз) тағамен байланысқан тұтас сабақтан (стержень) тұрады. Сабақтың жалғасы ретінде микрометрлік винт (A) орналасқан. Өлшеу жүргізгенде дене қозғалмайтын сабақ пен микрометрлік A винттің қозғалатын жақтауының арасында орналасады. Микровинтті дыбыс шығаратын қондырғы (трещотка) B арқылы бұрайды, бұл кезде C барабан сабаққа салыстырғанда ілгерілемелі қозғалады. Микрометрдің есеп жүргізетін құрылымы екі шкаладан тұрады. Сабақтың горизонталь шкаласы әр бөлігінің құны $0,5$ мм болатын қос шкала болып табылады, олар бойлық сызықтың бойына орналасқан және жоғарысы төменгісіне қарағанда жарты бөлікке ығысады. Барабанның дөңгелек шкаласының бөлік саны $n = 50$ болсын. Микровинттің қадамы $h = 0,5$ мм, яғни микровинт (онымен қоса барабан) толық бір айналғанда барабанның шеті $0,5$ мм-ге қозғалады. Дөңгелек шкаланың бөлігінің құны:

$$a = \frac{h}{n} = \frac{0,5}{50} = 0,01 \text{ мм}.$$

Өлшеу былайша жүргізіледі: сабақтың горизонталь шкаласы бойынша заттың өлшемі $0,5$ мм дәлдікпен анықталады, миллиметрдің жүздік бөлігі барабанның дөңгелек шкаласынан жазылады. Алынған нәтижелер қосылады. Жүздік бөліктердің саны сабақтағы бойлық шкаланың қарсысындағы бөлігіне сәйкес келеді. Өлшеу жүргізудің осы тәртібі микрометрлік құралдардың барлық типі үшін бірдей.

Егер өлшеу нәтижелерін математикалық түрде өңдегенде сенімділік интервалы прибордың қателігімен шамалас болса, онда толық қателік мына формуламен анықталады:

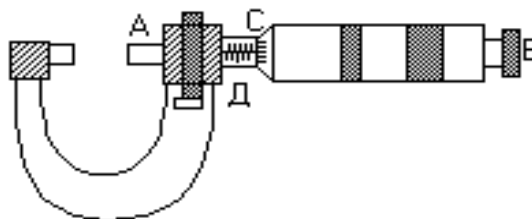
$$\Delta x = \sqrt{\Delta x_{\text{кезд.}}^2 + \Delta x_{\text{пр}}^2} \quad (2.9)$$



2.3 сурет. Штангенциркуль: LA - қозғалмайтын аяқша,

LB - қозғалатын аяқша, C – қысқыш винт, M – масштаб,

N – нониус.



2.4. сурет. Микрометр: A – винт, B – винттің басы, D – негізгі шкала, C – шкаласы бар барабан.

Егер қателіктің біреуі екіншісінен үш есе аз болса, оны ескермеуге болады.

2.3. Жұмысты орындау тәртібі

2.3.1. Прибор мен керекті құралдар: штангенциркуль, микрометр және өлшенетін денелер.

2.3.2. Штангенциркульдің құрылысымен танысыңыздар, оның негізгі масштабының бөлігінің құнын және нониусының дәлдігін анықтаңыз.

2.3.3. Микрометрдің құрылысымен танысыңыз, оның негізгі шкаласының және барабанның бөліктерінің құнын анықтаңыз.

2.3.4. Осы өлшеуіш приборларды пайдалануды үйреніңіз. Сызықты өлшемдерді анықтайтын өлшеуіш приборларды таңдап алыңыз. Бұл кезде мейлінше жоғарғы дәлдікті қамтамасыз ету керек екенін ескеріңіз.

2.3.5. Заттың сызықтық өлшемдерін анықтаңыз, нәтижелерді 2.1. кестеге жазыңыз.

2.1 кесте. Зерттелетін заттың сызықтық өлшемдері

№	a_i , мм	b_i , мм	c_i , мм

1			
2			
3			
4			
5			

2.3.6. Әрбір сызықтық өлшемдердің орта мәндерін есептеңіз, оны сол кестеге жазыңыз.

2.3.7. Әрбір өлшенген нәтиженің орта мәннен ауытқуын есептеңіз, оны 2.2 кестеге жазыңыз.

2.3.8. Әрбір сызықтық өлшемнің орташа арифметикалық мәнінің орта квадраттық қателігін ($S_{<x>}$) есептеңіз (№1 жұмысты қараңыз).

2.3.9. Жүргізілген өлшеу саны және белгілі сенімділік $\alpha=0,95$ үшін әрбір сызықтық өлшемнің сенімділік интервалын анықтаңыз.

2.3.10. Әрбір сызықтық өлшем үшін $\alpha=0,95$ деп алып, соңғы нәтижені мына түрде жазыңыз: $x=<x>\pm\Delta x$

2.3.11. Әрбір сызықтық өлшемнің салыстырмалы қателігін табыңыз.

2.3.12. Көлемді өлшеудің абсолютті және салыстырмалы қателігін анықтаңыз. Бұл үшін (2.4) немесе (2.6) формулаларының ыңғайлысын алыңыз.

2.3.13. Көлемді анықтаудың соңғы нәтижесін жазыңыз.

2.2 кесте. Қателікті есептеуге керекті мағлұматтар

	$a_i, \text{ мм}$	$a_i^2, \text{ мм}^2$	$b_i, \text{ мм}$	$b_i^2, \text{ мм}^2$	$c_i, \text{ мм}$	$c_i^2, \text{ мм}^2$

2.4. Пысықтауға арналған сұрақтар.

2.4.1. Нониустың дәлдігі қалай есептеледі?

2.4.2. Микрометрдің және штангенциркульдің приборлық қателіктері неге тең?

- 2.4.3. Тікелей және жанама өлшеулердің мысалдарын келтіріңіз.
 2.4.4. Жанама өлшеулерді есептеудің қандай әдістерін білесіз?
 2.4.5. Егер кездейсоқ қателік нөлге тең болса, өлшеудің абсолют қателігі неге тең болады?

2.5. Әдебиет

- 2.5.1. Методы физических измерений. Под ред. Солоухина Р.И. М.: Наука, 1975.
 2.5.2. Руководство к лабораторным занятиям по физике. Под ред. Гольдина.Л.Л. М.: Наука, 1973.
 2.5.3. Физический практикум. Под ред. Ивереновой В. И. М.: Наука, 1967.
 2.5.4. Кубышкина В.Д. Основные методы математической обработки результатов физического эксперимента. Алма-Ата, КазГУ, 1974.
 2.5.5. Рабинович С.Г. Погрешности измерений. Л.:, 1978.

№ 3 ЗЕРТХАНАЛЫҚ ЖҰМЫС ДИСКІНІҢ ИНЕРЦИЯ МОМЕНТІН АНЫҚТАУ

3.1. Жұмыстың мақсаты: Сақталу заңдарын пайдаланып, дискінің инерция моментін екі әдіс бойынша анықтау: динамикалық және тербеліс әдісі.

3.2. Теориялық қысқаша түсінік

Қатты дененің айналма қозғалысы моменттер теңдеуімен сипатталады:

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{M} \quad (3.1)$$

Мұндағы $\vec{L} = I\vec{\omega}$ – қатты дененің импульс моменті, $\vec{\omega}$ - векторлық бұрыштық жылдамдығы, \vec{M} - денеге әсер ететін қорытқы векторлық күш моменті, I – дененің айналу өсіне қарасты инерция моменті. Егер қатты дене бекітілген өстен айналып қозғалса, онда осы өстен денені айналдыруға күш моментінің тек қана өске параллель құраушысы әсер етеді. Бекітілген өстен айналып қозғалғанда дененің векторлық бұрыштық жылдамдығы және үдеуі айналу өсінің бойымен бағытталады. Сондықтан бекітілген өстен дененің айналма қозғалысын қарастырғанда моменттер теңдеуінің (3.1) айналу өсіне проекциясын қарастырсақ жеткілікті:

$$M = I \frac{d\omega}{dt} = I \cdot \beta \quad (3.2)$$

мұнда M – денеге әсер ететін күш моменттерінің айналу өсіне проекциясы, $\beta = \frac{d\omega}{dt}$ -

бұрыштық үдеу.

Қатты дененің берілген өске қарасты инерция моменті дененің формасына, сызықтық өлшемдеріне, массасына және массаның айналу өсіне қарасты таралуына, әрі денеге қарағанда айналу өсінің орналасуына байланысты мына формуламен анықталады:

$$I = \int_m r^2 dm = \int_V r^2 \rho dV \quad (3.3)$$

мұнда r - айналу өсінен дененің массасы dm элементар бөлшегінің қашықтығы, ρ және dV дененің элементар бөлшегінің орташа тығыздығы және көлемі.

Қарапайым геометриялық формалы қатты денелердің берілген өске қарасты инерция моментін (3.3) формуламен есептеп табуға болады. Алайда техникада көптеген айналма қозғалыста болатын машиналардың тетіктерінің формалары өте күрделі болады және олардың берілген өске қарасты инерция моментін есептеу үлкен қиындық туғызады. Міне осындай жағдайда қатты дененің инерция моментін тәжірибе жүзінде анықтауға болады.

Бұл жұмыста бекітілген горизонталь өстен еркін айналып қозғалатын массивті дискінің инерция моментін екі түрлі әдіспен анықтау қарастырылады.

3.3. Жұмыстың орындалу әдістемесі.

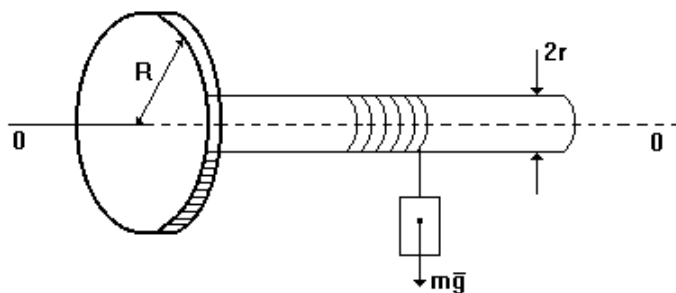
3.3.1. Керекті құрал-жабдықтар: горизонталь өске бекітілген диск, секундомер, штангенциркуль, жүктер жиыны, шомбал шар.

3.3.2. Дискінің инерция моментін динамикалық әдіс бойынша анықтау.

3.3.2.1. Қондырғының сипаттамасы: диск білікпен бірге горизонталь өске бекітілген, әрі осы өске қатысты айналады (3.1 сурет). OO өсі дискінің симметрия өсімен дәл келеді, сондықтан диск талғаусыз тепе-теңдік күйде болады.

Білікке жіп бекітілген, жіптің бос ұшына айналдырушы момент тудыратын жүк ілінген (шар бекітілетін тесікті болт бұрап жауып қойыңыздар).

3.3.2.2. Егер жіпті білікке орасақ, онда жүк белгілі h биіктікке көтеріледі, осы күйге сәйкес жүйенің потенциялық энергиясы жүктің ауырлық күші мен көтерілу биіктігінің көбейтіндісіне тең. Дискіні қоя бергенде жүк төмен түсе бастайды, ал диск айналмалы қозғалысқа келеді. Көтерілген дененің потенциялық энергиясы жүктің ілгерілемелі қозғалысының кинетикалық энергиясы мен дискінің айналмалы қозғалысының кинетикалық энергиясына ауысады.



3.1. сурет. Дискінің инерция моментін динамикалық әдіс бойынша анықтауға арналған қондырғының схемасы

Жүктің платформаға түскен мезетіндегі механикалық энергияның сақталу заңын мына түрде жазамыз:

$$mgh = \frac{mv^2}{2} + \frac{I\omega^2}{2} \quad (3.4)$$

мұндағы m - түскен жүктің массасы;

h - қозғалыс басынан платформаға дейінгі жүктің жүрген жолы;

v - жүк платформаға тиген мезетіндегі жүктің ілгерілемелі қозғалысының сызықтық жылдамдығы;

ω - жүк платформаға тиген мезетіндегі дискінің бұрыштық жылдамдығы.

Жіп білік бетімен сырғанамаса жүктің ілгерілемелі қозғалысының сызықтық жылдамдығы біліктің бетіндегі нүктелердің айналмалы қозғалысының сызықтық жылдамдығымен сәйкес келеді. Осы нүктелердің айналуының бұрыштық жылдамдығы диск айналысының бұрыштық жылдамдығына сәйкес келеді және оны мына өрнекпен анықтауға болады: $v = \omega \cdot r$

мұндағы r – біліктің радиусы.

Жүк платформаға түскен мезеттегі жүктің қозғалысын сипаттайтын негізгі кинематикалық қатынастардың жүктің қозғалыс бағытындағы проекциясын мына түрде жазуға болады:

$$v = \omega \cdot r, \quad h = \frac{Wt^2}{2}, \quad v = \frac{2h}{t}, \quad \omega = \frac{2h}{t \cdot r} \quad (3.5)$$

бұл жерде мынадай бастапқы шарт орындалады - $t = 0$ болған кезде $v=0$ және $\omega=0$.

(3.4) формулаға v мен ω мәндерін қойып дискінің инерция моментін анықтайтын өрнекті аламыз:

$$mgh = \frac{4mh^2}{2t^2} + \frac{4Ih^2}{2t^2 r^2} = \frac{2mh^2}{t^2} + \frac{2Ih^2}{t^2 r^2},$$

$$I = \frac{mr^2 (t^2 - 2h)}{2h} \quad (3.6)$$

3.3.2.3. Жұмыстың орындалу тәртібі.

3.3.2.3.1. Қондырғының құрылысымен танысыңыз.

3.3.2.3.2. Жіп оралған біліктің диаметрі $2r$, дискінің диаметрі $2R$, дискінің қалыңдығы d , шардың диаметрі $2R_1$, штангенциркульмен өлшенеді. Өлшеу нәтижелерін 3.1 кестеге енгізіңіздер. Диск пен шар материалының ρ тығыздықтарын кез-келген физикалық анықтамадан (справочник) жазып алыңыз.

3.1 кесте. Қондырғының сызықтық шамалары және диск пен шар материалының тығыздықтары

	$2r,$ мм	$2R,$ мм	$d,$ мм	$2R_1,$ мм	$\rho, \frac{кг}{м^3}$

3.3.2.3.3. Жіптің ұшына жүктің біреуін бекітіңіздер (200÷500) г. Дискіні айналдыру арқылы жүкті біраз биіктікке көтеріп, белгіленген нүктеден жүктің ең төменгі орнына дейінгі

(платформаға дейінгі) h биіктікті масштабты сызғышпен өлшеңіздер. Секундомерді іске қосумен бірге жүйені де босатып, жүктің максимал h биіктіктен түсу уақытын өлшеңіздер. Тәжірибені бірнеше рет қайталап (кемі 5 рет) өлшеу нәтижелерін дайын 3.2 кестеге түсіріңіздер.

3.3.2.3.4. (3.6) формула бойынша дискінің инерция моментінің мәнін анықтаңыздар.

3.3.2.3.5. Тікелей өлшеу әдісін пайдаланып, өлшеу кезінде жіберілген қатені есептеңіздер.

3.2 кесте. Жүктің h биіктіктен түсу уақыты

	$m_1,$		$m_2,$		$m_3,$		$m_4,$		$m_5,$	
	Г	Г	Г	Г	Г	Г	Г	Г	Г	Г
	, с	, с	, с	, с	, с	, с	, с	, с	, с	, с
	см	см	см	см	см	см	см	см	см	см

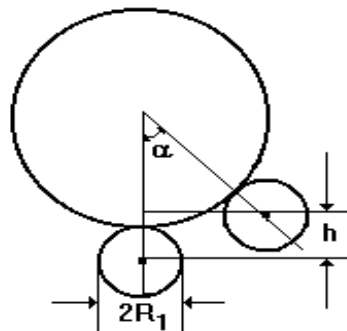
3.3.2.3.6. Дискінің R радиусын, d қалыңдығын, диск материалының ρ тығыздығын (болат) біле отырып, дискінің инерция моментін анықтайтын формуланы жазыңыз. Дискінің геометриялық өлшемдерін пайдаланып, оның инерция моментін есептеңіз. Алынған нәтижелерді салыстырыңыз.

3.3.2.3.7. Байқалатын айырмашылықтың себептерін түсіндіріңіз.

3.3.3. Дискінің инерция моментін тербеліс әдісі бойынша анықтау.

3.3.3.1. Қондырғының сипаттамасы. Бұл жұмыста алдыңғы жаттығудағы қондырғы пайдаланылады (3.2 суретті қараңыз).

3.3.3.2. Дискінің қырына шомбал шар бекітіңіз. Диск пен шар алғашында орнықты тепе-теңдік күйде болады. Егер жүйені осы күйінен өзгертсек (дискіні аз $\alpha \leq 8^\circ$ бұрышқа бұрсақ), онда диск-шар жүйесі горизонталь өс маңайында T периодпен тербеліске келеді.



3.2 сурет. Дискінің инерция моментін тербеліс әдісі бойынша анықтауға арналған қондырғының схемасы

Үйкеліс күшінің моментін ескермей, диск пен шардың біріккен қозғалыс теңдеуін былай жазуға болады:

$$(I + I_1) \frac{d^2 \alpha}{dt^2} = -m_1 g (R + R_1) \sin \alpha \quad (3.7)$$

мұндағы I – дискінің білікпен бірге OO айналу өсіне қатысты инерция моменті, I_1 – шардың OO айналу өсіне қатысты инерция моменті, ол Гюйгенс (Штейнер) теоремасы бойынша анықталады:

$$I_1 = \frac{2}{5} m_1 R_1^2 + m_1 (R + R_1)^2 \quad (3.8)$$

R – дискінің радиусы, R_1 – шардың радиусы, m_1 – шардың массасы, α – жүйенің тепе-теңдік қалпынан ауытқу бұрышы.

Ауытқу бұрышы кіші болса, онда $\sin \alpha \approx \alpha$ деп, (3.7) теңдеуін мына түрде жазуға болады:

$$\frac{d^2 \alpha}{dt^2} = -\frac{m_1 g (R + R_1)}{I + I_1} \alpha = -\omega_0^2 \alpha \quad (3.9)$$

Мұндай дифференциалдық теңдеудің шешімі периодты функция болатыны белгілі:

$$\alpha = \alpha_0 \sin \omega_0 t \quad (3.10)$$

мұндағы α_0 – тербелістің бұрыштық амплитудасы,

ω_0 – тербелістің циклдік жиілігі.

Циклдік жиілік мына формуламен анықталады:

$$\omega_0 = \frac{2\pi}{T_0} = \sqrt{\frac{m_1 g (R + R_1)}{I + I_1}} \quad (3.11)$$

Диск-шар маятникінің тербеліс периодын (T_0) өлшеп, шардың m_1 массасын және R_1 радиусын біле отырып, (3.8) және (3.11) формулалардан дискінің айналу өсіне қатысты инерция моментін анықтаймыз:

$$I = m_1 \left[\frac{g T_0^2}{4\pi^2} (R + R_1) - \frac{2}{5} R_1^2 - (R + R_1)^2 \right]. \quad (3.12)$$

3.3.3.3. Жұмыстың орындалу тәртібі.

3.3.3.3.1. Жіптің ұшынан жүкті алып, дискінің қырына шарды бекітеміз.

3.3.3.3.2. Жүйені тепе-теңдік қалпынан ауытқытып, барлық жағдайға бірдей бастапқы α_0 амплитудамен 30÷40 тербеліске кеткен уақытты өлшеңіз. Тәжірибені 5÷7 рет жасап, өлшеу нәтижесін 3.3 кестеге түсіріңіз. Тербеліс периодының орташа мәнін анықтаңыз.

3.3 кесте Амплитудасы α_0 жүйенің $n=30$ тербеліске кеткен уақыты

№							
t, c							

3.3.3.3.3. (3.12) формула бойынша дискінің инерция моментінің сан мәнін есептеңіз.

3.3.3.3.4. Әртүрлі әдістермен алынған нәтижелерді салыстырыңыз. Байқалған айырмашылықтың себептерін түсіндіріңіз.

3.3.3.3.5. Өлшеу кезінде жіберген қатені есептеңіз.

3.4. Бақылау сұрақтары.

3.4.1. Ілгерілемелі және айналмалы қозғалыстағы дененің қозғалыс теңдеуін жазыңыз. $W = \beta r$ формуласының дұрыс қолданылатын жағдайларын тұжырымдаңыз.

3.4.2. Дискінің инерция моментін тербеліс әдісі бойынша анықтағанда бұрыштық амплитудасы аз тербеліс периодын пайдаландық, осыған байланысты бұл жағдайға қандай ықшамдаулар енгізілген?

3.4.3. Эксперимент кезінде жіберілген қателіктің себептерін айтыңыз. Жүк тербеліс жасай төмен түсетін болса, онда жүктің осындай қозғалысының өлшеу дәлдігіне әсері бола ма?

3.5. Әдебиет

3.5.1. Сивухин Д.В. Общий курс физики, Т.1. М.: Наука, 1974.

3.5.2. Гольдин Л.Л. Руководство к лабораторным занятиям по физике. М.: Наука, 1973.

3.5.3. Матвеев А.Н. Механика и теория относительности. М.: Высшая школа, 1986.

3.5.4. С.И. Исатаев, Ә.С. Аскарова және т.б. Жалпы физикалық практикум. Механика. Алматы: Қазақ университеті, 2001.

№ 4 ЗЕРТХАНАЛЫҚ ЖҰМЫС

ӘРТҮРЛІ ДЕНЕЛЕРДІҢ ИНЕРЦИЯ МОМЕНТТЕРІ. ГЮГЕНС-ШТЕЙТЕР ТЕОРЕМАСЫН ТЕКСЕРУ

4.1. Жұмыстың мақсаты: Тербеліс әдісі арқылы әр түрлі денелердің инерция моменттерін анықтау. Гюйгенс-Штейнер теоремасын тексеру.

4.2. Қысқаша теориялық кіріспе

4.2.1. Дененің айналмалы қозғалысын сипаттау үшін инерция моменті ұғымы енгізіледі.

Инерция моменті – дене массаның дене ілгерілемелі қозғалған кездегі дененің инерттілік шамасын анықтағаны секілді дененің айналу осіне қатысты айналмалы қозғалысы кезіндегі дененің инерттілігін анықтайтын шама.

материалық нүктенің инерция моменті:

$$J = mr^2 \quad (4.1)$$

Ал қатты дененің инерция моменті сол қатты дене құрайтын материалық нүктелердің инерция моменттерінің қосындысы түрінде анықталады:

$$J = \sum J_i = \sum_{i=1}^n m_i r_i^2 \quad (4.2)$$

Егер дене тұтас шексіз аз dm массалы нүктелерден тұрса, инерция моменті төмендегі интегралмен анықталады:

$$J = \int_0^m r^2 dm \quad (4.3)$$

$r - dm$ нүктесінен айналу осіне дейінгі ара қашықтық. Теңдіктен қатты дененің инерция моменті оның массасының таралуымен және айналу осінің орналасуымен анықталатындығын көруге болады.

массаның дене көлемінде таралуын тығыздығы арқылы беруге болады:

$$\rho = \frac{m}{V} \quad (4.4)$$

m – дене массасы, V –көлемі.

Ал массасы біртекті таралмаған денелер үшін бұл өрнек төмендегідей беріледі:

$$\rho = \frac{\Delta m}{\Delta V} \quad (4.5)$$

осыдан берілген нүкте массасын анықтауға болады:

$$\rho = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta m}{\Delta V} = \frac{dm}{dV} \quad (4.6)$$

сонда

$$J = \int \rho r^2 dV \quad (4.7)$$

интеграл шектері дене пішініне байланысты беріледі.

Аналитикалық есептеулер экспериментте қолданылатын денелердің инерция моменттерін береді:

4.2.2. Дөңгелек диск:

Дөңгелек дискінің инерция моменті оның m массасына және r радиусына келесі түрде тәуелді:

$$J = \frac{1}{2} m r^2 \quad (4.8)$$

4.2.3. Қуыс және тұтас цилиндрлер:

Тұтас цилиндрдің J_v инерция моменті оның m_v массасы мен r радиусына келесі формула бойынша тәуелді:

$$J_v = \frac{1}{2} m_v r^2 \quad (4.9)$$

Тура осындай радиуста және массасы бірдей қуыс цилиндр үшін J_h инерция моменті үлкен болуы керек. Ол m_h массасына және ішкі r_i және r_a сыртқы радиустарына келесі формулада көрсетілгендей тәуелді:

$$J_h = \frac{1}{2} m_h (r_a^2 + r_i^2) \quad (4.10)$$

Цилиндрдің h биіктігін және жасалған материалдың ρ тығыздығын біле отырып оның массасын табуға болады:

$$m_h = \rho h \pi (r_a^2 - r_i^2) \quad (4.11)$$

Осыдан

$$J_h = \frac{1}{2} \rho \pi h (r_a^2 - r_i^2) (r_a^2 + r_i^2) \quad (4.12)$$

$$J_h = \frac{1}{2} \rho \pi h r_a^4 - \frac{1}{2} \rho \pi h r_i^4 \quad (4.13)$$

Бұл формулаға сәйкес қуыс цилиндрдің инерция моменті осы материалдан жасалған тұтас цилиндрлердің инерция моменттер айырымымен анықталынады. Үлкен r_a радиусты цилиндр массасы:

$$m_a = \rho \pi h r_a^2 \quad (4.14)$$

Ал r_i радиусты кіші цилиндр массасы :

$$m_i = \rho \pi h r_i^2 \quad (4.15)$$

Сонымен

$$J_h = \frac{1}{2} m_a r_a^2 - \frac{1}{2} m_i r_i^2 \quad (4.16)$$

4.2.4. Сфера:

Біртекті сфералық дененің массалық центрінен өтетін өске қатысты инерция моменті:

$$J_k = \frac{2}{5} m r^2 \quad (4.17)$$

Сонымен радиусы r және массасы m цилиндрдің инерция моменті тура осындай өлшемді және массалы сфералық дененің инерция моментінен үлкен болады екен.

4.2.5. Жылжымалы жүктері бар таяқша:

Мұндай таяқшаның инерция моменті онда орналасқан жүктердің массасына және айналу осінен қашықтығына тәуелді. Әртүрлі қашықтықтарда жүкті және жүксіз алынған өлшемдер 2-кестеде келтірілген. Осы кестеде жүксіз таяқша үшін теориялық есептелген инерция моментінің мәні бар:

$$J = \frac{1}{12} M L^2 = \frac{1}{12} \cdot 0,1715 \cdot 60^2 \text{ кг} \cdot \text{см}^2 = 51,45 \text{ кг} \cdot \text{см}^2$$

Таяқшасыз жүктердің инерция моменттері:

$$2 \cdot m \cdot l^2$$

Екі жүкті қосқандағы таяқшаның инерция моменті:

$$\frac{1}{12}ML^2 + 2ml^2 = J_o + 2ml^2 \quad (4.18)$$

осыдан жалпы алынған инерция моменті жекелеген инерция моменттердің қосындысына тең екенің көреміз.

Гюйгенс-Штейнер теоремасы осы параметрлерді өзара байланысының аналитикалық есептеулерін береді.

Анықтама бойынша инерция моменті:

$$J = \sum_{i=1}^n m_i (\vec{r}_i^{\square})^2 \quad (4.19)$$

\vec{r}_i^{\square} - радиус векторын

$\vec{r}_i^{\square} = \vec{r}_i + \vec{d}$ ретінде жазуға болады. \vec{d} таңдап алынған осьтен массалық центрден өткен оске дейінгі ара қашықтықты анықтайтын радиус-вектор. Сонымен инерция моментін осы вектор арқылы жазамыз:

$$J = \sum_{i=1}^n m_i (\vec{r}_i)^2 + 2 \sum_{i=1}^n m_i \vec{r}_i \vec{d} + \sum_{i=1}^n m_i (\vec{d})^2 \quad (4.20)$$

\vec{d} -ны сумма сыртына шығарып

$$J = \sum_{i=1}^n m_i (\vec{r}_i)^2 + 2\vec{d} \sum_{i=1}^n m_i \vec{r}_i + d^2 \sum_{i=1}^n m_i \quad (4.21)$$

аламыз.

Массалық центр арқылы өтетін оське қатысты дененің толық импульсі нольге тең:

$$\sum m_i r_i = 0 \quad (4.22)$$

сонда:

$$J = \sum_{i=1}^n m_i (\vec{r}_i)^2 + d^2 \sum_{i=1}^n m_i \quad (4.23)$$

осы жерден Гюйгенс – Штейнер формуласы шығады:

$$J = J_o + md^2 \quad (4.24)$$

J_o – массалық центрден өткен оське атысты инерция моменті.

Маятник φ бұрышқа ауытқығанда оған әсер етуші күш моменті M :

$$M = -D \cdot \varphi \quad (4.25)$$

M – күш моменті, D материал қатаңдығы.

Айналмалы қозғалыс жасайтын маятник қозғалысы

$$J \frac{d^2 \varphi}{dt^2} = M \quad (4.26)$$

анықталады.

J инерция моменті, $\frac{d^2\varphi}{dt^2}$ оның бұрыштық үдеуі.

М орнына қойып:

$$J \frac{d^2\varphi}{dt^2} = -D \cdot \varphi \quad (4.27)$$

аламыз.

$$J \frac{d^2\varphi}{dt^2} + D \cdot \varphi = 0$$

Немесе

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} + \frac{D}{J} \varphi = 0 \quad (4.28)$$

Бұл екінші ретті біртекті дифференциалдық теңдеу, оның шешімі

$$\varphi = \varphi_0 \cdot \cos(\omega t + \alpha)$$

$$\omega^2 = \frac{D}{J} \quad (4.29)$$

Деп

Осыдан тербелістің циклдік жиілігі:

$$\omega = \frac{2\pi}{T}$$

$$\omega = \sqrt{\frac{D}{J}} \quad (4.30)$$

егер J белгілі болса D^* - есептеп табуға болады.

Күштің Дайналу моменті буралған пружина көмегімен беріледі. Тербеліс жиілігі:

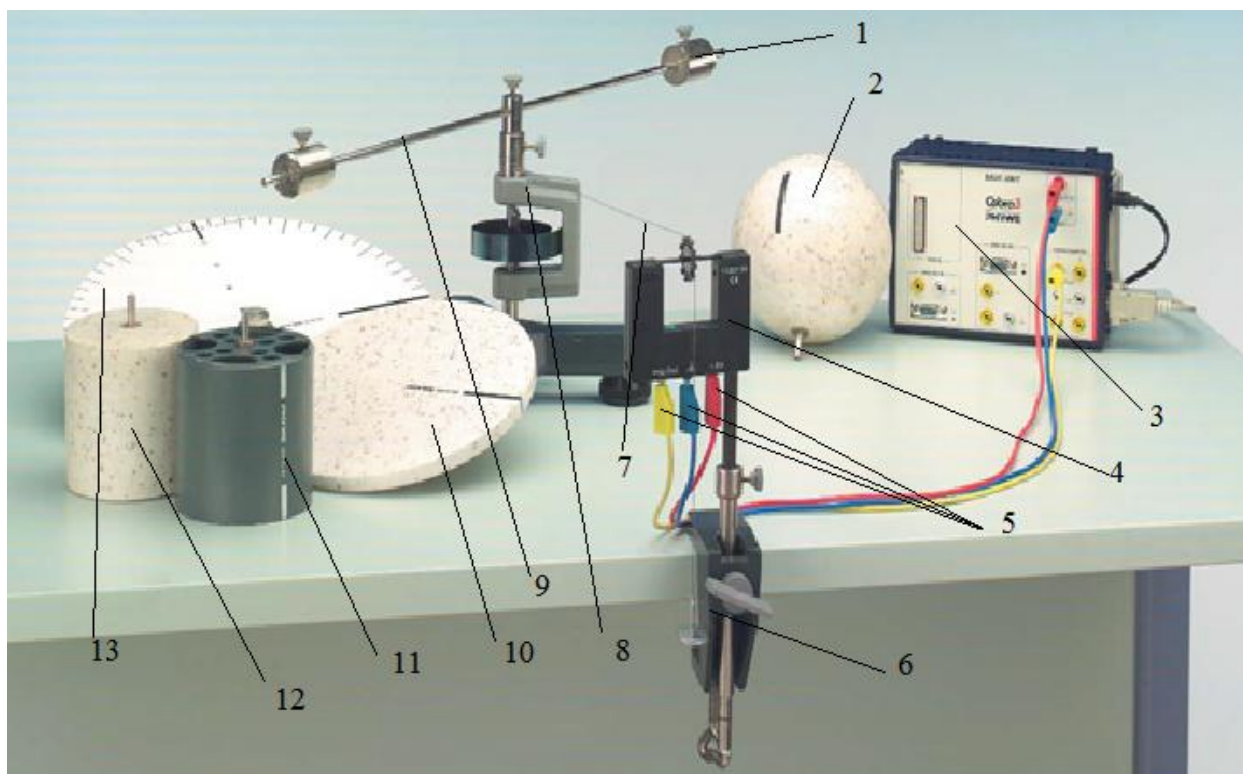
$$T = 2\pi \sqrt{\frac{J}{D}} \quad (4.31)$$

Өлшеулерден анықталады. J белгісіз инерция моментін келесі теңдікте берілген айналу моменті D және инерция моменті J тәуелділігінен анықтауға болады:

$$J = \frac{T^2}{4\pi^2} D \quad (4.32)$$

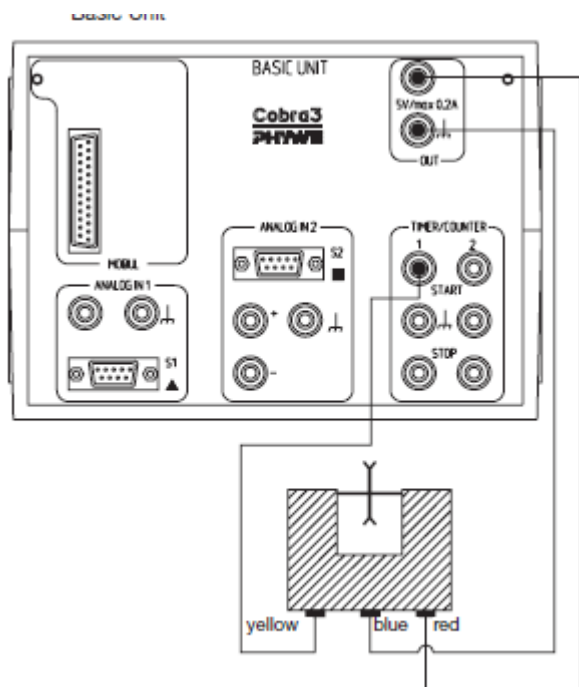
4.3. Тәжірибелік қондырғының сипаттамасы

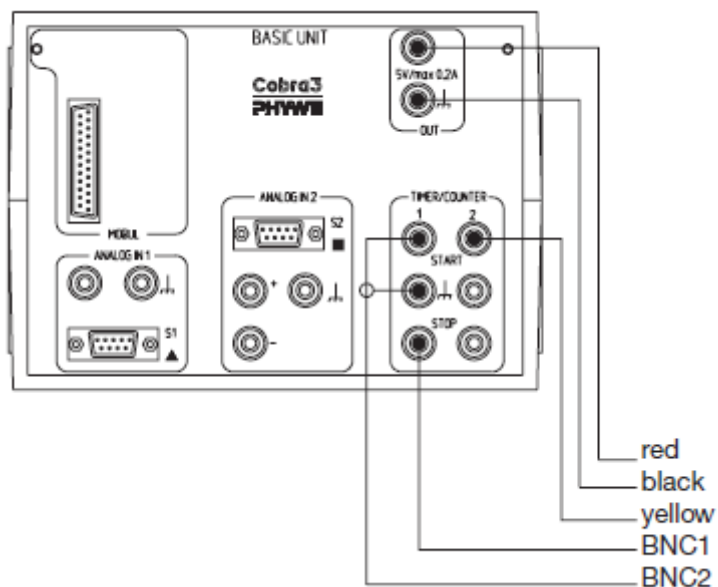
4.3.1. Қондырғының құрлысы



1-сурет

1- Жүк, 2- Шар, 3- Cobra3 құрылғы, 4- Жарық үзгіш құрылғы, 5- Жалғағыш сымдар, 6- Қысқыш, 7- Жібек жіп, 8- Айналмалы маятник, 9- Таяқша, 10- Диск, 11- Қуыс цилиндр, 12- Тұтас цилиндр, 13- Саңылаулы диск.





2 –сурет

4.3.2. Аспаптың техникалық параметрлері

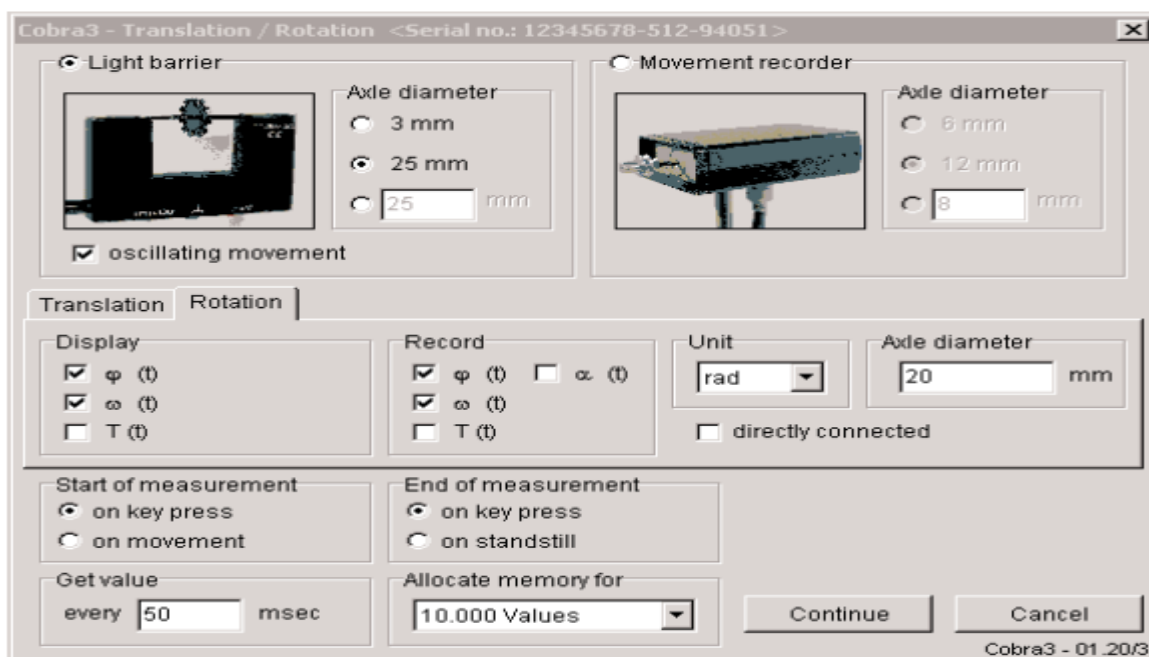
Собга3қондырғысы

Қорек көзі	12В
Кабель	RS232
Ығысу мен айнаруды бақылау бағдарламасы	
Жарық өткізбейтін экран	
Айналғыш маятник	
Салмаққа қарсы жүкше	CS2000
Батарея	9В
Жібек жіп	200 метр
Жүк ұстағыш	1 грамм
Кесіндісі бар жүк	1 грамм
Қысқыш	
Үш аяқты тұрғы	
Олшегіш сызғыш	2 метр
Жалғағыш шнур қызыл	1 метр
Жалғағыш шнур көк	1 метр
Жалғағыш шнур сары	1 метр

Windows бағдарламада жұмыс жасайтын компьютер

4.4. Жұмыстың орындалу тәртібі

4.4.1. Құрылғыны жұмысқа дайындау. 2-суретке сәйкес Cobra3 құрылғысына электр өткізгіш сымдарын жалғаңыз. Маятник осін жарық үзгіш механизммен жалғайтын жіптің көлденең тұрғандығына көз жеткізіңіз. Маятник өсіне жіпті қатырғыш винттен сәл төменірек етіп шамамен 7 рет ораңыз.

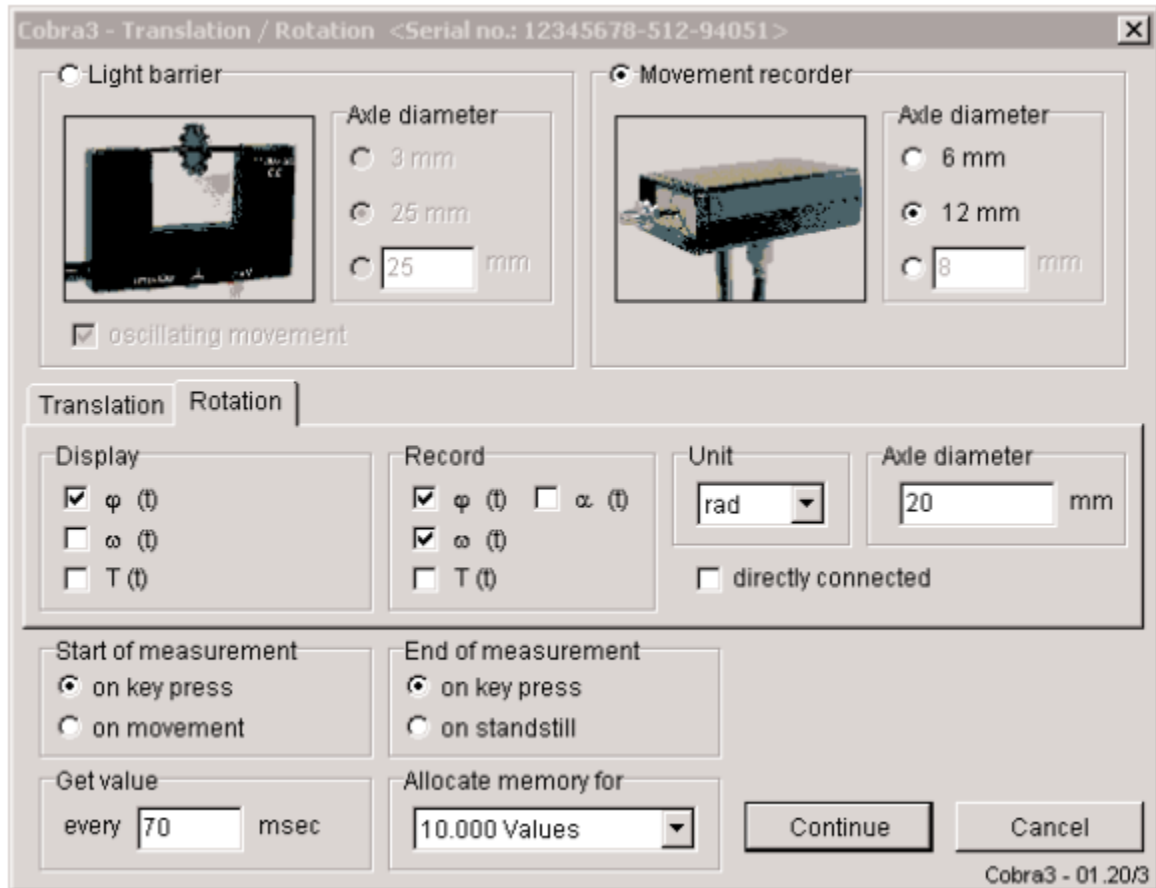


3- сурет

3 суретке сәйкес эксперимент параметрлерін орнатыңыз. «Ось диаметрі» үшін 20 мм мәнін еңгізіңіз, бұл айналғыш маятник осімен жарық үзгіш жабқышының бірдей жылдамдықпен айналуларына мүмкіндік береді.

Жарық үзгіштің дөңгелекшесіне жібек жіпті орап, қондырғыны 1-граммдық жүк ұстағыштың бір шетінен еркін ілініп маятникке тербелмелі қозғалыс жасауға кедергі келтірмейтіндей етіп реттеңіз.

4.4.2. Маятникті 180 градусқа жуық ауытқытып маятникті босатыңыз. «Өлшеуді бастау» тетігін басып мәліметтерді жазуды бастаңыз. 10 – 15 секундтан кейін «Өлшеуді тоқтату» тетігін басыңыз. Егер «әрбір 50 мс сайын мәліметтерді жазу» терезешесіндегі 50 мс мәндері өте үлкен немесе өте кіші болса жазылған сигналдың үзілген немесе ауытқыған қауіпі бар. Бұл жағдайда сигналдың кіші немесе үлкен жағына жазылатындай етіп жйілікті реттеңіз. 1-граммдық жүк ұстағыш жіпті жарық үзгіш механизм мен айналғыш маятниктің ортасында тұруына көмектеседі. Егер жіп түйіліп немесе остен шығып кетсе жүк ұстағышқа жүк қосыңыз.



4 - сурет

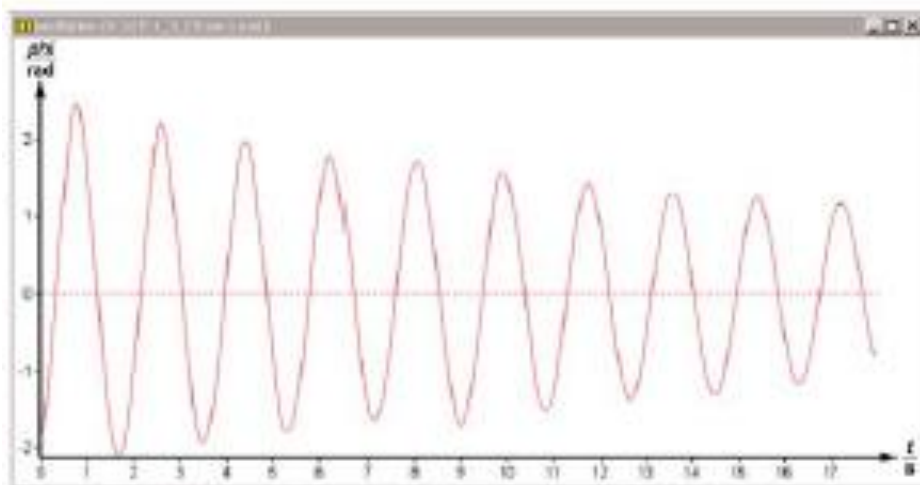
4.4.3. Енді бірінен соң бірін маятниктің айналу осіне келесі элементтерді орналастырыңыз:

- Саңылаусыз диск
- Тұтас цилиндр
- Қуыс цилиндр
- Сфера
- Таяқша

Бұлардың әрқайсысы үшін айналу остен қашықтықтарын арттырып зерттеңіз. Саңылаулы дискіні центрінен бастап барлық саңылау айналасында айналдырыңыз.

4.4.4. Өлшемдер жүргізіп болғаннан кейін 5-суреттегідей картина пайда болады. Курсор көмегімен T тербеліс периодын анықтаңыз. Ол үшін өлшегіш сызықтарды тербеліс басына және аяғына қойыңыз.

4.4.5. Әр түрлі денелерге арналған инерция моменттерін анықтап 1 – кестеге жазыңыз.



5 - сурет

Таяқша үшін өлшеулерде келесідегідей мәндер қолданылады:

Жалпы таяқша ұзындығы	$L = 60\text{см}$
Таяқша массасы	$M = 0,1715\text{ кг}$
Бір жүк массасы	$m = 0,2115\text{ кг}$

4.4.6. Гюйгенс-Штейнер теоремасын жалпы инерция моментін жекелеген инерция моменттерінің қосындысы түрінде өрнектеп дәлелдеңіз. Кестеге еңгізіңіз.

Ескерту: Егер тербеліс жылдамдығы жеткілікті аз болса сигналдардың бұрмалануы және сыртқы сигналдардың тіркелуі орын алуы мүмкін. Өлшем жүргізуге қажетті интервалды алдынгы сынақ өлшемдерден шамалап алуға болады. Жарық үзгіш механизмі және қозғалыс датчигі маятниктің тербеліс энергиясы есебінен жүзеге асатындықтан амплитуданың шамалы өшуі мүмкін. Жарық үзгішпен тіркелмейтін аз тербелістер нөлдік нәтиже түрінде тіркеледі.

4.4.7. Таяқша үшін 2 – кестені толтырыңыз.

4.4.8. Диск үшін 3 – кестені толтырыңыз.

4.4.9. Екінші және үшінші кестелерге қарап Гюйгенс–Штейнер заңының орындалғандығына талдау жасап, жұмысты қорытындылаңыз.

1 - Кесте

Дене	Масса, кг	Радиус, м	Инерция моменті, кг м^2 (тәжірбие)	Инерция моменті, кг м^2 (теория)
Диск	0,292	0,11		$17,66 \cdot 10^{-4}$
Тұтас цилиндр	0,370	0,049		$4,44 \cdot 10^{-4}$

Қуыс цилиндр	0,390	$r_a/r_i: 0.05/c$		$7,49 \cdot 10^{-4}$
Сфера	0,798	0,07		$15,64 \cdot 10^{-4}$

2 - кесте

Таяқшаның жүкпен, жүксіз әр түрлі қашықтықтар үшін инерция моменті
($m=0.2115\text{кг}$)

l / м	$I_{\text{тжірбие}}$	$2 \cdot m \cdot l^2$ (теория)	$2 \cdot m \cdot l^2 + I_0$ (теория)
-		-	
0,05			
0,1			
0,15			
0,20			
0,25			

3 - кесте

Дисктің әр түрлі қашықтықтағы массасымен инерция моменті ($m=0.454\text{кг}$)

R / м	$I_{\text{тжірбие}}$	$m \cdot r^2$ (теория)	$I_0 + m \cdot r^2$ (теория)
0		-	-
0.03			
0.06			
0.09			
0.12			

4.5. Әдебиеттер

4.5.1. Сивухин Д.В. Общий курс физики, Т.1. М.: Наука, 1974.

4.5.2. Гольдин Л.Л. Руководство к лабораторным занятиям по физике. М.: Наука, 1973.

4.5.3. Матвеев А.Н. Механика и теория относительности. М.: Высшая школа, 1986.

4.5.4. С.И. Исатаев, Ә.С. Аскарова және т.б. Жалпы физикалық практикум. Механика. Алматы: Қазақ университеті, 2001.

№5 ЗЕРТХАНАЛЫҚ ЖҰМЫС

ҚАТТЫ ДЕНЕНІҢ АЙНАЛМАЛЫ ҚОЗҒАЛЫС ДИНАМИКАСЫНЫҢ НЕГІЗГІ ЗАҢЫН ЗЕРТТЕУ

5.1. Жұмыстың мақсаты: Обербек маятнігінің (айқышталған қатты дененің) көмегімен айналмалы қозғалыс динамикасының негізгі заңының орындалуын эксперимент жүзінде тексеру.

5.2. Теориялық қысқаша түсінік.

5.2.1. Радиусы r_i болып келген шеңбер бойымен айналған массасы m_i материялық нүктенің импульс моментінің айналу осіне проекциясы $L_i = m_i v_i r_i$. Қозғалыстың сызықтық жылдамдығы v_i бұрыштық жылдамдықпен ω мына өрнек арқылы байланысқан $v_i = \omega r_i$, сондықтан $L_i = m_i r_i^2 \omega$. Егер материялық нүктелер жүйесі 0 осіне қатысты бәрі бірдей ω бұрыштық жылдамдықпен айналса, онда $L = \omega \sum_{i=1}^n m_i r_i^2$, мұндағы қосынды жүйедегі барлық материялық нүктелер үшін жүргізіледі. Барлық материялық нүктелер үшін ω бұрыштық жылдамдық тұрақты, сондықтан оны қосынды таңбасының сыртына шығарамыз:

$$L = I\omega \quad (5.1)$$

мұндағы

$$I = \sum_{i=1}^n m_i r_i^2 \quad (5.2)$$

Жүйенің берілген оське қатысты инерция моменті (I) дегеніміз материялық нүктелердің массалары мен олардың айналу осіне дейінгі қашықтық көбейтінділері қосындысына тең шама. Материялық нүктелер жүйесі үшін моменттер теңдеуін айналу осіне проекция түрінде жазайық

$$\frac{dL}{dt} = \frac{d}{dt} (I\omega) \stackrel{M}{=} \quad (5.3)$$

мұндағы M – сыртқы күштің толық моментінің айналу осіне проекциясы.

(5.3) теңдеуін оське қатысты моменттер теңдеуі немесе айналмалы қозғалыс динамикасының негізгі заңы деп атайды.

5.2.2. Дербес жағдайда, жылжымайтын осьтен айналған қатты дене үшін (4.3) теңдеуі мына түрде жазылады:

$$I \cdot \frac{d\omega}{dt} = M \quad (5.4)$$

немесе

$$I \cdot \beta = M \quad (5.5)$$

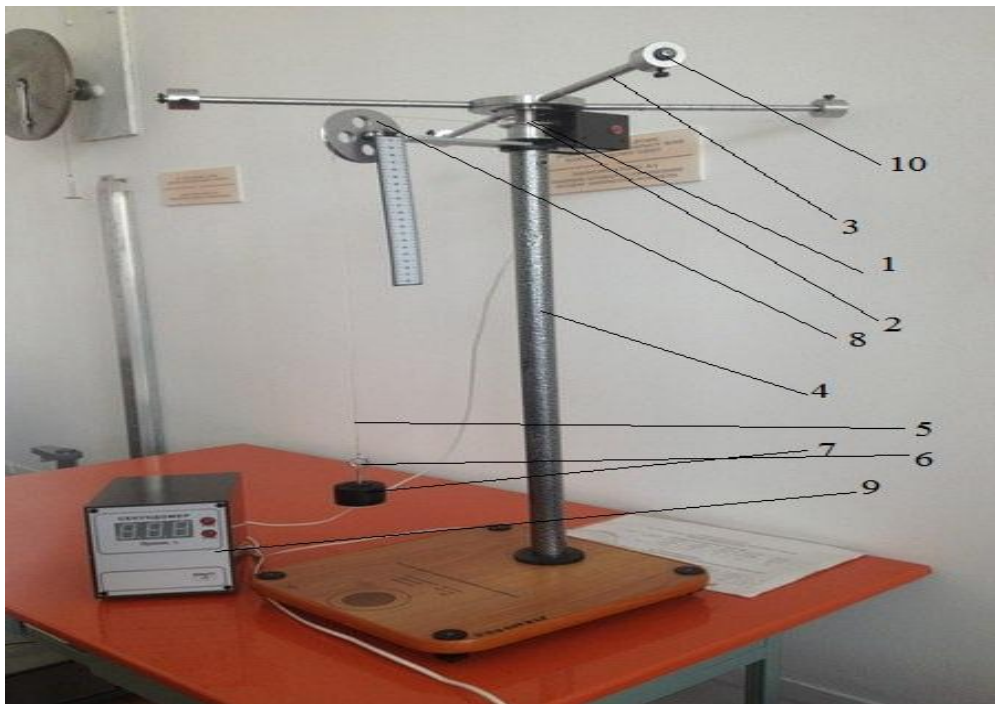
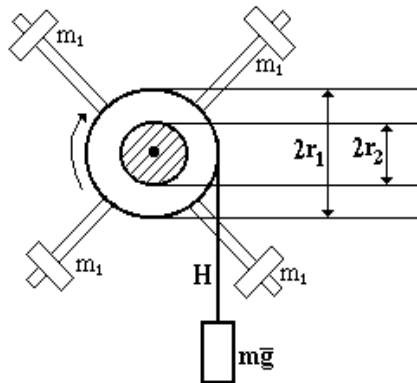
Жылжымайтын осьтен айналған қатты дененің I инерция моментінің β бұрыштық үдеуге көбейтіндісі сол оське қатысты күштердің моментіне тең. (5.5) теңдеуін Ньютонның екінші заңымен салыстырсақ, айналмалы қозғалыстағы инерция моменті ілгерілемелі қозғалыстағы массаның, күш моменті - күштің ролін атқарады.

Бұл жұмысты орындағанда: айналу өсіне қатысты, берілген қатты дене үшін күш моменті M өзгергенде бұрыштық үдеу β де өзгереді, бірақ олардың арасындағы пропорционалдық коэффициент шама жағынан I инерция моментіне тең деп алынады.

5.3. Қондырғының құрылысы және жұмыстың орындалу әдістемесі.

5.3.1. Керекті құрал жабдықтар: Обербек маятнігі, жүктердің жиыны, секундомер, масштабты сызғыш, штангенциркуль.

5.3.2. Қондырғы 5.1 суретте көрсетілген.



5.1 –сурет. Обербек маятнігі ұңғыдан (1), оған өзара тік бұрыш (90^0) жасай орналасқан төрт шабақтан (3) және төрт бірдей цилиндр формалы, өске бірдей қашықтықта шабаққа орнатуға болатын жүктен (10) тұрады. Ұңғыға радиустары әртүрлі (r_1 және r_2) тағы екі шкив (2) орнатылған. Обербек маятнігі тік діндекке (4) мықтап бекітілген, жүк ілетін жіп (5), жүк ұстағыш(6) пен жүк ілгіш (7), жіп ілінген блок (8), секундомер (9). Осы қондырғы жүйесі горизонталь өстен еркін айналады.

5.3.3. Шкивтердің біріне оралған H жіптің бос ұшындағы m жүк күш моментін тудырады. Егер маятник өсіне түсірілген үйкеліс күш моменті $M_{\text{цйк}}$ жіптің керілу күш моментіне салыстырғанда аз болса, онда (5.5) тендеуін тексеру қиындыққа соқпайды. Жүктің тыныштық қалпынан төмен қарай h қашықтыққа түскен t уақытын өлшеп, жүк қозғалысының W үдеуін анықтауға болады

$$W = \frac{2h}{t^2}. \quad (5.6.)$$

W сызықтық өдеудің β бұрыштық үдеумен байланысы мына өрнек арқылы өрнектеледі:

$$W = r \cdot \beta \quad (5.7)$$

мұндағы r – шкивтің радиусы.

Егер T - жіптің керілу күші болса, онда

$$M = r \cdot T. \quad (5.8)$$

Жіптің керілу күшін жүктің қозғалыс теңдеуінен табуға болады:

$$mW = mg - T, \quad T = m(g - W)$$

онда

$$M = r \cdot m(g - W). \quad (5.9)$$

5.3.4. Алайда, үйкеліс күшінің моменті $M_{\text{үйк}}$ ескеруге болатындай шама болғандықтан тәжірибе нәтижесі өзгереді, сондықтан үйкеліс күшінің моментін ескеріп (5.5) теңдеуін мына түрде жазуға болады

$$M - M_{\text{үйк}} = I \cdot \beta. \quad (5.10)$$

5.4. Жұмыстың орындалу тәртібі.

5.4.1. Экспериментті бастамастан бұрын, өздігінен бейтарап тыныштық жағдайға келетіндей етіп, маятникті бірнеше рет айналдырып, тексеріп көру керек. Қондырғының сызықтық өлшемдерін өлшеп, өлшеу нәтижелерін 5.1 кестеге түсіріңіздер.

5.1 кесте. Қондырғының сызықтық шамаларын өлшеу нәтижелері

М	Ш	Ж	Ц	цилинд	куыс	куы	Стерж
аятини к стержн нің бөлік құны, мм	кивті ң диаме трі 2r, мм	үк ұстағ ыш масса сы, г	илиндр дің массас ы, г	р жасаушысын ың ұзындығы l, мм	цилиндрдің сыртқы диаметрі 2R ₁ , мм	с цилиндрд ің ішкі диаметрі 2R ₂ , мм	ндер бекітілген дискінің диаметрі 2R', мм

5.4.2. Маятник өздігінен айналысқа келетіндей жағдайға келтіріп, жіпке ілінген жүкті біртіндеп арттыра отырып, оның m_0 минимал шамасын анықтаңыздар. Тыныштық үйкеліс күш моментінің шамасын бағалаңыздар.

5.4.3. H жіпке массасы $m > m_0$ жүкті іліп, жүктің h биіктіктен түсу уақытын өлшеңіздер. Тәжірибені 5-7 рет қайталап, жүктің түсу уақытын қалайда дәлірек өлшеу керек. Өлшеу нәтижесін 5.2. кестеге түсіріңіздер.

5.2 кесте. Маятниктің айқыш шабақтарында цилиндр болмаған кездегі жіптің ұшындағы әртүрлі жүктердің h биіктіктен түсу уақытын өлшеу нәтижелері

, Г	t, с				
	1	2	3	4	5

5.4.4. Жүк массасының әртүрлі шамаларына арнап 5.4.3. пунктін қайталап (5÷7) рет орындаңыздар.

5.4.5. Жүктің әртүрлі массасы үшін түсу уақытының орта $\langle t \rangle$ мәнін тауып, (5.6) формула бойынша жүктің осы массалары үшін W үдеуін, есептеңіздер. Әрі, осыған орай, β бұрыштық үдеу мен M күш моментін есептеңіздер. Эксперимент нәтижесін график түрінде кескіндеңіздер. Ол үшін абцисса осіне M күш моментінің мәндерін, ал ордината өсіне осыған сәйкес маятниктің β бұрыштық өдеуінің мәндерін салыңыздар. Графиктен үйкеліс күш моментін $M_{\text{цил}}$ анықтаңыздар және оның мәнін ескере отырып маятниктің инерция моментін есептеңіздер I_0 (маятниктің шабақтарына төрт цилиндр кигізілмеген жағдайда).

5.4.6. Маятниктің шабақтарына, айналу өсінен белгілі бір қашықтықта, төрт цилиндрді, айқыш – маятник кез-келген күйде тепе-теңдікте болатындай етіп, бекітіп, 5.4.1 - 5.4.4 пункттерінде жазылған тәжірибелерді (эксперименттерді) қайталап орындаңыздар. Эксперимент нәтижелерін 5.3 кестеге түсіріңіздер.

5.3 кесте. Маятниктің шабақтарында қосымша жүк (төрт цилиндр) болғанда жіптің h биіктіктен түсу уақытын өлшеу нәтижелері

, Г	t, с				
	1	2	3	4	5

Алынған нәтижелерді пайдаланып, 5.4.5 пунктінде көрсетілгендей, графикті сызыңыздар. Графиктен маятниктің инерция моментін I табыңыздар (шабақтарға төрт цилиндр кигізілген жағдайда).

5.4.7. Маятниктің шабақтарына цилиндр кигізгендегі I инерция моментін және маятниктің цилиндрсіз инерция моментін I_0 біле отырып, әрі инерция моментінің аддитивтілік қасиетін пайдаланып, айналу өсіне қатысты бір цилиндрдің инерция моментін есептеңіз:

$$I_{\text{цил}} = \frac{I - I_0}{4} \quad (5.11)$$

5.4.8. Теориялық тұрғыдан, қуыс цилиндрдің геометриялық өлшемдерін пайдаланып, мына формула бойынша оның инерция моментін есептеңіздер

$$I_{0 \text{ цил}} = \frac{1}{12} m_1 l^2 + \frac{1}{4} m_1 (R_1^2 + R_2^2) \quad (5.12)$$

мұндағы R_1 - қуыс цилиндрдің сыртқы радиусы;

R_2 - қуыс цилиндрдің ішкі радиусы;

l - цилиндр жасаушысының ұзындығы;

m_1 - цилиндрдің массасы.

5.4.9. Гюйгенс-Штейнер формуласын пайдаланып айналу өсіне қатысты бір цилиндр жүктің инерция моментін есептеңіздер:

$$I_{\text{цил}} = I_{0 \text{ цил}} + m_1 R^2 \quad (5.13)$$

мұндағы R - айналу өсіне параллель, қуыс цилиндрдің масса центрі арқылы өтетін өспен айналу өсі арасындағы қашықтық.

5.4.10. Қуыс цилиндрдің айналу өсіне қатысты инерция моментінің алынған мәнін $I_{цил}$ пунктінде эксперимент нәтижесі бойынша алынған мәнмен салыстырыңыздар

5.4.11. Барлық тәжірибедегі үйкеліс күш моментінің мәндерін салыстырыңыздар.

5.4.12. Эксперимент жасаған кезде жіберілетін қателердің себептерін көрсетіңіздер.

5.4.13. Инерция моментін анықтағанда жіберілген қатені график бойынша есептеңіздер.

5.4.14. Оқытушының нұсқауы бойынша, берілген программаны пайдаланып, эксперимент нәтижелерін ЭВМ-да (электронды есептеуіш машинада) өңдеңіздер.

5.5. Бақылау сұрақтары.

5.5.1. Қатты дененің айналмалы қозғалыс динамикасының негізгі заңының оқылуын тұжырымдап жазыңыз?

5.5.2. Қандай да болмасын өске қатысты дененің инерция моменті дегеніміз не? Берілген өске қатысты дененің инерция моментінің физикалық мазмұны неде?

5.5.3. Дененің масса центрі арқылы өтпейтін өске қатысты инерция моментін қандай формула арқылы өрнектеуге болады?

5.5.4. Қандай жағдайда айналысқа келетін шкивтің нүктелерінің сызықтық үдеуін жүктің қозғалыс үдеуіне тең деуге болады ?

5.5.5. Механикалық энергияның сақталу заңын пайдаланып, маятниктің инерция моментін анықтауға бола ма?

5.6. Әдебиет

5.6.1. Сивухин Д.В. Общий курс физики, Т.1. М.: Наука, 1974.

5.6.2. Гольдин Л.Л. Руководство к лабораторным занятиям по физике. М.: Наука, 1973.

5.6.3. Матвеев А.Н. Механика и теория относительности. М.: Высшая школа, 1986.

5.6.4. С.И. Исатаев, Ә.С. Асқарова және т.б. Жалпы физикалық практикум. Механика. Алматы: Қазақ университеті, 2001.

№6 ЗЕРТХАНАЛЫҚ ЖҰМЫС

ФИЗИКАЛЫҚ МАЯТНИКТИҢ ТЕРБЕЛІС ЗАҢДЫЛЫҚТАРЫН ЗЕРТТЕУ.

6.1. Жұмыстың мақсаты: Физикалық маятниктің тербеліс заңдарын аз ауытқу бұрыштары үшін зерттеу. Таяқша маятниктің тербеліс периодының таяқшаның іліну нүктесінен массалар центріне дейінгі аралыққа тәуелділігінің эксперименттік нәтижесін теориялық заңдылықпен салыстыру. Өлшеулер нәтижесін пайдаланып ауырлық күшінің үдеуін есептеу.

6.2. Теориялық кіріспе.

Физикалық маятник деп ауырлық центрінен (массалар центрінен) өтпейтін, қозғалмайтын горизонталь өске бекітілген және сол өске қатысты еркін тербеле алатын кез-келген қатты денеі айтады.

Орнықты тепе-теңдік күйінде физикалық маятниктің O іліну нүктесі және C массалар центрі арқылы өтетін түзу вертикаль бағытталады.

Массасы m маятникті тепе-теңдік қалпынан α бұрышқа ауытқытып жіберсек, онда ол массалар центріне түсірілген ауырлық күшінің құраушысының әсерінен тербелмелі қозғалыс жасайды. (6.1-сурет)

$$F = -mg \sin \alpha. \quad (6.1)$$

(6.1) теңдеуіндегі “минус” таңбасы ауырлық күшінің құраушысының α бұрышының өсу жағына қарама-қарсы бағытталғанын көрсетеді.

Ауырлық күшінің құраушысының O айналу өсіне қатысты моменті:

$$M = -mga \sin \alpha \quad (6.2)$$

Мұндағы a – O іліну нүктесінен C массалапр центріне дейінгі қашықтық.

Физикалық маятниктің қозғалыс теңдеуінің (моменттер теңдеуінің) айналу өсіне проекциясын мына түрде жазуға болады

$$I \frac{d^2 \alpha}{dt^2} = -mga \sin \alpha \quad (6.3)$$

Мұндағы I – маятниктің айналу өсіне қатысты инерция моменті;

m - маятниктің массасы.

Егер ауытқу бұрышы болымсыз аз болса ($\alpha \leq 5^\circ$), онда $\sin \alpha \approx \alpha$ деп, әрі

$$\frac{mga}{I} = \omega_0^2 \quad (6.4)$$

арқылы белгілеп, (6.3) физикалық маятникінің қозғалыс теңдеуін мына түрге келтіруге болады:

$$\frac{d^2 \alpha}{dt^2} + \omega_0^2 \alpha = 0. \quad (6.5)$$

Берілген дифференциалдық теңдеудің шешімі мына түрде периодты функция болып табылады:

$$\alpha = \alpha_0 \cos(\omega_0 t + \varphi_0) \quad (6.6)$$

мұндағы α_0 – тербелістің бұрыштық амплитудасы (радианмен берілген); $\varphi = \omega_0 t + \varphi_0$ – тербелістің бастапқы фазасы,

Енді ω_0 деп енгізген шаманың физикалық мағынасын түсіндірейік.

Егер маятникті α_0 бұрышқа бұрып, бастапқы жылдамдықсыз ақырын қоя берсек, бастапқы шарт $t=0$ болғанда $\varphi=0$, $\alpha=\alpha_0$ болады.

Олай болса (6.6) теңдеуін мына түрде жазуға болады: $\alpha = \alpha_0 \cos \omega_0 t$

Косинус периодты функция болғандықтан (периоды 2π -ге тең) (6.6) теңдеуді мына түрге жазуға болады

$$\alpha = \alpha_0 \cos(\omega_0 t + 2\pi n) = \alpha_0 \cos \omega_0 \left(t + \frac{2\pi}{\omega_0} n \right) .$$

Мұндағы $n=0,1,2,\dots$ -тербелістер саны, $\frac{2\pi}{\omega_0}$ - толық бір тербеліске кеткен уақыт, ол *тербеліс периоды* деп аталады

$$T = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi \sqrt{\frac{I}{mga}} . \quad (6.7)$$

Егер 1 секундтағы тербеліс санын ν деп белгілесек, онда $\nu = \frac{1}{T}$, ал $\omega_0 = \frac{2\pi}{T} = 2\pi\nu$, мұндағы ω_0 – *дөңгелек (циклдік) жиілік* деп аталады, ол әрбір 2π секундтағы тербеліс санын көрсетеді.

(6.7) формуланы математикалық маятниктің периодын анықтайтын формуламен

$$T_0 = 2\pi \sqrt{I_0 / g} \quad (6.8)$$

салыстырып мынадай қорытынды жасауға болады: ұзындығы

$$I_0 = I / ma \quad (6.9)$$

математикалық маятниктің тербеліс периоды берілген физикалық маятниктің тербеліс периодымен бірдей.

l_0 – шамасы физикалық маятниктің *келтірілген ұзындығы* деп аталады. О іліну нүктесі мен С массалар центрі арқылы өтетін түзудің бойында жататын, әрі іліну нүктесінен l_0 қашықтықтағы О нүктесі (6.1 -сурет) *теңселу центрі* деп аталады.

Гюйгенс-Штейнер теоремасы бойынша

$$I = I_0 + ma^2 \quad (6.10)$$

мұндағы I_0 – айналу өсіне параллель және маятниктің массалар центрі арқылы өтетін өске қатысты дененің инерция моменті. (6.10) өрнегін (6.9) формулаға қойып, физикалық маятниктің келтірілген ұзындығын анықтауға болады:

$$l_0 = \frac{I_0 + ma^2}{ma} = a + \frac{I_0}{ma} \quad (6.11)$$

Бұдан байқайтынымыз, әрқашан теңселу центрі массалар центрінен төмен жатады.

Физикалық маятниктің теңселу центрінің негізгі ерекшелігі сол, егер осы центр арқылы өтетін өске маятникті ілсек тербеліс периоды өзгермейді. Сонымен, іліну нүктесін теңселу центріне ауыстырғанда, әуелі іліну нүктесі теңселу центрі болып табылады, яғни іліну нүктесі мен теңселу центрі қайтымды. Берілген жұмыста физикалық маятник ретінде ұзындығы $l=1050$ мм жіңішке таяқша алынған. Таяқшаға массасы m_1 қырлы ілгіш кигізілген. Қырлы ілгіштің массасы (m_1) таяқшаның массасынан әлдеқайда кіші ($m_1 \ll m$) және ол іліну нүктесіне өте жақын орналасқан. Сондықтан оның массасының маятниктің іліну нүктесі арқылы өтетін өске қатысты инерция моментіне әсерін шамамен ескермеуге болады. Олай болса (6.10) өрнегін мына түрде жазуға болады:

$$I = \frac{1}{12} ml^2 + ma^2 \quad (6.12)$$

(6.12) өрнегін (6.7) формулаға қоямыз, одан шығатыны-

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{a}{g} + \frac{I_0}{mga}} \quad (6.13)$$

Бұдан, егер іліну нүктесі таяқшаның массалар центрімен сәйкес келсе ($a=0$), онда маятниктің тербеліс периоды шексіздікке ұмтылады да, маятник кез-келген күйде тепе-теңдікте болады.

(6.13) теңдеуінен көрініп тұрғандай, \dot{a} шамасы $(0, \infty)$ интервалында өссе, түбір астындағы бірінші мүше $(0, \infty)$ интервалында өседі де, екінші мүше, керісінше, $(\infty, 0)$ интервалында кемиді. Сондықтан, қандайда $a = a^*$ мәнінде физикалық маятниктің тербеліс периодының минимумы болады

$$\left. \frac{dT}{da} \right|_{a=a^*} = 0 .$$

(6.13) формуласынан мына өрнекті

$$a^* = \sqrt{\frac{I_0}{m}} = \frac{l}{\sqrt{12}} .$$

аламыз.

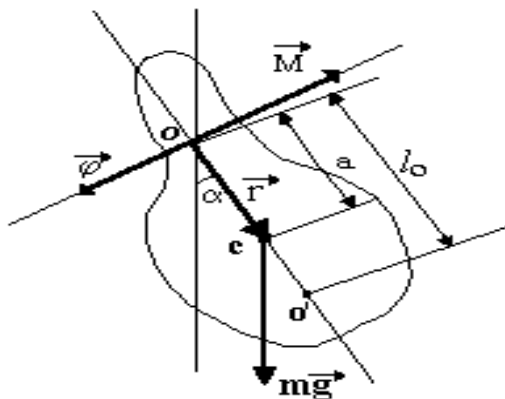
Физикалық маятниктің тербеліс периодының іліну нүктесі мен массалар центріне дейінгі аралыққа тәуелді графигі 6.2-суретте келтірілген. Қисық екі тармақтан тұрады және олар T өсіне қатысты симметриялы орналасқан. Бірінші тармақ - іліну нүктесінің массалар центрінен бір жақта болуына, ал екінші тармақ - оның массалар центрінен екінші жақта болуына сәйкес келеді.

Егер абсцисса өсіне параллель $T > T_{min}$ түзу жүргізсек, онда түзу графиктің тармақтарын төрт нүктеде қиып өтеді. Массалар центрінен олардың екеуі бір жақта ($A'B$), ал қалған екеуі екі жақта (AB') орналасқан. Массалар центрінен ("С" нүктесінен) бірдей қашықтықта екі жақта орналасқан іліну нүктелерінің А және В орындарына бірдей тербеліс периоды сәйкес келеді.

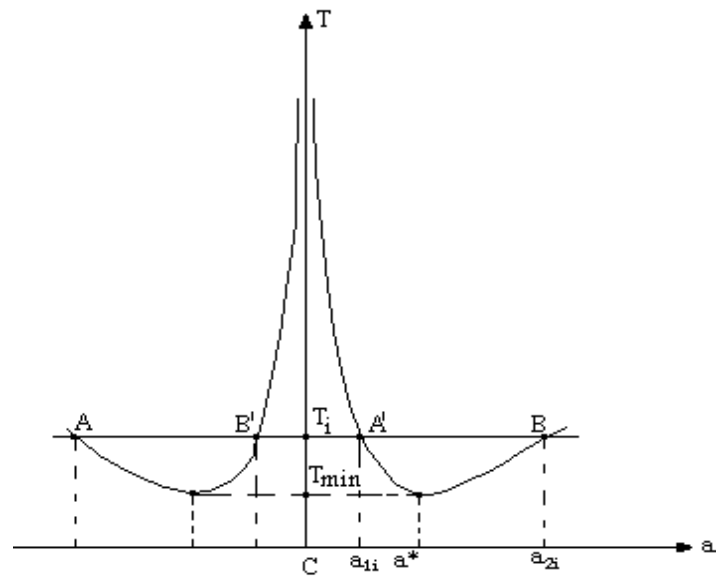
(6.11) теңдеуінен көрінгендей, іліну нүктесі мен тербелу центрі массалар центрінің екі жағында орналасқан, әрі олар массалар центріне қатысты симметриялы емес. 6.3-суретте А және В іліну нүктелері әрі оларға сәйкес тербелу нүктелері (A', B') көрсетілген. Осы суреттен А және В іліну нүктесіне сәйкес физикалық маятниктің келтірілген ұзындығы

$$l_0 = AC + CA' \quad \text{және} \quad l_0 = BC + CB' ,$$

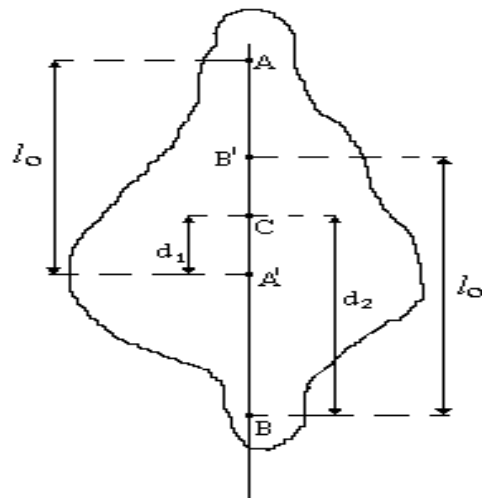
ал $CA' = CB'$, олай болса келтірілген ұзындықты 6.2-графиктің бір тармағынан-ақ анықтауға болады.



6.1.- сурет



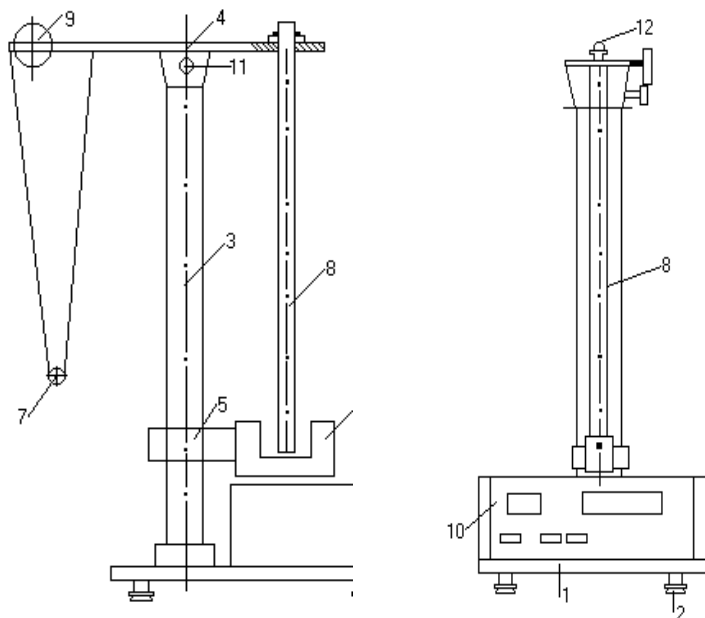
6.2.-сурет



6.3.- сурет

6.3. Қондырғының құрылысы

ФПМ-04 “Универсаль маятниктің” 6.4-суретте көрсетілген.



6.4.- сурет

Қондырғының (1) табаны прибордың вертикаль бағытын қамтамасыз ететін (2) реттеуші бұрандамен жабдықталған. Табанға қондырылған (3) қадаға жоғарғы (4) және төменгі (5) кронштейндер бекітілген. (6) фотоэлектрлік сигнал бергіш орнатылған (5) төменгі кронштейн қада бойымен жылжытылып, қалаған биіктікте бұранда арқылы бекітіледі. (11) винттің көмегімен жоғарғы кронштейнді қада маңында қалаған бұрышқа бұрап, бекітіп қоюға болады. (4) жоғарғы кронштейннің бір басына (7) математикалық маятник, ал екінші басына (8) физикалық маятник орнатылған. Математикалық маятниктің ұзындығы қадаға жыпсырылған сызғыш арқылы анықталып, маятник ұзындығы (9) бұранданың көмегімен реттеледі. .

Физикалық маятник ұзындығы 1050мм, диаметрі 14,5мм болат таяқша. Бұл таяқша (12) призмалық ілгіш арқылы (4) кронштейнге асылып қойылады. Таяқшаның ілінген координатасын дәлірек анықтау үшін, оның ұзындығы бойына 10ь сайын ойық белгілер салынған. Призмалық ілгіш осы белгілер тұсына бұранданың көмегімен бекітіледі.

Прибордың бетінде басқарушы түймелер орналасқан.

Олар:

“СЕТЬ”-ток көзін қосып-ажыратқыш;

“СБРОС”-секундомер көрсеткішін нөлге келтіру және жаңадан уақыт пен тербеліс санын санау үшін қолданылады;

“СТОП”-маятниктің толық тербелістер саны мен оған кеткен уақытты анықтау үшін қолданылады..

Прибордың электрондық схемасы электрондық секундомермен 0-ден 100 секундқа дейінгі уақытты ± 0.001 с дәлдікпен, тербеліс периодының санын 0-ден 100-ге анықтауға мүмкіндік береді.

6.4 Жұмыстың әдістемесі мен орындалу тәртібі

6.4.1. Өлшеу жүргізуге дайындық.

-прибордың жерге қосылғанын тексеру керек;

-(5)төменгі кронштейнді ең төменгі деңгейге орналастырып, (12) ілгіш призманы таяқшаның жоғарғы ұшынан төртінші белгіге бекіту қажет. Осы кезде таяқшаның төменгі ұшы (6) жарықбергіш тесігін толық жауып тұруы керек;

-(2)бұранданың көмегімен приборды вертикаль қалыпқа келтіру керек;

-приборды электр жүйесіне қосу керек;

-“СЕТЬ” түймесін басып, (6)жарықбергіштің лампасының жанғанына көз жеткізіп, сандық индикаторда нөлдердің шыққанын тексері керек.

6.4.2. Өлшеу жүргізу.

Қондырғы қызметін тексеру үшін жүргізілетін өлшеу.

Таяқшаны вертикаль бағыттан сәл ауытқытып, қоя беріңіз. Таяқша жарықбергіштің сәулесін кесіп өтіп, еркін тербеле бастайды. Бастапқы бұрыштың ауытқу аз болуы керек ($\sin\alpha$ ны α -мен алмастырғанымызды ойға алыңыз), сонымен бірге ауытқу мөлшері маятник 10÷20 рет тербеліс жасағанда жарық сәулесін толық кесіп өтетіндей болуы қажет (тербеліс периодының дәлірек табу үшін осынша тербеліс саны алынады). «СБРОС» түймесін басып, қоя беріңіз.

Секундомер мен тербеліс санын санағыштың дұрыс жұмыс істегеніне көз жеткізіңіз. Жарық сәулесін таяқша әрбір екінші рет қиып өткен сайын санағыш іске қосылып отыратындығын бақылаңыз. 10÷20 периодтан кейін “СТОП” түймесін басып, прибордың көрсетуін жазып алыңыз. Осылай тағы да бір рет тәжірибені қайталап, прибор көрсеткішінің бірінші алынғын нәтижеге жақын болатындығын тексеріңіз. Бастапқы ауытқу бұрышының тербеліс периодына әсерін байқап, оның оптималдық мәнін тауып алыңыз. Кейін негізгі тәжірибелерде, ауытқу бұрышының осы мәнін ұстану керек.

6.5. Негізгі өлшеулер

Өлшеулер нәтижесін енгізетін кестеңізді дайындап алыңыз. Кестеде төмендегідей бағаналар болу керек:

6.5.1. Ілгіш призманың тұсындағы белгінің нөмері (жоғары ұшынан санағанда).

6.5.2. 5÷10 толық тербеліс уақыты- t_i

6.5.3. Тербеліс периоды- T_i

6.5.4. іліну нүктесінен массалар центріне дейінгі қашықтық- a_i

Қажетті өлшеу саны -25.

Іліну призмасын центрге қарай бір белгіге (10 мм) жылжыта отырып, әрбір белгі үшін 3÷5 толық тербеліс уақытын өлшеп, нәтижені 6.1-кестеге қондырыңыз. Ілгіш призма таяқша бойымен түсірілген сайын, жарықбергіш орнатылған төменгі кронштейнді (5) де жоғарлатып отыру қажет (таяқшаның төменгі ұшы тербеліс кезінде жарық сәулесін толық қиып өту үшін).

6.1-кесте

№	a_i	t_i	$T_{i,экc.}$	$T_{i,теор}$

6.6 Өлшеу нәтижесін математикалық өңдеу

6.6.1. Іліну нүктесінен массалар центріне дейінгі қашықтықты (a_i) және осыған сәйкес тербеліс периодының (T_i) анықтап, кестеге жазыңыз.

6.6.2. Барлық тәжірибелік нүктелерді пайдаланып, T -тербеліс периодының a қашықтыққа тәуелділік графигін салыңыз..

6.6.3. $T=f(a)$ графигінен T -нің бір мәніне a -ның екі мәні сәйкес келетін бөлігін тауып, осы бөліктің өзін ғана үлкен масштабпен қайта салыңыздар.

6.6.4. Соңғы графигте 5-6 горизонталь сызықтар жүргізіп, осы сызықтармен $T=f(a)$ графигінің қиылысу нүктелері арқылы a_{1i} және a_{2i} мәндерін тауып, әрбір T_i үшін

$$l_{0i} = a_{1i} + a_{2i}$$

келтірілген ұзындықтарды есептеңіз.

6.6.5. l_{0i} мен T_i -дің мәндерін төменгі формулағы

$$g_i = \frac{4\pi^2 l_{0i}}{T_i^2} \quad (6.14)$$

қойып, еркін түсу үдеуін (g_i) есептеңіз.

6.6.6. Тікелей өлшеу әдісімен берілген сенімділік ықтималдығы үшін еркін түсу үдеуінің орташа мәні $\langle g \rangle$ мен оның қателігін табыңыз.

6.6.7. Еркін түсу үдеуінің тәжірибеден табылған мәнін Алматы қаласы үшін белгілі кестелік мәнімен ($g_A = 9,804 \text{ м/с}^2$) салыстырып, қорытынды жасаңыз.

6.6.8. Жіңішке таяқшаның массалар центрі арқылы оған перпендикуляр өтетін қатысты инерция моментін есептеуге арналған

$$I_0 = 1/12 ml^2 \quad (6.15)$$

Формуласын пайдаланып, тербеліс периодының минимал мәнін (6.13) формуланың көмегімен теориялық жолмен есептеңіз. Осы теориялық минимал мәнді графиктен алынған тәжірибелік мәнмен салыстырып, қорытынды жасаңыз..

6.6.9. Мына формуланы

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{a}{g} + \frac{l^2}{12ga}} \quad (6.16)$$

пайдаланып, $T=f(a)$ теориялық тәуелділікті салыңыз. Соңғы мәліметті эксперименттік $T_i=f(a_i)$ графигімен салыстырыңыз.

6.7. Пысықтауға арналған сұрақтар

6.7.1. Инерция моментінің анықтамасын беріңіз және оның физикалық мағынасын түсіндіріңіз?

6.7.2. Физикалық маятниктің әртүрлі іліну нүктелерінен өтетін айналу өстеріне қатысты инерция моментінің шамасы бірдей болып қала ма? Егер бірдей болмаса, оның себебі қандай? Егер бірдей болса, оның себебі неліктен?

6.7.3. Келтірілген «ұзындықтың» физикалық мағынасы қандай?

6.7.4. Маятниктің тербеліс периодына қырлы ілгіштің массасы мен формасы әсер ете ме? Егер әсер етсе, тербеліс периоды азая ма, әлде өсе ме?

6.7.5. Қырлы ілгіштің m_l массасы және C масса центрінен тербелу өсіне дейінгі аралық a белгілі деп қырлы ілгіштің тербеліске әсерін ескере отырып маятник-таяқшаның тербеліс периодын анықтайтын формуланы қорытып шығарып көріңіз?

6.7.6. Таяқша үшін $a^* = \frac{l}{\sqrt{12}}$ -мәнінде периодтың шамасы минимал болатыны көрсетілген. Осындай шешімді сақина, цилиндр және шар үшін көрсетіңіз?

6.8. Әдебиет

6.8.1. Сивухин Д.В. Общие курс физики, Т.1.-М.: Наука, 1974.

6.8.2. Гольдин Л.Л. Руководство к лабораторным занятиям по физике.-М.: Наука, 1973.

№7 ЗЕРТХАНАЛЫҚ ЖҰМЫС

СҰЙЫҚТЫҢ ТҮТҚЫРЛЫҒЫН СТОКС ӘДІСІМЕН АНЫҚТАУ

7.1 Жұмыстың мақсаты: Сұйық ішінде құлап бара жатқан шардың кедергісін есептеуге арналған Стокс формуласын пайдаланып, эксперимент жүзінде сұйықтың тұтқырлығын анықтау.

Қажетті материалдар мен саймандар: ішіне тұтқыр сұйық құйылған цилиндрлік ыдыс, жіпке ілінген металл тор немесе магнит, микрометр, секундомер, термометр.

7.2. Қысқаша теориялық кіріспе

Қозғалыстағы денеге қоршаған орта тарапынан кедергі күш әсер етеді. Дене бетіне тиіп тұрған сұйықтың қабаты денеге жабысып, денемен бірге қозғалады. Молекулалық өзара әсерлесу арқасында осы қабатқа көршілес жатқан сұйықтың келесі қабаттары да қозғалысқа түседі. Бірақ, қозғалысқа түсетін көршілес қабаттар денеден неғұрлым қашық болған сайын, олардың жылдамдықтары да соғұрлым дене жылдамдығынан кіші бола береді.

Сондықтан, осы сұйық қабаттары арасында үйкеліс пайда болады. Жылдамдықтары әртүрлі параллель қозғалатын сұйықтың екі қабаты арасындағы $F_{үйк}$ үйкеліс күші Ньютонның тұтқырлық үйкеліс заңымен анықталады:

$$F_{үйк} = -\eta \frac{dv}{dy} S \quad (7.1)$$

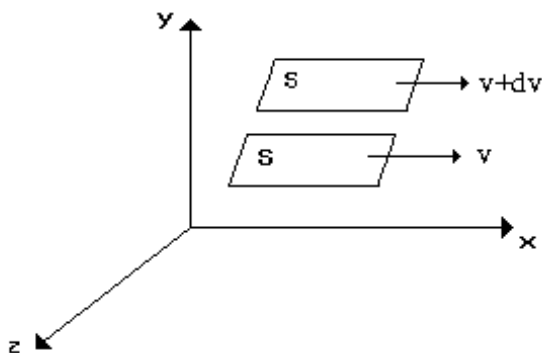
мұндағы S – жанасып жатқан екі қабаттың ауданы;

dv/dy - екі қабат арасындағы жылдамдық градиенті (7.1-сурет);

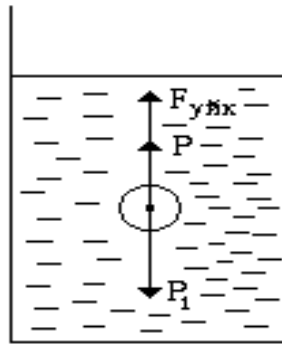
η - сұйықтың тұтқырлығы.

(7.1) формуладан η тұтқырлықтың мәні шығады. η сан жағынан жылдамдық градиенті бірге тең кезде параллель қозғалыстағы бірлік ауданға әсер ететін үйкеліс күшіне тең шама. Халықаралық жүйеде тұтқырлықтың өлшем бірлігі – 1 кг/м·с. Тұтқырлық сұйықтың тегіне қарай әртүрлі болады және белгілі бір сұйық үшін температура мен сұйық ішіндегі басқа заттардың концентрациясына тәуелді болады.

Енді сұйыққа батып бара жатқан шарға әсер ететін күштерді қарастырайық (7.2- сурет).



7.1.-сурет



7.2.-сурет

Сұйық ішінде батып бара жатқан шарға үш түрлі күш әсер етеді:

P_1 - ауырлық күші;

P - кері итеруші күш;

$F_{у\grave{a}к}$ - ортаның кедергі күші.

Шардың радиусын - r , жылдамдығын - v , тығыздығын - ρ_1 , сұйық тығыздығын - ρ , тұтқырлығын - η және ауырлық күшінің үдеуін - g деп белгілейік. Сонда шардың ауырлық күші

$$P_1 = \frac{4}{3} \pi r^3 \rho_1 g, \quad (7.2)$$

ал, кері итеруші күш Архимед заңы бойынша

$$P = \frac{4}{3} \pi r^3 \rho g \quad (7.3)$$

болады. Егер шар шексіз сұйық ішінде өте аз жылдамдықпен қозғалыс жасаса (құйынсыз қозғалыс), онда Стокс заңына сәйкес, орта тарапынан шарға әсер ететін кедергі күш

$$F = 6\pi\eta r v \quad (7.4)$$

формуласымен анықталады. Ньютонның екінші заңын қолданып ($m d\vec{v}/dt = \sum \vec{F}$) қозғалыс теңдеуін былай жазамыз:

$$m dv/dt = P_1 - P - F \quad (7.5)$$

(7.2) - (7.4) формулалардан күштердің және шардың массасының

$$m = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho_1 \quad (7.6)$$

мәндерін қойып (7.5) теңдеуі түрлендіреміз:

$$\frac{dv}{dt} = \frac{9\eta}{2r^2\rho_1} \left[\frac{2(\rho_1 - \rho)gr^2}{9\eta} - v \right] \quad (7.7)$$

Айнымалы шамаларды теңдіктің екі жағына бөліп былай жазайық

$$\int_{v_0}^v \frac{dv}{\frac{2(\rho_1 - \rho)gr^2}{9\eta} - v} = \frac{9\eta}{2r^2\rho_1} \int_0^t dt \quad (7.8)$$

$t=0$ мезетте шариктің сұйық бетіне тасталғандағы бастапқы жылдамдығы $v = v_0$ болса (7.8) теңдеуді интегралдап мынаны аламыз

$$v = v_0 - (v_0 - v_0) e^{-t/\tau} \quad (7.9)$$

мұндағы

$$\tau = 2\rho_1 r^2 / 9\eta \quad (7.10)$$

шар қозғалысының релаксациялық периоды деп аталады.

Егер $t \gg \tau$ болса шардың жылдамдығы тұтқыр сұйық ішінде өзінің максимум мәніне

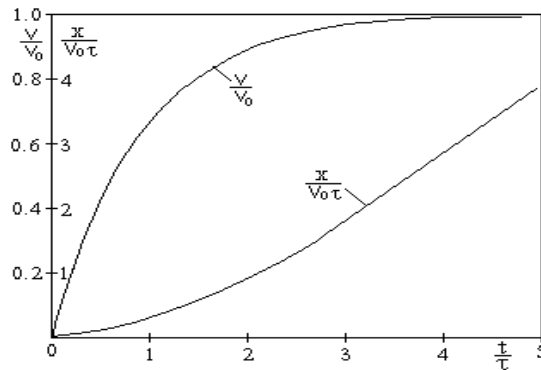
$$v_0 = \frac{2(\rho_1 - \rho)gr^2}{9\eta} \quad (7.11)$$

ұмтылады.

(7.9) формуладан шардың тұтқыр сұйық ішінде жүретін жолының уақытқа байланысын табамыз:

$$x = \int_0^x v dt = v_0 t - \tau (v_0 - v) \left(-e^{-t/\tau} \right) \quad (7.12)$$

Шардың сұйық ішінде қозғалысының бастапқы жылдамдығы $v_0 = 0$ жағдайы үшін, оның жылдамдығы мен жүрген жолының уақытқа байланысы 6.3 суретте келтірілген.



7.3-сурет

Қозғалыс басталғаннан

$$t_1 = 4.6\tau \approx \frac{\rho_1 r^2}{\eta} \quad (7.13)$$

уақыт өткенде шардың жылдамдығы $v_1 = 0.99 \cdot v_0$ болады. Осындай уақыт аралығында шар $x_1 \approx 3.6v_0\tau$ жол жүріп үлгереді.

Егер $t > t_1$ болса шар сұйық ішінде тұрақталған v_0 жылдамдықпен қозғалады. Шар шексіз сұйық ішінде емес, өлшемі шектеулі ыдыс ішіндегі сұйықта қозғалса, онда ыдыс қабырғаларының шар қозғалысына әсерін ескеру керек. Егер цилиндр ыдыстың радиусы R болса шарға әсер ететін кедергі күші (6.4)-тің орнына былай жазылады:

$$F = 6\pi\eta r v \left(1 + 2.4 \frac{r}{R} \right) \quad (7.14)$$

соның нәтижесінде

$$v_0 = \frac{2(\rho_1 - \rho)gr^2}{9\eta\left(1 + 2.4\frac{r}{R}\right)} \quad (7.15)$$

Осы формуланы пайдаланып, шардың тұрақталған жылдамдығын өлшеу арқылы тұтқыр сұйықтың тұтқырлығын анықтауға болады:

$$\eta = \frac{2(\rho_1 - \rho)gr^2}{9 \cdot v_0 \left(1 + 2.4\frac{r}{R}\right)} \quad (7.16)$$

Тұтқыр сұйық ішінде қозғалатын шарға әсер ететін кедергі күшін анықтайтын (7.4) Стокс формуласы Рейнольдс санының

$$Re = \frac{2vr\rho}{\eta} \quad (7.17)$$

мәні $Re \leq 0,5$ болғанда ғана дұрыс болады. Егер $Re > 0,5$ болса шардың кедергі күші Стокс заңына бағынбайды.

7.3. Қондырғының құрылысы және жұмыстың орындалу әдістемесі

Қондырғы, вертикаль орнатылған, ішіне глицерин, кастор майы құйылған екі мөлдір ыдыстардан тұрады. Цилиндрдің сыртына шардың жүрген жолын білу үшін әрбір 10 см сайын сызықтар салынған. Өлшеу кезінде диаметрлері әртүрлі (1мм÷3мм маңында) болат шарлар қолданылады.

7.4. Жұмыстың орындалу тәртібі

7.4.1. Микрометрдің көмегімен кішкене шарлардың (5÷7 шар) d диаметрін айналдыра отырып 3 рет өлшейміз.

7.4.2. Сұйық бетінен қандай тереңдіктен бастап, шардың қозғалысы бірқалыпты болатынын анықтау керек. Ол үшін шардың 1-ші мен 2-ші сызықтар және 3-ші мен 4-ші сызықтар арасын қанша уақытта өткенін өлшеп, сол бойынша екі жылдамдықтарды тауып, салыстыру керек. Егер осы екі аралықтағы жылдамдықтар тең болса, онда келесі өлшеулерде қозғалыстың бастапқы нүктесі ретінде 1-ші сызықты қабылдауға болады.

7.4.3. Шардың 60 см (немесе оқытушының нұсқауымен басқа мән болуы мүмкін) жолды бірқалыпты қозғалыспен жүріп өткен уақытын секундомермен өлшеңіз. Осыны әр сұйық (глицерин және кастор майы) үшін 5÷7 шармен қайталаңыз. Өлшеу нәтижелерін төмендегідей кестеге түсіріңіз. Өлшеу жұмыстарын аяқтаған соң ыдыс ішіндегі шарларды тордың немесе магниттің көмегімен шығарып алып, қорабына салып қойыңыз.

7.1 кесте. Глицерин үшін. Цилиндр радиусы $R=$ мм.

Шардың диаметрі, мм	$d_1 <$	$d_2 <$	$d_3 <$	$d_4 <$	$d_5 <$
t-уақыт, с					

7.2 кесте. Кастор майы үшін. Цилиндр радиусы $R=$ мм.

Шардың диаметрі, мм	$d_1 <$	$d_2 <$	$d_3 <$	$d_4 <$	$d_5 <$
t-уақыт, с					

7.4.4. Шар қозғалысына ыдыс қабырғасының әсерін бағалау үшін тұтқырлықты (7.11) және (7.15) формулалары бойынша есептеп, нәтижелерін салыстыру керек.

7.4.5. Алынған нәтиженің қателігін есептеңіз.

7.4.6. Кез-келген бір тәжірибе үшін (7.17) формуласы бойынша Рейнольдс санын есептеңіз.

7.4.7. (6.13) формуланы қолданып, шар қозғалысы бірқалыпты болатын уақытты және сондай уақытта шардың жүретін жолын $x_0 = \nu_0 \tau$ мөлшерлеңіз.

7.5. Бақылау сұрақтары

7.5.1. Тұтқырлық дегеніміз не? Тұтқырлықтың анықтамасын беріңіз, оның Халықаралық жүйедегі өлшем бірлігі қандай?

7.5.2. Сұйықтың тұтқырлығы қандай шамаларға тәуелді өзгереді?

7.5.3. Сұйық ішіндегі шарға қандай күштер әсер етеді?

7.5.4. Неліктен белгілі бір уақыттан соң шар бірқалыпты қозғала бастайды?

7.5.5. Шар қозғалысына шардың диаметрі мен ыдыс диаметрі қалай әсер етеді?

7.6. Әдебиет

7.6.1. Кортнев А.В., Рублев Ю.В., Куценко А.Н. Практикум по физике. М.: Высшая школа, 1963.

7.6.2. Физический практикум. Механика и молекулярная физика. Под ред. В.И. Ивероновой М.: Наука, 1967.

№8 ЗЕРТХАНАЛЫҚ ЖҰМЫС

КВАЗИСТАЦИОНАРЛЫҚ РЕЖІМДЕ КАЛОРИМЕТРЛІК ӘДІСПЕН ЗАТТЫҢ ЖЫЛУӨТКІЗГІШТІГІН АНЫҚТАУ

8.1 Жұмыс мақсаты

8.1.1 Заттағы энергия тасымалдану құбылысымен танысу.

8.1.2 Заттың жылуөткізгіштігін анықтаудың калориметрлік әдісін меңгеру.

8.2 Қысқаша теориялық кіріспе

Егер жүйедегі температура бірдей болмаса, температурасы жоғары нүктеден температурасы төмен нүктеге қарай бағытталған энергия тасымалы байқалады. Жылу тасымалын оның іске асу механизміне қарай үшке бөледі:

1) Конвекция - заттың қозғалысына байланысты өтетін жылу тасымалы. Конвекция газдар мен сұйықтарда жүреді.

2) Сәулелену - электромагниттік толқындар арқылы өтетін жылу тасымалы.

3) Жылуөткізгіштік - микробөлшектің жылулық кинетикалық энергияны соқтығыс кезінде көрші бөлшекке беруі арқылы өтетін жылу тасымалы. Осы жұмыста жылуөткізгіштік құбылысы қарастырылады.

8.2.1 Жылуөткізгіштік.

8.2.1.1 Температуралық өріс.

Жылуөткізгіштік процесі тек жүйенің әр нүктелерінде температура бірдей болмаса ғана жүреді. Жалпы жағдайда температура уақытқа да байланысты. Температураның кеңістікте уақытқа байланысты өзгеруін мына түрде көрсетуге болады:

$$T=T(x,y,z,t) . \quad (8.1)$$

(8.1) теңдеу температуралық өрістің математикалық өрнегі болып саналады. Сонымен, температуралық өріс дегеніміз кез-келген уақыт мезгіліндегі зерттеліп отырған ортаның барлық нүктелеріндегі температура мәндерінің жиынтығы. Әрине, әр нүктеге температураның тек бір ғана мәні тән екені айқын.

(8.1) теңдеу ең жалпы жағдайды - бейстационарлық температуралық өрісті бейнелейді. Егер температуралық өріс уақытқа тәуелді болмаса, онда кез-келген нүктенің температурасы тұрақты болып қалады. Мұндай температуралық өрісті *стационарлық* немесе *тұрақталған өріс* деп атайды. Стационарлық өріс үшін

$$\frac{\partial T}{\partial t} = 0; T=T(x,y,z) \quad (8.2)$$

Кейде температура тек екі координатаға тәуелді болуы мүмкін, ондай өрісті екі өлшемді деп атайды:

$$\frac{\partial T}{\partial z} = 0; T=T(x,y,t) \quad (8.3)$$

Егер температура бір ғана координатаға тәуелді болса, өріс бір өлшемді болады:

$$\frac{\partial T}{\partial z} = 0; \frac{\partial T}{\partial y} = 0; T=T(x,t) \quad (8.4)$$

Егер температура тек бір координатаға тәуелді болып, оның үстіне уақыт бойынша өзгермесе, өрістің ең қарапайым түрі - стационарлық бір өлшемді өрісті аламыз:

$$T=T(x) \quad (8.5)$$

Температураның нақты мәнін анықтайтын x,y,z,t айнымалыларының сандық мәндерінің жиынтығы $T(x,y,z,t)$ функциясының анықталу облысы деп аталады. Өзінің анықталу облысында $T(x,y,z,t)$ функциясы координаталар бойынша үзіліссіз және екі рет дифференциалданатын, ал уақыт бойынша үзіліссіз дифференциалданатын болуға тиіс.

8.2.1.2 Температуралық градиент.

Температурасы $T(x,y,z,t)$ денеде температуралары бір уақыт мезгілінде бірдей нүктелерді өзара қоссақ, *изотермиялық* деген бет аламыз. Изотермиялық беттің теңдеуі

$$T(x,y,z,t)=C, C=const \quad (8.6)$$

Бейстационарлық өрісте изотермиялық беттердің формасы мен орны уақыт бойынша өзгеріп отырады.

Изотермиялық беттердің мынадай қасиеттерін атап өтуге болады:

- изотермиялық беттердің дене ішінде шегі болмайды: олар не дене бетінде бітеді, не өзімен-өзі тұйықталады;

- жылу бір изотермиялық беттен екінші бетке тарайды, ал беттің бойымен тараймайды;
- температуралары өзгеше екі изотермиялық бет бір-бірімен қиылыспайды, себебі бір нүктеде температураның екі мәні болуы мүмкін емес.

Егер изотермиялық бетті басқа бір бетпен көлденең қисақ, қию бетінде изотерм іздері (сызықтары) пайда болады (8.1-сурет). Изотермалар да изотермиялық беттердің жоғарыда келтірілген қасиеттеріне ие болады.

Бірлік ұзындықта температураның ең көп өзгеруі изотермиялық бетке нормаль бағытта байқалады. Изотермиялық бетке тік бағытта температураның өсуін температура градиентімен сипаттайды. Сонымен, *температура градиенті* деп бағыты изотермиялық бетке жүргізілген нормальдың температура өсу жағына қараған бағытымен бағыттас, сан мәні температураның осы бағыт бойынша туындысына тең векторлық шаманы айтады:

$$\text{grad}T = \vec{n} \frac{\partial T}{\partial n}, \quad (8.7)$$

мұнда \vec{n} - температура өсу жағына бағытталған бірлік нормаль. Температура градиенті тік декарттық координаталар жүйесінде

$$\text{grad}T = \frac{\partial T}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial T}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial T}{\partial z} \vec{k} \quad (8.8)$$

түрінде жазылады.

$T=T(x)$ бір өлшемді стационарлық температура өрісі үшін

$$\text{grad}T = \vec{i} \frac{\partial T}{\partial x} \quad (8.9)$$

8.2.1.3 Жылу ағынының тығыздығы

Денеді жылуөткізгіштік арқылы жылу тасымалдануы үшін температура градиенті нольге тең болмауы керек. Жылу ағыны анық түрде ыстық нүктеден суық нүктеге бағытталғандықтан, оны векторлық шама деп қарастыру керек. Зерттеулерде жылу ағынынан гөрі жылу ағынының тығыздығы деген \vec{q} векторлық шама жиірек қолданылады. *Жылу ағынының тығыздығы* деп модулі бірлік уақытта изотермиялық беттің бірлік ауданынан өтетін жылу мөлшеріне тең, бағыты жылудың таралу бағытымен бағыттас векторлық шаманы айтады:

$$\vec{q} = -\vec{n} \frac{dQ}{dS \cdot dt}, \quad (8.10)$$

мұнда dS - изотермиялық беттің элементар ауданы,

dQ - сол ауданды dt уақыт аралығында перпендикуляр бағытта кесіп өткен жылу мөлшері.

(8.10) өрнектен көрінгендей, жылу ағыны тығыздығының өлшемі $[q] = \text{Вт}/\text{м}^2$ болады.

Фурье тәжірибе жүзінде жылу ағыны тығыздығының температура градиентіне пропорционал екендігін көрсетті:

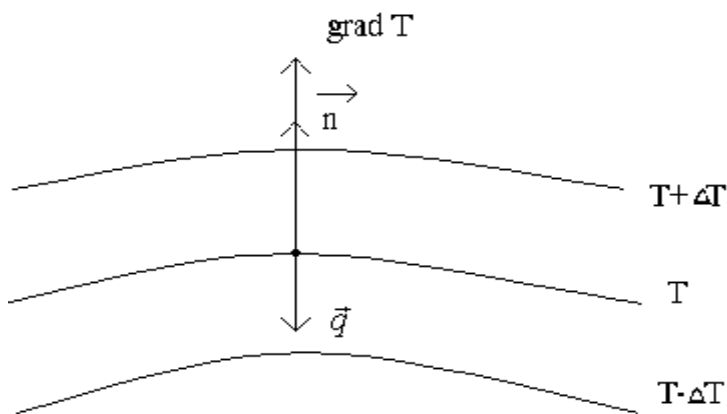
$$\vec{q} = -\lambda \cdot \text{grad}T \quad (8.11)$$

Бұл формуладағы "-" (минус) таңбасы температура градиенті мен жылу ағыны тығыздығының қарама-қарсы бағытталғандығын көрсетіп тұр: градиент төмен температурадан жоғарыға бағытталса, жылу ағыны - керісінше бағытталған (1-сурет). (11) өрнектен λ жылуөткізгіштіктің өлшемі $\text{Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$ екені білінеді. λ жылуөткізгіштік дененің табиғатына, құрылымына тәуелді болады. Яғни, ол әр затқа меншікті физикалық шама. Сонымен қатар λ қысымға, ылғалдыққа, температураға, т.б. факторларға тәуелді.

Бір өлшемді температуралық өріс $T=T(x)$ үшін градиент температураның x бойынша туындысына айналуына [(8.9) өрнек] байланысты (8.11)-ді басқаша жазуға болады:

$$q = -\lambda \frac{dT}{dx}. \quad (8.12)$$

Температураның кіші интервалында λ жылуөткізгіштікті тұрақты деп қарастыруға болады.



8.1-сурет.

Сонымен, егер жылу тасымалы стационарлық болса және температура дене ішінде бірқалыпты өзгерсе, яғни, координата бойынша сызықтық функция болса, онда соңғы (8.12) теңдеу төменгі түрге келеді:

$$q = \lambda \frac{T_1 - T_2}{x}, \quad (8.13)$$

мұндағы

$T_1 - T_2$ - дененің екі қимасының температуралар айырымы,

x - қималардың ара қашықтығы.

8.2.2 Заттың жылулық сипаттамаларын анықтау.

8.2.2.1 Заттың жылуөткізгіштік, температура-өткізгіштік және меншікті жылуемділік қасиеттерінің теориялық және практикалық маңызы зор. Жылулық процестер қолданылатын техниканың барлық саласында жоғарыда аталған сипаттамаларды білу өте қажет.

Осы сипаттамаларды тәжірибе жүзінде анықтаудың көп әдісі белгілі. Соның біреуімен танысайық.

8.2.2.2 Қалыңдығы x қабат арқылы жылу тасымалының бір өлшемді есебін қарастырайық.

Осы қабаттың бір жағында T_0 температура тұрақты ұсталсын да, екінші жағында басқа денелермен жылу алмаспайтын, температурасы $T < T_0$ бір орта болсын. Қабырғадан өткен dQ жылу осы ортаның температурасын

$$dT = \frac{dQ}{cm} \quad (8.14)$$

шамасына өзгертеді.

Бұл жерде

c - ортаның меншікті жылусыйымдылығы,

m - осы ортаның массасы.

dt уақыты ішінде S ауданнан өткен жылу мөлшері оңай табылады:

$dQ = qSdt$. Қабат (қабырға) ішіндегі температура өзгерісі сызықтық заңдылыққа бағынса (*квасистационарлық режим*), онда

$$dQ = \lambda \frac{T_0 - T}{x} Sdt \quad (8.15)$$

(8.14) және (8.15) өрнектер негізінде төменгіні аламыз:

$$cmx \frac{dT}{T_6 - T} = \lambda S dt \quad (8.16)$$

Егер қабаттың сыртындағы ортаның температурасы белгілі бір уақыт ішінде T_1 -ден T_2 -ге өзгерсе, онда (8.16)-ны басқаша жазуға болады:

$$cmx \int_{T_1}^{T_2} \frac{dT}{T_6 - T} = \lambda S \int_0^{\tau} dt \quad (8.17)$$

Қажетті математикалық операцияларды жүргізіп, қабат материалының жылуөткізгіштігін табамыз:

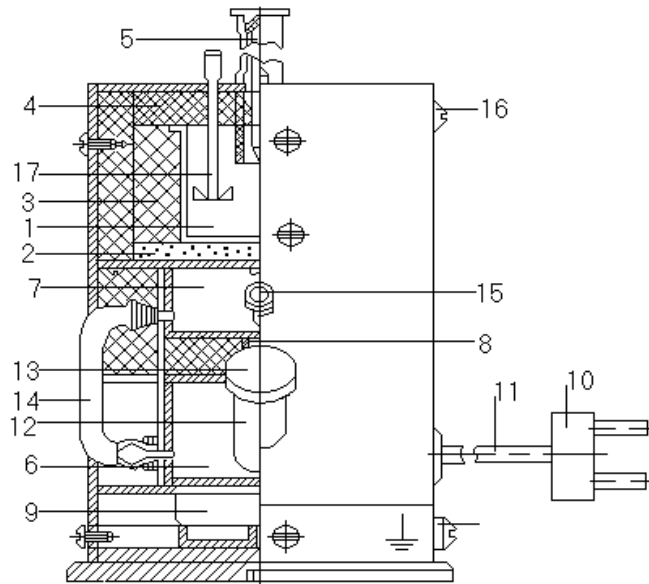
$$\lambda = \frac{cmx}{S\tau} \ln \frac{T_6 - T_1}{T_6 - T_2} \quad (8.18)$$

Сонымен, қабат сыртындағы ортаның массасы m , меншікті жылуемділігі c , бастапқы T_1 және соңғы T_2 температуралары және осы температура өзгерісі болған τ уақыт белгілі болса, оған қоса қабаттың қалыңдығы x , ауданы S және бір жағындағы тұрақты T_6 температурасы берілсе, онда осы қабырғаның материалының жылуөткізгіштігі (8.18) арқылы оңай табылады.

8.3 Эксперименттік жұмыстың орындалуы

8.3.1 Заттың жылуөткізгіштігін анықтауға арналған қондырғы.

Жоғарыда 8.2.2.2 пунктте келтірілген шарттар орындалатын қондырғыны сипаттайық (8.2-сурет). Ішіне қыздырғыш салынған бақтағы (6) су қайнап, бу үздіксіз (7) бу кеңістігіне беріледі. Қаныққан бу температурасы атмосфералық қысыммен ғана анықталатындықтан, бүкіл тәжірибе кезінде T_6 температураның тұрақтылығы сақталады. Бу кеңістігін жауып тұрған металдан жасалған пластинаның үстіне сусымалы материалдың (құмның) (2) тегістелген қабаты салынады. Құмның үстіне су құйылған калориметр (1) қойылады. Бу кеңістігі, сусымалы материал қабаты және калориметр қоршаған ортамен жылу алмаспайтындай шаралар (жылулық изоляция) қарастырылған. Калориметрдегі су температурасы термометрмен (5) өлшенеді.



8.2- сурет. Сусымалы денелердің жылуөткізгіштігін анықтау қондырғысы

1 - калориметр, 2 - сусымалы материал, 3 - жылу изоляциялық цилиндр, 4 - қақпақ, 5 - термометр, 6 - су құйылған бак, 7 - бу ыдысы, 8 - түтік, 9 - электр қыздырғыш, 10 - электр айыры, 11 - электр сымы, 12 - бак мойыны, 13 - тығын, 14 - деңгей көрсеткіш, 15 - бу шығатын тесік, 16 - винт, 17 - бұлғауыш.

Егер сусымалы дене қабатының қалыңдығы x , оның ауданы S , бу температурасы T_6 , калориметрдің бастапқы T_1 және τ уақыттан кейінгі T_2 температуралары белгілі болса, онда жылуөткізгіштікті қарастырып отырған қондырғыға икемделген төменгі өрнектен табуға болады:

$$\lambda = \frac{(m_1 c_1 + m_2 c_2) x \ln \frac{T_6 - T_1}{T_6 - T_2}}{S \tau}, \quad (8.19)$$

мұнда c_1, c_2 - су мен ыдыстың меншікті жылусиымдылығы,

m_1 және m_2 - олардың массалары.

8.3.2 Жұмыс тапсырмасы.

8.3.2.1 Калориметрдегі судың массасын және ыдыс массасын анықтаңыз.

8.3.2.2 Сусымалы материалдың ауданы мен қалыңдығын табыңыз.

8.3.2.3 (6) бакқа су құйыңыз. Су деңгейі "максимум" және "минимум" белгілері арасында болуы керек.

8.3.2.4 2-суреттегі қондырғыны жинаңыз.

8.3.2.5 Атмосфералық қысым бойынша бу температурасын анықтаңыз.

8.3.2.6 Калориметрдегі судың бастапқы T_1 температурасын өлшеңіз (T_1 -дің бөлме температурасынан $5 \div 10$ градус төмен болғаны тиімді).

8.3.2.7 Электр қыздырғышты іске қосып, дренажды тесіктен бу шыққан бетте уақытты санай бастаңыз.

8.3.2.8 Калориметрдегі судың температурасының уақыт бойынша өзгерісін жазып отырыңыз. Тәжірибені судың температурасы бөлме температурасынан $5 \div 10$ градусқа жоғарылағанша жүргізе беріңіз.

8.3.2.9 Өлшенген нәтиже бойынша $\ln \frac{T_0 - T_1}{T_0 - T_2}$ шамасының уақыт τ бойынша графигін тұрғызыңыз. Графиктен $\ln \frac{T_0 - T_1}{T_0 - T_2} / \tau$ - қатынасын тауып, оны (8.19) өрнекке қойып, жылуөткізгіштікті табыңыз. Қателікті бағалаңыз.

8.3.2.10 Эксперимент нәтижесінің қателігі 5%-тен аспау үшін өлшеулердің қажетті дәлдігін шамалаңыз.

8.3.3 Эксперимент нәтижелерін толтыру үшін ұсынылған кестелер түрі

8.3.3.1 Эксперимент қондырғысының тікелей өлшенетін параметрлері

№	Масса, г		Зерттелетін зат өлшемдері, мм			
	Су	Калори-метр	қалыңдығы, х		Диаметр	
			1			

8.3.3.2 Калориметрдегі судың температурасының уақыт бойынша өзгеруі.

Уақыт, с немесе мин.									
Тем-ра $^{\circ}\text{C}$									

8.3.3.3 Қоршаған ортаның қажетті параметрлері мен физикалық тұрақтылардың сандық мәндері

Шама немесе Константа	Белгіленуі	Өлшем бірлігі	Сандық мәні	Қателігі

8.4. Өзін-өзі тексеру сұрақтары

8.4.1 Температуралық өріс деген не?

8.4.2 Температура градиенті деген не?

8.4.3 Жылу ағынының тығыздығы деп нені айтады?

8.4.4 Жылуөткізгіштік деген не? Оның физикалық мәні қандай?

8.4.5 “Квазистационарлық режим” терминінің мәні қандай?

8.4.6 Осы жұмыста заттың жылулық сипаттамасын анықтау үшін қолданылған әдісті неге калориметрлік әдіс деп атайды?

8.5 Әдебиет

8.5.1 Тұрмұхамбетов А.Ж. Жылу алмасу теориясының негіздері. Жылуөткізгіштік.- Қарағанды.: ҚарМУ баспасы, 1996.

8.5.2 Кикоин К.К., Кикоин А.К. Молекулярная физика.-М.: Наука, 1980.

8.5.3 Савельев И.В. Жалпы физика курсы. 1 том.-Алматы.: Мектеп, 1977.

№ 9 ЗЕРТХАНАЛЫҚ ЖҰМЫС

АКТИВТІК КЕДЕРГІНІ АМПЕРМЕТР ЖӘНЕ

ВОЛЬТМЕТР ӘДІСІМЕН ӨЛШЕУ

9.1. Жұмыстың мақсаты

Өлшеуіш приборлармен (амперметр және вольтметр), тұрақты токтың электр тізбектеріндегі кедергілерді өлшеу әдісімен, өлшеу қателіктерінің негізгі түрлері және оларды азайту әдістерімен танысу.

9.2. Қысқаша теориялық кіріспе

9.2.1. Электр тоғы деп электр зарядтарының реттелген (бағытталған) қозғалысы айтылатыны белгілі. Егер токтың күші және бағыты уақытқа байланысты өзгермейтін болса, онда мұндай ток тұрақты ток болады. Тұрақты ток бағынатын негізгі заң – Ом заңы. Осы заңға сәйкес, тосын күштер әсер етпейтін тізбек бөлігіндегі (тізбектің біртекті бөлігі) өткізгіш бойымен ағатын ток күші өткізгіштің шеттеріндегі потенциалдар айырмасына (кернеуге) тура, ал оның кедергісіне кері пропорционал болады, яғни

$$I = \frac{U}{R}. \quad (9.1)$$

Электр тізбегіндегі тұрақты токты қамтамасыз ету үшін электр қозғаушы күш үздіксіз әсер етуі қажет, өйткені заряд тасымалдаушылар реттелген қозғалыс жасаған кезде қайсыбір кедергіге кездеседі. Металл өткізгіштердің кедергісін кристалдық тордың түйіндерінде орналасқан атомдармен (иондармен) өріс әсерінен реттелген қозғалыс жасайтын еркін өткізгіштік электрондардың әсерлесуімен (шашырауымен) сапалы түрде түсіндіруге болады.

Жылулық тербелмелі қозғалыс күйінде тұрған атомдар (иондар) электрондардың орын ауыстыруына кедергі жасайды, осыдан ток күші кемиді.

Өткізгіштің кедергісі деп токтың жүруіне өткізгіштің қиындық келтіретін қасиетін сипаттайтын физикалық шаманы айтады. Кедергі өткізгіштің материалына, оның геометриялық пішіні мен мөлшеріне, температураға және де токтың өткізгіш бойына қалай таралғандығына (конфигурациясына) тәуелді. Ұзындығы l , көлденең қимасы S біртекті цилиндр тәрізді өткізгіштің кедергісі былай анықталады:

$$R = \rho \frac{l}{S}, \quad (9.2)$$

мұндағы ρ – меншікті электр кедергі.

СИ системасында кедергі Оммен өлшенеді. 1 Ом деп өткізгіштің екі шетінде потенциалдар айырмасы 1 В болған жағдайда күші 1 А тұрақты ток жүретін өткізгіш кедергісін айтады. Үлкен кедергілерді өлшеу үшін мынадай өлшем бірліктері қолданылады: 1кОм=10³ Ом, 1 МОм=10⁶ Ом.

9.2.2. Токты өлшеу. Ток күшін өлшеуге арналған прибор амперметр деп аталады. Ол тізбектің ток күші өлшенетін бөлігіне тізбектеп қосылады. Амперметрдің R_a ішкі (меншікті) кедергісі мүмкіндігінше аз болуға тиіс. Сонда амперметрді тізбекке қосқанда тізбектің осы бөлігінің кедергісі іс жүзінде өзгеріссіз қалады. Осы жағдайда прибор тұтынатын қуат елеусіз аз болады. Осылай қосылған амперметрлер токты тікелей бақылайтын приборлар ретінде қолданылады, бұлар өлшенетін токтың сандық мәндерін көрсетеді.

Жұмыс істеу негізіне қарай амперметрлер магнитоэлектрлік және электромагниттік болып бөлінеді. Магнитоэлектрлік жүйедегі амперметрдің жұмыс істеуі тұрақты магниттің магнит өрісімен өлшенетін ток өтетін қозғалмалы контурдың әсерлесуіне, ал электромагниттік жүйедегі амперметрдің жұмыс істеуі орамдары арқылы өлшенетін ток өтетін катушканың магнит өрісімен қозғалмалы ферромагниттік өзектің әсерлесуіне негізделген.

Тұрақты ток тізбектерінде негізінен магнитоэлектрлік (сирек, электромагниттік) жүйедегі амперметрлер қолданылады. Амперметр ток күшінің белгілі шектік мәніне арналады. Оның өлшеу диапазонын үлкейту үшін амперметрге параллель қосымша кедергі (шунт) қосылады. Сонда өлшеу диапазонын n есе үлкейту үшін кедергісі $R_{ш}=R_a/(n-1)$ шунт керек болады.

Гальванометрге параллель шунт жалғап, бақылау шкаласын өзгертіп, оны амперметрге айналдыруға болады.

9.2.3. Кернеуді өлшеу вольтметрмен жүргізіледі. Вольтметр өлшенетін тізбек бөлігіне параллель қосылады, оның көмегімен бірден кернеу анықталады. Ол да амперметр секілді магнитоэлектр немесе электромагнит жүйесінде болады. Вольтметр тізбекке параллель қосылатындықтан негізгі тізбек тоғын көп өзгертіп алмас үшін оның кедергісін өте үлкен етіп алады, яғни вольтметрден өтетін ток өте аз болуы керек. Сондықтан вольтметрдің өлшеу шегін өзгерту үшін оған тізбектей R_k қосымша кедергі жалғайды: өлшеу шегін n есе өсіру үшін $R_k = R_B (n-1)$ қосымша кедергі керек.

9.2.4. Үлкен кедергілер амперметр және вольтметр әдісі бойынша өлшенеді (1 суреттегі схема). Бұл жағдайда өлшенетін кедергі

$$R = U / I ,$$

мұндағы I - өлшенетін кедергіден өтетін ток, U - кернеу.

9.1 - суреттегі схема өлшенетін R кедергі амперметрдің ішкі кедергісінен әдеқайда көп болғанда қолданылады. Бұл жағдайда амперметрге түскен кернеу ескерілмейді, берілген кернеу түгелімен өлшенетін кедергіге түседі деп есептелінеді.

Өлшенетін кедергіге түсетін кернеудің U_R шын мәні вольтметрдің көрсеткен U мәнінен, амперметрге түсетін δU_A кернеу мәніне, яғни $\delta U_A = R_A I$ шамасына кем болады:

$$U_R = U - \delta U_A, \quad (9.2)$$

мұнда R_A - амперметрдің ішкі кедергісі.

Амперметр енгізетін қателікті ескеретін болсақ, онда өлшенетін кедергінің дәл мәні мына формуламен анықталады:

$$R = \frac{U - \delta U_A}{I}, \quad (9.3)$$

яғни дәлірек анықталған кедергіге түскен кернеу

$$U = IR + \delta U_A$$

болады.

Егерде δU_A прибордың өлшеу дәлдігінен үлкен болса, оны ескеру қажет. Мұнда U – кернеудің дәл мәні деп санаймыз, бірақта оның өлшеу қателігін төмендегіше бағалаймыз.

9.1 - суреттегі схема бойынша салыстырмалы қателік немесе кернеу өсімшесі мына формуламен анықталады:

$$\frac{\delta U_A}{U} = \frac{I R_A}{I(R + R_A)} \approx \frac{R_A}{R}. \quad (9.4)$$

9.2.5. Егерде амперметрдің R_A ішкі кедергісі өлшенетін R кедергімен шамалас болса, яғни аз кедергі жағдайында, 2-ші суреттегі схема қолданылады. Бұл жағдайда вольтметр кедергіге тікелей қосылады да, тек қана ондағы кернеудің түсуін өлшейді. Бірақта, ескере кететін жай, вольтметр амперметр сияқты, 2 - суреттегі схемада дәл мәнді көрсетпейді екен. Себебі, вольтметр арқылы аз да болса, δI_V ток жүреді, сонда өлшенетін кедергі арқылы жүретін токтың мәні $(I - \delta I_V)$ болатындықтан, ондағы кернеу

$$U = (I - \delta I_V) \cdot R$$

формуласымен анықталады. Демек, вольтметр енгізетін қателікті ескергенде, кедергіні дәл анықтау үшін, оның мәні мына формуламен есептелінеді:

$$R = U / (I - \delta I_v) , \quad (9.5)$$

мұнда $\delta I_v = U/R_v$ – вольтметр арқылы өтетін ток, R_v – вольтметрдің ішкі кедергісі, U – кедергіге түсетін кернеудің дәл мәні деп қарастыруға болады.

9.2 - суреттегі схема бойынша салыстырмалы ток өсімісі мына формуламен анықталады:

$$\frac{\delta I_v}{I} = \frac{U / R_v}{U(R + R_v) / RR_v} = \frac{R}{R + R_v} \approx \frac{R}{R_v} . \quad (9.6)$$

Егер бұл шаманың мәні вольтметрдің дәлдік класымен анықталатын қателік шегінен асып кетсе, онда кедергінің мәнін (9.5) өрнекпен анықтау қажет.

Көрсетілген екі схеманың қайсысы дәлірек өлшейтіндігі (9.3) немесе (9.6) формула бойынша анықталады.

9.3. Тәжірибелік қондырғының сипаттамасы

9.3.1. ПРМ-01 (ПНР) аспабы хром-никель қортпа сымның (Cr-Ni) кедергісін ток пен кернеуді дәл өлшеу арқылы анықтауға арналған.

Қондырғының бұрандалы аяқтары оны түзетіп дұрыс орналастыруға мүмкіншілік береді. Қондырғы ұзындық табанына өлшем бірлігі бар баған бекітілген. Бағанға екі қозғалмайтын және бір қозғалмалы кронштейн орналастырылған; бұларды баған бойымен жылжытып, кезкелген орынға бекітуге болады. Жоғарғы және төменгі кронштейн арасына резистор сым бұрандалардың көмегімен кубиктерге бекітіліп тартылған. Қозғалмалы кронштейндегі қысатын контакт арқылы резистор сыммен берік жалғануы қамтамасыз етіледі. Ұзындық шкаласында өлшенетін сым кесіндісін өлшеуді оңайлату үшін қозғалмалы кронштейнде сызықша жүргізілген. Резистор сымның жоғарғы, төменгі және орталық қозғалмалы контактылары кедергісі өте аз сымдар арқылы қондырғының өлшеуіш бөліктеріне орталық корпусқа орналастырылған және қондырғы табанына винттер жәрдемімен бекітіліп қосылған. Өлшеуіш блоктың беткі қақпақшасының түрі 3-суретте көрсетілген. W_3 клавишы ток көзін қосады. Сонда беткі қақпақшада неон лампасы жанады. W_1 клавишы жұмыс түрін анықтайды. Ол үнемі басылып тұруы қажет. Токтың дәл өлшенуі W_2 басылмаған жағдайда жүргізіледі (1-сурет).

Кернеудің дәл өлшенуі W_2 басылған жағдайында іске асады (9.2- сурет).

9.3.2. Аспаптың техникалық параметрлері

Резистор сымның толық ұзындығы

$L=0.5$ м

Резистор сымның диаметрі	$d = 0.35 \text{ мм}$
Резистор сымның толық кедергісі	$R = (5.6 \pm 0.5) \text{ Ом}$
Резистор сымның ұзындығын анықтау- дың дәлдігі	$\Delta L = 1 \text{ мм}$
Резистор сымның меншікті кедергісі	$\rho = 1.05 \text{ Ом} \cdot \text{мм}^2 / \text{м}$
Резистор сымның меншікті кедергісін өлшеу қателігі	$\Delta \rho / \rho = 8 \text{ \%}$ -тен көп емес
Миллиамперметрдің ішкі кедергісі	$R_A = 0.15 \text{ Ом}$
Вольтметрдің ішкі кедергісі	$R_V = 2.5 \text{ кОм}$

9.4. Жұмыстың орындалу тәртібі

9.4.1 Жылжымалы кронштейнді сызықшаның 40 - 48 см аралығына жылжытып апарып орналастыру керек.

9.4.2. Аспапты токқа қосу керек. W_2 -ні (9.3-сурет) токты дәл өлшеу жағдайына қою керек (9.1-суреттегі схеманы қараңыздар); W_2 -нің басылмаған жағдайы. Токты реттейтін P_1 арқылы ток мәнін вольтметрдің стрелкасы соңғы ширекте болатындай етіп қою керек.

9.4.3. Қозғалмалы кронштейнді төмен түсіріп, алдымен 1 см-ден 5 см-ге дейін қадамы 1 см, одан әрі қадамын 2 см етіп алып соңына дейін жылжыту керек; амперметр мен вольтметрдің көрсетулерін 9.1 кестеге енгізіңіздер.

9.4.4. W_2 -ні кернеуді дәл өлшейтін жағдайына (9.2-суреттегі схеманы қараңыздар) қойып, 9.4.3 пунктіне сәйкес өлшеу жүргізіңіздер.

$$9.4.5. \quad \rho = \frac{\pi d^2 U}{4L I} \quad (9.7) \quad \text{формула арқылы 9.4.3 және 9.4.4 пункттердегі}$$

алынған өлшеу нәтижелері бойынша, сымның барлық ұзындықтары үшін оның меншікті кедергісін анықтаңыздар.

$\rho = f(L)$ тәуелділігінің графигін тұрғызыңыз. Абсцисса осіне сымның L ұзындығын, ал ордината осіне оның меншікті ρ кедергісінің мәндерін салыңыздар.

Алынған нәтижелерді талдаңыздар.

Шындығында меншікті кедергі сымның ұзындығына тәуелсіз болу керек. Алынған нәтижелердің қайшылығы жалғаушы сымдардың кедергілерінің әсерінен, ал 9.1-суреттегі схема бойынша жұмыс істегенде амперметрдің ішкі кедергісінің болуы салдарынан келіп шығады (9.1-сурет).

9.4.6. Меншікті кедергінің алынған мәніне жалғау сымдары мен амперметр кедергілерінің еткен әсерін шығаратын түзетуді табу үшін вольтметрдің U көрсетуінің

резисторлық сым ұзындығына тәуелділігінің $U=f(L)$ графигін тұрғызыңыз (ең кіші квадраттар әдісін қолданған жөн).

Графиктерден жалғау сымдарына түсетін кернеудің δU_1 және δU_2 түзетулерін анықтау керек (1-суреттегі схема бойынша жұмыс істегенде – амперметр үшін). Бұлар $U=f(L)$ түзулерінің $L=0$ болғандағы ордината осімен қиылысу нүктелеріне сәйкес келетін U мәндері ретінде анықталады.

9.4.7. Осыдан кейін 4.3 және 4.4 пункттерінде жүргізілген барлық өлшеулер үшін меншікті кедергілердің меншікті шын мәндерін төменгі формулалар арқылы анықтаңыз:

$$\rho = \frac{\pi d^2}{4L} \frac{U - \delta U_1}{I} \quad (1\text{-суреттегі схема бойынша жұмыс істегенде}) \quad (9.8)$$

$$\rho = \frac{\pi d^2}{4L} \frac{U - \delta U_2}{I - U/R_v} \quad (2\text{-суреттегі схема бойынша жұмыс істегенде}) \quad (9.9)$$

9.4.8. (9.8) және (9.9) формулалар арқылы есептелініп алынған нәтижелер бойынша $\rho=f(L)$ тәуелділік графиктерін тұрғызу керек. Өлшеудің нәтижелеріне талдау жасаңыз. Эксперименталдық нүктелердің шашырауы L мәнін кішірейткенде неліктен үлкейетіндігін түсіндіріңіз.

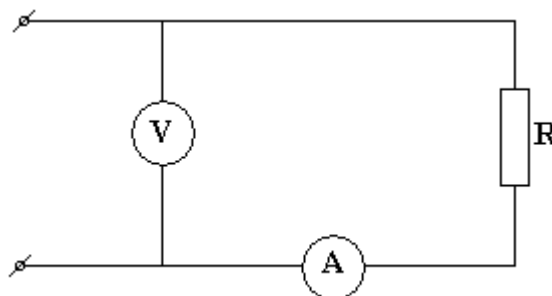
9.4.9. $L=(20 \div 50)$ см мәндерінің интервалы үшін меншікті кедергінің орташа мәнін және оның сенімді интервалын есептеңіз. Соңғы шаманы (9.7) формуладан анықталатын

$$\frac{\Delta \rho}{\rho} = \frac{2\Delta d}{d} + \frac{\Delta L}{L} + \frac{\Delta U}{U} + \frac{\Delta I}{I} \quad (9.10)$$

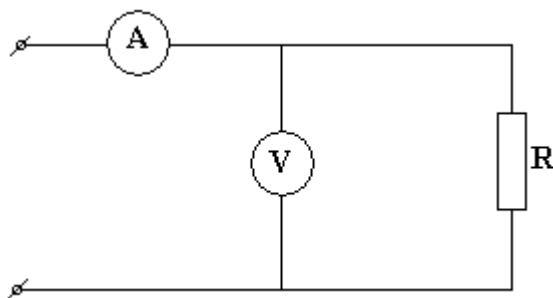
$\Delta \rho$ орташа мәнімен салыстырыңыз.

Мұндағы $\Delta d=0.005$ мм, $\Delta L=1$ мм, ΔU және ΔI –приборлардың дәлдік класынан анықталады (U -вольтметрдің $L=35$ см болғандағы көрсеткен мәні).

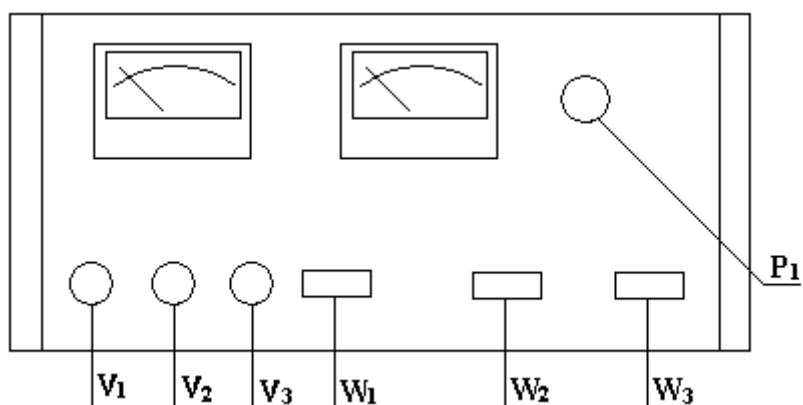
9.4.10. Резисторлық сымның табылған меншікті кедергісінің мәні бойынша оның толық кедергісін $L=50$ см толық ұзындығы үшін анықтаңыз. δU_1 және δU_2 мәндері бойынша жалғаушы сымдардың δR_1 және δR_2 кедергілерін, ал 1-суреттегі схема бойынша жұмыс істегенде амперметрдің R_A кедергісін де қоса табу керек. Бұл мәндерді резисторлық сымның кедергісімен салыстырыңыз.



9.1 сурет. Амперметр және вольтметр әдісі бойынша үлкен электр кедергілерін өлшеу схемасы



9.2 сурет. Амперметр және вольтметр әдісі бойынша кіші кедергілерді өлшеу схемасы



9.3 сурет. Өлшейтін блоктың алдыңғы бетінен көрінісі.

9.4.11. Жасалынған жұмыстың нәтижелері бойынша жалпы қорытындылар жасаңыздар.

9.1– кесте

L, м	U, В	I, А	ρ , 10^{-6} Ом · м	$\rho_{\text{дәл}}$, 10^{-6} Ом · м

Жұмысты орындау үшін келесі мәліметтер белгілі болуы керек:

- резистивті сымның диаметрі және оны өлшеудің қателігі;
- сымның ұзындығын өлшеудегі қателік;
- амперметрдің дәлдік класы және оның өлшеу шегі;
- вольтметрдің дәлдік класы және оның өлшеу шегі;
- вольтметрдің ішкі кедергісі;
- Стьюдент коэффициенті.

Оқу құралының қосымшасында осы лабораториялық жұмыстың нәтижелерін ЭЕМ - ЭВМ (Lab 1) арқылы өңдеудің бағдарламасы берілген. Барлық эксперимент мәліметтері СИ жүйесіне келтірілуі қажет.

Нәтижелерді шығарудағы белгілер:

R_0 real ср. – шын меншікті кедергінің орташа мәні;

$dr_0 - \rho_{\text{шын}}$ анықтаудағы сенімділік интервалы;

ϵ ps – өлшеудің салыстырмалы қателігі;

r – ұзындығы $L = 0.5$ м тең резистивті сымның кедергісі;

r_p – 1-суреттегі схема бойынша жасалынған жұмыстағы амперметрдің ішкі кедергісін қосып есептегендегі жалғастыратын сымдардың кедергісі.

9.5. Бақылау сұрақтары

9.5.1. Тізбек бөлігі үшін Ом заңының мағынасы, ол қалай өрнектеледі?

9.5.2. Ток күші, кернеу, кедергі қандай бірліктерде өлшенеді?

9.5.3. Меншікті кедергінің физикалық мағынасы неде? Өлшем бірлігін көрсетіңіз. Меншікті кедергінің температураға тәуелділігі қандай?

9.5.4. Неліктен 1-ші суреттегі схема аз кедергілерді өлшеуге жарамайды?

9.5.5. Джоуль - Ленц заңын тұжырамдаңыз.

9.5.6. Неліктен вольтметрдің ішк кедергісін өте үлкен етіп жасайды?

9.5.7. Амперметр мен вольтметрдің жұмыс істеу принципін түсіндіріңіз. Не үшін және қалай амперметрлерге шунт қосады, вольтметрлерге қосымша кедергі қосады?

9.5.8. Амперметр және вольтметр өлшеу тізбегіне қандай бөгеулер енгізеді? Бөгеулер нелерге тәуелді? Бұларды қалай жоюға болады?

9.5.9. Сізге жүйелі өлшеудің қателігін қалайша жоюға тура келді?

9.5.10. Стрелкалық өлшеу аспаптарының өлшеу дәлдігін арттыру үшін шкаланың қай аймағында өлшеуді жүргізу керек ?

9.6. Әдебиет

9.6.1. Методы физических измерений (лабораторный практикум по физике). / Под ред. Р.И.Солоухина. - Новосибирск: Наука, 1975.

9.6.2. Соловьев В.А., Яхонтова В.Е. Основы измерительной техники.- Л.: Изд.ЛГУ, 1980.

9.6.3. Кушнир Ф.В. Электрорадиоизмерения. - Л.: Энергоатомиздат, 1983.

№ 10 ЗЕРТХАНАЛЫҚ ЖҰМЫС

Математикалық маятниктің тербеліс заңдарын зерттеу

10.1. Жұмыстың мақсаты: математикалық маятниктің тербеліс периодының ілінген жіптің массасына, тербеліс амплитудасына және жіптің ұзындығына тәуелділігін тексеру. Математикалық маятниктің көмегімен ауырлық күшінің үдеуін табу.

10.2. Қысқаша теориялық кіріспе.

10.2.1. Гармониялық тербеліс және оның сипаттамалары. Жүйенің өзінің тепе-теңдік күйінен бірнеше рет ауытқып, қайтып бастапқы күйіне оралатын процесті тербелмелі қозғалыс (тербеліс) деп атайды. Егер қозғалыс тең уақыт аралығында қайталанып отырса, оны периодты қозғалыс деп атайды. Тербелістердің физикалық табиғаты әртүрлі болып келуі мүмкін: механикалық, электромагниттік, электромеханикалық және т.б.

Периодты тербелістердің қарапайым түрі гармониялық тербеліс болып табылады. Бұл тербелістерде физикалық x шаманың t уақыт бойынша өзгеруі синус (немесе косинус) заңына бағынады:

$$x = A \cdot \sin(\omega t + \varphi_0) \quad (10.1)$$

Мұндағы x - қозғалып тұрған дененің тепе-теңдік күйінен ығысуы, A -тербеліс амплитудасы, $(\omega t + \varphi_0)$ - тербеліс фазасы, φ_0 -бастапқы фаза, ω -циклдік тербеліс жиілігі.

Тербелмелі қозғалыстың маңызды сипаттамаларына T тербеліс периоды мен ν тербеліс жиілігі жатады. Толық бір тербеліс жасауға кететін T уақыт аралығын өшпейтін тербелістер периоды деп атайды.

Бірлік уақыт аралығында өтетін толық тербелістер саны ν тербелістер жиілігі деп аталады:

$$\nu = \frac{1}{T} \quad (10.2)$$

ω, T, ν өзара байланысты:

$$\omega = 2\pi\nu = \frac{2\pi}{T} \quad (10.3)$$

Тербеліс периодының өлшем бірлігі $[T]=c$ (секунд), $[\omega]=[рад/секунд]$, немесе $[\nu] = \frac{1}{c}$, демек ν жиіліктің өлшем бірлігі $[\nu]=c^{-1}=Гц$ (герц).

Осы (10.2) және (10.3) өрнектерді ескеріп, (10.1) гармониялық тербелістер теңдеуін мына түрде жазуға болады:

$$x = A \cdot \sin(\omega t + \varphi_0) = A \cdot \sin\left(\frac{2\pi}{T} t + \varphi_0\right) = A \cdot \sin(2\pi\nu t + \varphi_0) \quad (10.4)$$

Егер бастапқы фаза $\varphi_0 = 0$ болса, онда гармониялық тербелістер теңдеуінің түрі

$$x = A \cdot \sin\omega t = A \cdot \sin\frac{2\pi}{T} t = A \cdot \sin 2\pi\nu t \quad (10.5)$$

Гармониялық тербелістердің жылдамдығы мен үдеуі де гармониялық заң бойынша өзгереді. (10.5) формуласын қолданып ν жылдамдық пен a үдеуін анықтаймыз, олар мынаған тең:

$$v = \frac{dx}{dt} = A \cdot \omega \cdot \cos \omega t, \quad (10.6)$$

$$a = \frac{dv}{dt} = \frac{d^2x}{dt^2} = -A \cdot \omega^2 \cdot \sin\omega t = -\omega^2 x. \quad (10.7)$$

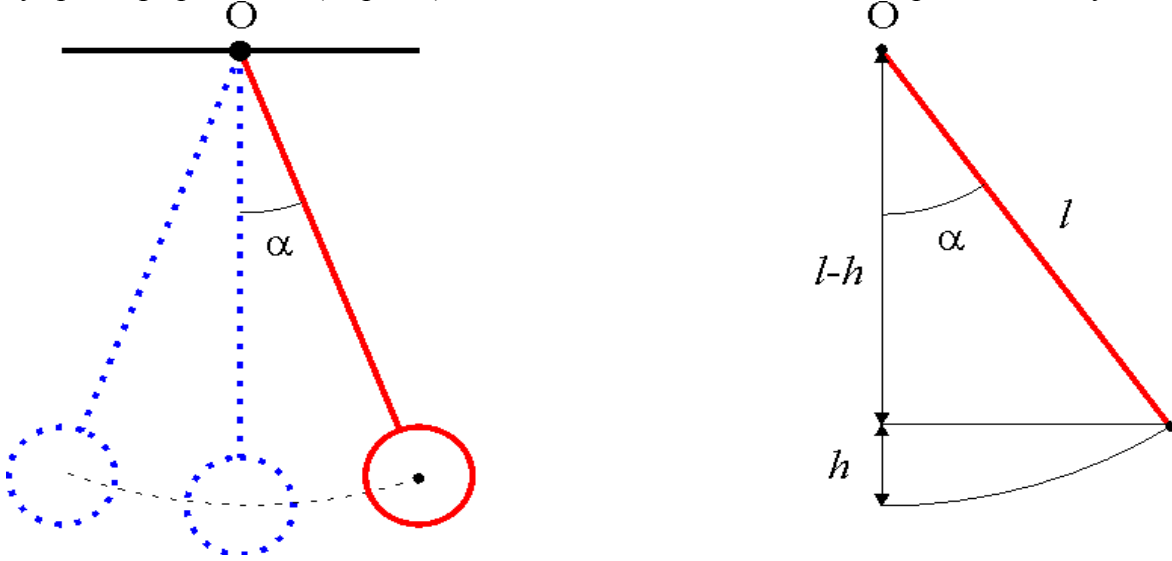
Осыдан

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \omega^2 x = 0. \quad (10.8)$$

(10.8)- теңдеу гармониялық тербелістердің үдеуі мен ығысуын байланыстырады.

10.2.2. Математикалық маятник. Ауырлық күшінің әсерінен тербелмелі қозғалысқа келетін салмақсыз, созылмайтын жіпке ілінген материалдық нүкте

математикалық маятник деп аталады. Нақты жағдайда ұзын жіңішке жіпке ілінген кішкене ауыр түйіршікті (шарикті) математикалық маятник ретінде алуға болады.



Математикалық маятниктің тербеліс теңдеуін энергияның сақталу заңынан алуға болады:

$$\frac{J\omega^2}{2} + mgh = const \quad (10.9)$$

Мұндағы

J -маятниктің инерция моменті

m - маятниктің массасы

h - жүктің көтеру биіктігі

Суреттен байқағанымыздай

$$l \cos \alpha = l - h$$

$$h = l(1 - \cos \alpha)$$

егер α кіші болса $\sin \alpha \approx \alpha$

$$h \approx \frac{l \sin 2\alpha}{2}$$

(10.9) - өрнектен

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{J\omega^2}{2} \right) + \frac{d}{dt} \left(\frac{mgl\alpha^2}{2} \right) = \frac{d}{dt} (const)$$

Бұдан

$$J\omega \frac{d\omega}{dt} + mgl\alpha \frac{d\alpha}{dt} = 0$$

$\frac{d\alpha}{dt} = \omega$, болса, онда

$$\frac{d^2\alpha}{dt^2} + \frac{mgl}{J}\alpha = 0$$

Математикалық маятник үшін $J = ml^2$, $\omega_0^2 = \frac{g}{l}$ түрінде болса :

$$\frac{d^2\alpha}{dt^2} + \omega_0^2\alpha = 0$$

Берілген дифференциалдық теңдеудің шешімі :

$$\alpha = \alpha_{max} \cos(\omega_0 t + \varphi_0)$$

Мұндағы $\omega_0 = \sqrt{\frac{g}{l}}$ - Математикалық маятниктің циклдік жиілігі

α_{max} - α -ның максимал мәні

φ_0 - бастапқы фаза

Математикалық маятниктің тербеліс периодын (1.3) формула негізінде анықтаймыз :

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}} \quad (10.10)$$

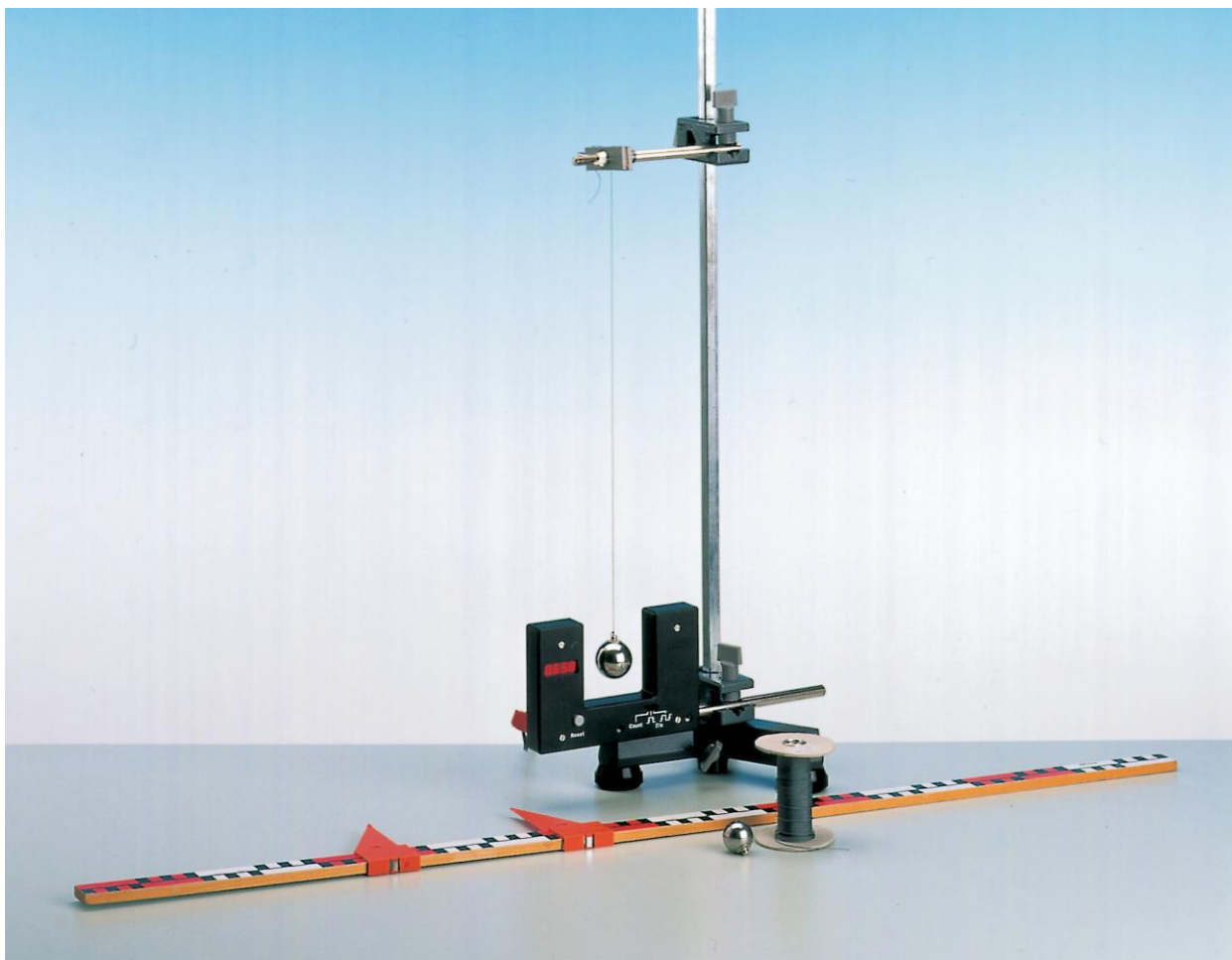
Үлкен бұрыштар үшін ($\sin \alpha \neq \alpha$) маятниктің тербеліс периоды былай анықталады :

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}} \left(1 + \frac{1}{4} \sin^2 \frac{\alpha}{2} + \dots \right). \quad (10.11)$$

Маятниктің кішкене ауытқу бұрыштары үшін (10.10)- формулаға сәйкес, оның тербеліс периоды ұзындығы мен еркін түсу үдеуіне тәуелді. Сондықтан осы формуланы еркін түсу үдеуін табу үшін қолдануға болады.

10.3. Қондырғының құрылысы

“Универсаль маятниктің” 10.2-суретте көрсетілген.



10.2.- сурет

Қондырығының табаны прибордың вертикаль бағытын қамтамасыз ететін реттеуші бұрандамен жабдықталған, горизонтал орнатылған шкиві, фотоэлектрлік сигнал бергіш орнатылған тербелістер санын тіркегіш, Математикалық маятниктің ұзындығы өлшеуіш сызғыш арқылы анықталып, маятник шарлары ілінген созылмайтын жіңішке жіптің ұзындығы бұранданың көмегімен реттеледі. .

10.4 Жұмыстың әдістемесі мен орындалу тәртібі

10.4.1. Өлшеу жүргізу үшін құралдарды дайындап алыңыз.

10.4.2. Массасы әртүрлі екі шарды бірдей ұзындықта және бірдей амплитудадағы 10 реткі тербеліс уақытын өлшеп, өлшеу мәндерін 1- кестеге жазып алыңыз.

1-кесте. $m_1 \neq m_2, A_1 = A_2, l_1 = l_2$

m	A	l	t ₁	t ₂	t ₃	t ₄	t ₅	<t>	T

10.4.3. Массасы бірдей екі шарды бірдей ұзындықта және әртүрлі амплитудадағы 10 реткі тербеліс уақытын өлшеп, өлшеу мәндерін 2- кестеге жазып алыңыз.

2-кесте. $m_1 = m_2, A_1 \neq A_2, l_1 = l_2$

m	A	l	t ₁	t ₂	t ₃	t ₄	t ₅	<t>	T

10.4.4. Массасы бірдей екі шарды бірдей амплитуда және әртүрлі ұзындықтағы 10 реткі тербеліс уақытын өлшеп, өлшеу мәндерін 3- кестеге жазып алыңыз.

3-кесте. $m_1 = m_2, A_1 = A_2, l_1 \neq l_2 \neq l_3 \neq l_4 \neq l_5$

m	A	l	t ₁	t ₂	t ₃	t ₄	t ₅	<t>	gT

10.4.5. Алынған мәндерді пайдаланып пертодты табыңыз.

10.4.6. Есептеулер жүргізіу арқылы g еркін түсу үдеуінің мәнін табыңыз табылған мәнді теориялық мәнімен салыстырыңыз.

10.4.6. Есептеулер нәтижелері бойынша салыстырмалы қателікті есеіптеңіз.

10.7. Пысықтауға арналған сұрақтар

10.7.1. Математикалық маятниктің тербеліс теңдеуін жаз.

10.7.2. Математикалық маятниктің тербеліс периодның ұзындығына тәуелділігін дәлелде.

10.7.3. Математикалық маятниктің тербеліс периодның еркін түсу үдеуіне тәуелділігін дәлелде.

10.8. Әдебиет

10.8.1. Сивухин Д.В. Общие курс физики, Т.1.-М.: Наука, 1974.

10.8.2. Гольдин Л.Л. Руководство к лабораторным занятиям по физике.-М.: Наука, 1973.

№11 Зертханалық жұмыс.

СОЛЕНОИДТЫҢ МАГНИТ ӨРІСІН ЗЕРТТЕУ

11.1. Жұмыстың мақсаты

Ұзындығы шектеулі (қысқа) соленоидтың магнит өрісінің таралуын электромагниттік индукция құбылысы арқылы зерттеу.

11.2. Қысқаша теориялық кіріспе

Соленоид – цилиндрлік катушка, орам санын көп етіп, орамдары бұранда сызық құрайтындай цилиндрге оралған сым. Егер оның орамдары тығыз орналасқан болса, онда соленоидты ортақ осі бар тізбектей қосылған дөңгелек токтардың жүйесі деп қарауға болады. Соленоидтың кезкелген нүктесіндегі магнит өрісінің \vec{B} индукциясы берілген нүктеде барлық жеке орамдардың жасайтын магниттік индукцияларының векторлық қосындысына тең. Мөлшері шектеулі соленоидтың осінде жататын x нүктесіндегі магнит индукциясының векторы ось бойымен бағытталған, ал оның мәні мына формуламен анықталады:

$$B = \mu \mu_0 n \frac{I}{2} \left[\frac{L - X}{\sqrt{R^2 + X^2}} + \frac{X}{\sqrt{R^2 + X^2}} \right] \quad (11.1)$$

мұндағы L – соленоидтың ұзындығы, R – оның орамдарының радиусы, X – соленоид шетінен зерттелінетін нүктеге дейінгі қашықтық,

I – орамдар арқылы өтетін ток күші,

n – соленоидтың бірлік ұзындығына келетін орам саны,

μ – ортаның салыстырмалы магниттік өтімділігі,

μ_0 – магниттік тұрақты, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м

СИ жүйесінде магнит өрісі B индукциясының өлшем бірлігі тесла (Тл): $[B] = \text{Тл}$

Магнит өрісі индукциясының максимал мәні соленоид осіндегі оның ортасындағы нүктеге сәйкес келетіндігі (1) өрнектен шығады:

$$B_{max} = \mu\mu_0 nI \frac{L}{\sqrt{4R^2 + L^2}} . \quad (11.2)$$

Егер соленоидтың ұзындығы оның орамдары радиусынан әлдеқайда басым $L \gg R$ болса, онда оны шартты түрде шексіз ұзын деп санауға болады. Ал шексіз ұзын соленоид ішінде магнит өрісі біртекті болады да, осы жағдайда оның индукциясы мына формуламен анықталады:

$$B = \mu_0 \mu nI . \quad (11.3)$$

Шектелген соленоидтың магнит өрісінің таралуы шексіз ұзын соленоидтың қарапайым жағдайымен салыстырғанда әлдеқайда күрделі. Ал күрделі магнит өрістерін теориялық әдістермен анықтау қиындық келтіреді, сондықтан \vec{B} магнит индукциясын тікелей тәжірибеден анықтаған жөн.

\vec{B} магнит индукциясының шамасын өлшеу үшін электромагниттік индукция құбылысын қолдануға болады. Егер магнит өрісінің қайсы бір берілген нүктесіне ықшам контур орналастырса, онда осы контурды тесіп өтетін магнит өрісі өзгерген жағдайда, контурда Φ магнит ағынының өзгеру жылдамдығына тең электр қозғаушы күш (э.к.к.) пайда болады. Ол электромагниттік индукция заңына (Фарадей заңы) сәйкес Φ магнит ағынының өзгеру жылдамдығына тең:

$$\varepsilon = - \frac{d\Phi}{dt} . \quad (11.4)$$

Осы тәжірибеде контур ретінде N орамнан тұратын өлшейтін катушка (ӨК) алынады. ӨК-да қозатын э.к.к. жеке орамдардың э.к.к.-нің қосындысына тең; яғни

$$\varepsilon = -N \frac{d\Phi}{dt} = -NS \frac{dB}{dt} , \quad (11.5)$$

мұндағы S – ӨК көлденең қимасының ауданы.

Егер соленоид орамдары арқылы айнымалы ток жүретін болса, онда осы ток туғызатын магнит өрісі де айнымалы болады; яғни

$$B = B_0 \cos(\omega t) , \quad (11.6)$$

мұндағы B_0 – магнит индукциясының амплитудалық мәні,

ω – айнымалы токтың циклдық жиілігі.

Сонда (5), (6) формулалардан ΘK –да пайда болған индукцияның э.к.к. уақытқа байланысты мына заң бойынша

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \sin(\omega t) \quad (11.7)$$

өзгеретіндігі шығады, мұндағы ε_0 – э.к.к.-нің амплитудалық мәні:

$$\varepsilon_0 = NS\omega B_0 = kB_0, \quad (11.8)$$

ал $k = NS\omega$ – өлшейтін қондырғының градуировкалық тұрақтысы деп аталады. Оны тәжірибе жүзінде анықтауға болады.

Индукцияның ε э.к.к. өлшеуде қолданылатын вольтметр айнымалы U кернеудің тиімділік (эффектілік) мәнін көрсетеді. Бұл кернеу э.к.к.-нің (ε_0) амплитудалық мәнімен байланысты, яғни

$$U = \varepsilon = \frac{1}{\sqrt{2}} \varepsilon_0 = \frac{k}{\sqrt{2}} B_0. \quad (11.9)$$

Соленоидтың центріндегі магнит өрісі индукциясының максимал B_{\max} мәні кернеудің максимал тиімділік мәніне сәйкес келеді:

$$U_{\max} = kB_{\max}. \quad (11.10)$$

(11.8) — (11.10) өрнектерден мынандай тұжырым жасауға болады: ΘK –ның кезкелген нүктесінде табылған U тиімділік кернеудің соленоидтың центріндегі оның максимал U_{\max} мәніне қатынасы осы нүктедегі магнит B индукциясының соленоидтың центріндегі оның максимал мәніне қатынасына тең:

$$\frac{U}{U_{\max}} = \frac{B}{B_{\max}} = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_{\max}}. \quad (11.11)$$

Сондықтан да соленоидтың магнит өрісі индукциясының таралуын, өлшейтін қондырғының k градуировкалық тұрақтысын есептемей-ақ, зерттеуге болады.

11.3. Тәжірибелік қондырғының сипаттамасы

ӨК зерттелінетін соленоид ішінде, көрсеткіші бар стержень арқылы шкала бойымен жылжытуға болады. ӨК–ның осі соленоид осімен параллель. Оны соленоид осіне перпендикуляр бағытта жылжытуға болады. Қондырғы 1–суретте көрсетілген электр схемасы бойынша жиналады. Соленоид L орамдарынан айнымалы ток жүреді. Ол A амперметрмен өлшенеді. Ток күшін R реостат арқылы өзгертуге болады. Индукцияның э.к.к. анықтау үшін ӨК V вольтметрмен қосылған. Соленоидпен айнымалы ток жүргенде вольтметр э.к.к. U эффектілік мәнін өлшейді. Бұл мән (11.9) формула бойынша соленоидтың магнит өрісі индукциясының амплитудалық мінңне сәйкес келеді.

Сонымен, тәжірибе соленоидқа қатысты ӨК орналасу координаттарын және осыларға байланысты электромагниттік индукцияның э.к.к.–тің мәндерін өлшеуге тіреледі.

11.4. Жұмыстың орындалу тәртібі және тапсырмалары

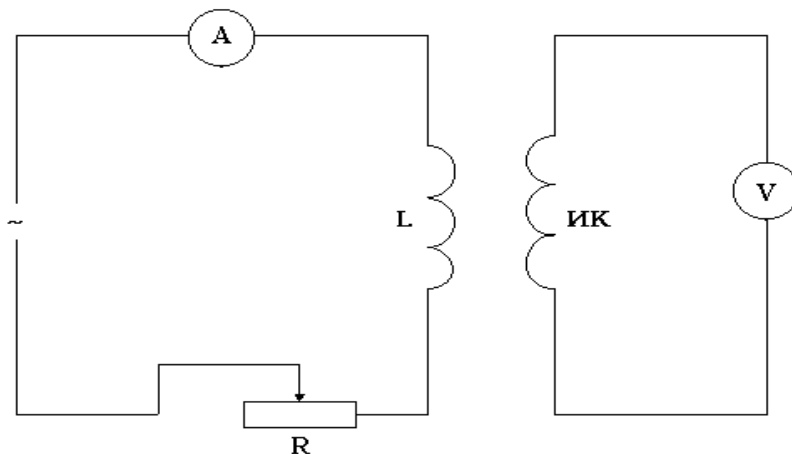
11.4.1. Соленоидтағы магнит өрісі индукциясының таралуы.

11.4.1.1. 1–сурет бойынша электр тізбегін жинаңыз.

11.4.1.2. Соленоид орамындағы токты 1.5 А мәнінде тұрақты етіп қою қажет.

11.4.1.3. Соленоидқа қатысты ӨК орнын өзгерте отырып, индукцияның э.к.к. өлшеңіз. Өлшейтін катушканы 2см қадаммен, соленоид осінің бойымен жылжыта отырып, әрбір координат үшін вольтметрдің көрсетуін 1–кестеге енгізіңіз.

11.4.1.4. $\frac{\mathcal{E}}{\mathcal{E}_{\max}} = f(x)$ тәуелділігінің графигін тұрғызыңыз.



11.1 сурет. Тәжірибелік қондырғының электр схемасы

11.4.1.5. Таңдап алынған масштабты өзгертпей, (11.1) және (11.2) есептеу формулаларын пайдалана отырып, $\frac{B}{B_{\max}} = f(x)$ тәуелділігінің теориялық қисығын тұрғызыңыз.

Тәжірибеде алынған және теориямен есептелінген тәуелділіктерді салыстырыңыздар. Жасалынған өлшеулердің жүйелік қателігін бағалаңыз.

ӨК-нің орны X, см	Индукцияның э.к.к. , ε , 10^{-3} В	Магнит өрісінің индукциясы, В, 10^{-3} Тл	$\varepsilon/\varepsilon_0$	B/B_0
-------------------	--	---	-----------------------------	---------

11.4.2. Магнит индукциясы шамасының соленоидтағы ток күшіне тәуелділігі.

11.4.2.1. ӨК-ні магнит өрісі ең күшті болатын соленоидтың дәл ортасына орналастырыңыз.

11.4.2.2. Соленоидтағы токтың әртүрлі мәндері үшін ӨК-дағы индукцияның э.к.к.-ін өлшеңіз. Токтың осы мәндері үшін (2) формуланы пайдалана отырып, соленоид ортасындағы магнит индукциясының мәндерін есептеу керек. Өлшеу және есептеу нәтижелерін 11.2-кестеге енгізіңіз.

11.2-кесте

Соленоид тоғы, I_c , А			ЭҚК , ε_{\max} , 10^{-3} В	Магнит индукциясы, B_{\max} , 10^{-3} Тл
өлшеу шегі	аспаптың көрсетуі	токтың мәні		

11.4.2.3. Э.к.к.-нің соленоидтың магнит өрісі индукциясының амплитудалық мәніне тәуелділігін график түрінде бейнелеңіз [градуировкалық график, $\varepsilon_{\max} = f(B_{\max})$].

11.4.2.4. Осы графиктен өлшейтін қондырғының градуировкалық k тұрақтысын (ол түзудің көлбеулігінің тангенс бұрышына тең) анықтаңыз. Табылған k мәнін (11.8) формуладағы есептеуден шығатын k мәнімен салыстырыңыздар.

11.4.3. Соленоидтағы магнит өрісінің индукциясының радиалды бағытта таралуы.

11.4.3.1. ӨК-ны соленоидтың ең шетіне орналастырыңыз.

11.4.3.2. Соленоид орамындағы токты 1.5 А мәнінде тұрақты етіп қою керек.

11.4.3.3. Өлшеуіш катушканы соленоидтың осіне перпендикуляр бағытта жылжыта отырып, қадамын 0.5 см етіп алып, индукцияның э.к.к. өлшеңіз. Әрбір координата үшін вольтметрдің көрсетуін 11.3 – кестеге тіркеп отыру қажет.

11.4.3.4. Өлшейтін қондырғының градуировкалық k тұрақтысының мәнін біле отырып әрбір координата үшін магнит өрісі индукциясының мәнін (9) формула бойынша есептеп табыңыз.

11.4.3.5. $B = f(x)$ тәуелділігінің графигін тұрғызыңыз.

11.4.3.6. ӨК-ны соленоидтың ортасына орналастырыңыз. Осы жағдай үшін 4 – 6 пункттердегі көрсетілген тапсырмаларды орындаңыз.

Бұл жұмысты орындауда соленоид пен ӨК-ның әрқайсысы үшін олардың ұзындығын, диаметрін және орам санын білу қажет.

11.3 – кесте

№	ӨК орны	Индукцияның э.к.к., ε, 10 ⁻³ В	Магнит өрісі индукциясының мәні, В, 10 ⁻³ Тл
---	---------	--	--

Оқу құралының қосымшасында осы лабораториялық жұмыстың нәтижелерін ЭЕМ–ЭВМ (Lab 3) арқылы өңдеудің бағдарламасы келтірілген. Эксперимент мәліметтерін бағдарламаға енгізгенде оларды СИ жүйесіне келтіру қажет.

11.5. Бақылау сұрақтары

11.5.1. Магнит өрісінің индукциясы деген не? Магнит индукция векторының физикалық мағынасы қандай?

11.5.2. Магнит индукциясын өлшеудің қандай әдістерін білесіз?

11.5.3. Электромагниттік индукция құбылысының мәні неде?

11.5.4. Өлшенетін катушкада индукцияның э.к.к. қалай пайда болады?

11.5.5. Шексіз ұзын соленоидтың магнит өрісі индукциясының формуласын қорытып шығыңыз.

11.5.6. ӨК – да пайда болатын өздік индукцияның э.к.к. шамасын бағалаңыз.

11.6. Әдебиет

11.6.1. Калашников С.Г. Электричество. – М.: Наука, 1985.

11.6.2. Сивухин Д.Г. Общий курс физики. т.3. Электричество – М.: Наука, 1977.

11.6.3. Матвеев А.Н. Электричество и магнетизм. – М.: Высшая школа, 1991.

11.6.4. Гершензон Е.М., Малов Н.Н. Курс общей физики: Электричество и магнетизм. – М.: Просвещение, 1980.

№ 12. ЗЕРТХАНАЛЫҚ ЖҰМЫС

Собра3 қондырғысымен соленоидтың индуктивтілігін өлшеу

12.1. Жұмыстың мақсаты

Катушкадан және конденсатордан тұратын тізбектен еркін, өшетін тербелісті алу. Конденсатор сыйымдылығы белгілі соленоид индуктивтілігін тербеліс жиілігін өлшей отырып табу.

12.2. Қысқаша теориялық кіріспе

Электр тогы өзінің айналасында магнит өрісін тудыратыны белгілі. Керісінше, магнит өрісі арқылы контурда электр тогын алуға болады ма? Бұл есептің шешімін 1831 ж. ағылшын ғалымы М. Фарадей тапты, ол электрмагниттік индукция құбылысын ашты.

Тұйық контурмен шектелген аудан арқылы өтетін магнит индукциясының ағыны өзгергенде контурда электр тогы пайда болады. Бұл құбылыс *электрмагниттік индукция құбылысы деп аталады*. Ал пайда болған ток индукциялық ток деп аталады.

Нәтижесінде бірінші текті құбылыстар үшін электрмагниттік индукция заңы алынды: тұйық контурда пайда болатын электрмагниттік индукцияның ЭҚК-і сан жағынан осы контурмен шектелген бет арқылы өтетін магнит ағынының уақытқа байланысты өзгеру жылдамдығына тең және таңбасы бойынша қарама-қарсы:

$$\varepsilon_i = - \frac{d \Phi}{d t} \quad (12.1)$$

Индукциялық токтың бағыты Ленц ережесі бойынша анықталады: *индукциялық токтың тудыратын магнит өрісі индукциялық токты тудырған магнит өрісінің өзгерісіне кедергі келетіндей болып бағытталады*.

Екінші текті индукциялық құбылыстың мысалы ретінде біртекті магнит өрісінде \vec{B} магнит индукция векторына перпендикуляр \vec{v} жылдамдықпен қозғалатын тогы жоқ, ұзындығы ℓ өткізгіш алынады. Өткізгішпен бірге қозғалған әрбір электронға магнит өрісі тарапынан Лоренц күші әсер етеді. Нәтижесінде өткізгіштің ұштарында потенциалдар айырмасы пайда болады

$$U = [\vec{v}, \vec{B}] \ell.$$

Егер тұйық контур бір-біріне тізбектеліп жалғанған N орамнан (катушка немесе соленоид) тұрса, онда ЭҚК әрбір орамның ЭҚК-ң қосындысына тең,

$$\varepsilon_i = -N \frac{d \Phi}{d t} = - \frac{d \Psi}{d t} \quad (12.2)$$

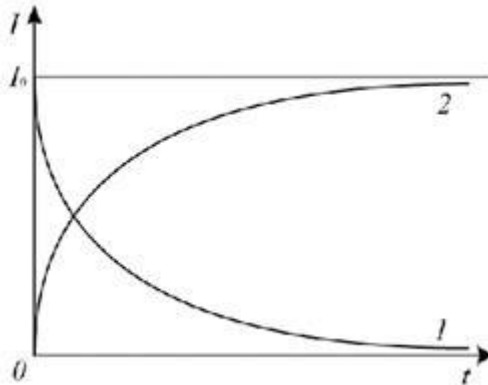
мұндағы $d\Phi = N d\Phi$ - ағын ілінісуі, яғни N орамнан өтетін толық магнит ағыны.

Егер электр тізбегінде уақыт бойынша өзгертін ток жүрсе, онда осы токтың магнит өрісі де өзгереді, олай болса, магнит ағынының өзгерісі индукцияның ЭҚК-н тудырады. Бұл құбылыс өздік индукция деп аталады. Өздік индукцияның ЭҚК-і Фарадей заңынан анықталады. Ферромагнетик болмаған кезде контур арқылы өтетін магнит ағыны I ток күшіне пропорционал

$$\Phi = L I \quad (12.3)$$

мұндағы L - контурдың индуктивтілігі деп аталатын коэффициент, ХБ жүйесінде өлшем бірлігі - генри (Гн). (12.3) сәйкес ток күші 1 А болғанда, онда 1 Вб-ге тең магнит ағыны өтетін контурдың индуктивтілігі 1 Гн-ге тең болады. Контурдың индуктивтілігі L контурдың пішіні мен өлшемдеріне, сондай-ақ қоршаған ортаның магниттік қасиеттеріне тәуелді.

Ұзын соленоидтың индуктивтілігінің формуласын магнит өрісінің индукциясы



$B = \mu_0 \mu n I$, ағын ілінісуі $\Psi = N\Phi$, бір орам арқылы өтетін магнит ағыны $\Phi = BS$ үшін жазылған қатынастарды пайдаланып анықтауға болады:

$$L = \mu_0 \mu n^2 V = \mu_0 \mu \frac{N^2}{\ell} S \quad (12.3)$$

мұндағы $n = \frac{N}{\ell}$ - бірлік ұзындыққа келетін орамдар саны;

$V = \ell S$ - соленоидтың көлемі.

Ток өзгергенде өздік индукцияның ЭҚК-і пайда болады \mathcal{E}_s :

$$\mathcal{E}_s = -\frac{d}{dt}(L I) = -\left(L \frac{dI}{dt} + I \frac{dL}{dt}\right) = -L \frac{dI}{dt} \quad (12.4)$$

Минус таңбасы \mathcal{E}_s әрқашан ток күшінің өзгерісіне кедергі жасайтындай етіп бағытталады, токты өзгеріссіз сақтауға ұмтылады, яғни токқа қарама-қарсы әсер етеді. Өздік индукция құбылыстарында ток инерттілікке ие болады, себебі бұл жерде индукция әсерінің магнит

ағынын тұрақты етіп ұстауға ұмтылуы айтылып тұр, ал L индуктивтілік ток күшінің өзгерісіне қатысты контурдың инерттілік мөлшері болып табылады.

$$\varepsilon_g = -L \frac{dI}{dt} \quad (12.5)$$

Әрбір контурдағы ЭҚК-і басқа контурдағы токтың тудыратын магнит ағынының өзгерісі есебінен пайда болады. Бұл *құбылыс өзара индукция құбылысы* деп аталады.

Бір-біріне жақын орналасқан екі қозғалмайтын контурларды қарастырайық. Егер 1 контурда I_1 ток жүрсе, ол екінші контур арқылы өтетін Ψ_2 толық магнит ағынын тудырады

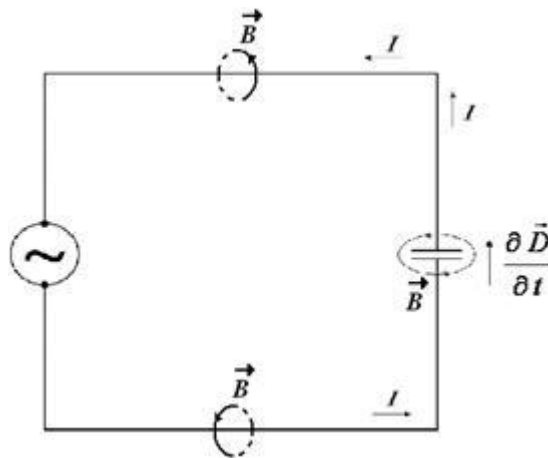
$$\Psi_2 = M_{21} I_1 \quad (12.6)$$

онда осы сияқты екінші контурда I_2 ток жүрсе, ол бірінші контур арқылы өтетін толық магнит ағынын тудырады

$$\Psi_1 = M_{12} I_2. \quad (12.7)$$

M_{12} және M_{21} коэффициенттері – бірінші контурдың екінші контурға қатысты және сәйкесінше екінші контурдың бірінші контурға қатысты *өзара индуктивтілігі* деп аталады.

Сызықты орталарда, мысалы ферромагнетиктер жоқ кезде, $M_{12} = M_{21}$.



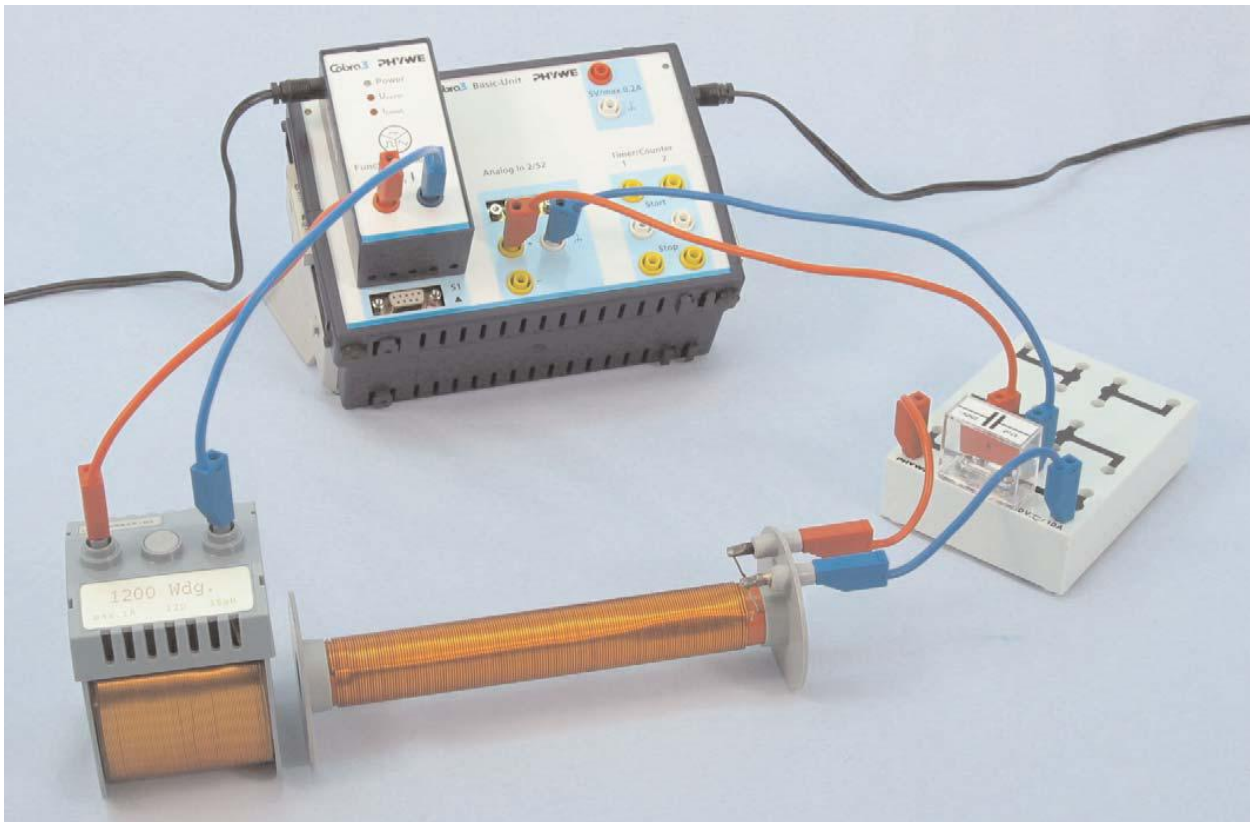
Өзара индуктивтілік магниттік байланысқан контурлардың геометриялық өлшемдеріне, олардың орналасуына және ортаның магниттік қасиеттеріне тәуелді.

12.4. Қондырғы сипатамасы

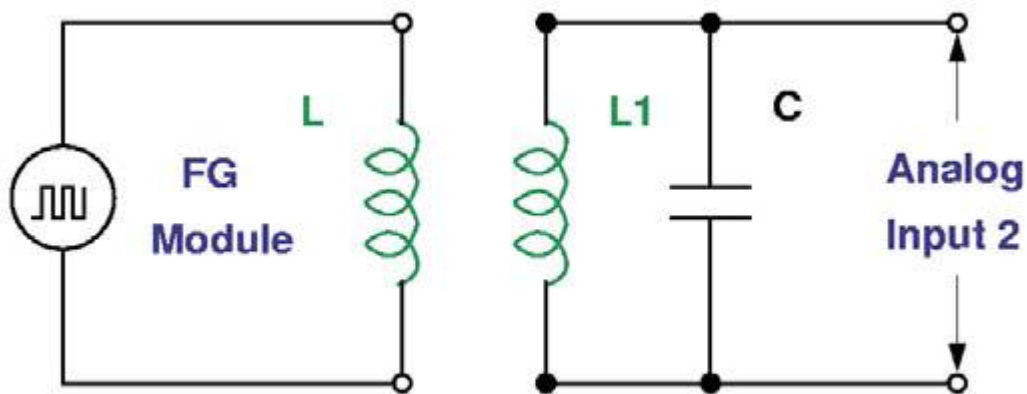
Атауы		Саны
Кобра 3 базалық орнату	12150,00	1
Қорек көзі 12В	12151,99	2
RS 232 сым	14602,00	1

Кобра 3 бағдарламалық қамтамасыз ету	14504,61	1
Кобра 3 модуль функциясы генераторы	12111,00	1
Катушка, орам саны 300, дам 40мм	11006,01	1
Катушка, орам саны 300, дам 32мм	11006,02	1
Катушка, орам саны 300, дам 25мм	11006,03	1
Катушка, орам саны 200, дам 40мм	11006,04	1
Катушка, орам саны 100, дам 40мм	11006,05	1
Катушка, орам саны 150, дам 25мм	11006,06	1
Катушка, орма саны 75, дам 25мм	11006,07	1
Катушка орам саны 1200	06515,01	1
ПЭК конденсатор	39105,20	1
Байланыстырушы қорабша	06030,23	1
Байланыстырушы сым, 250 мм, қызыл	07360,01	1
Байланыстырушы сым, 250 мм, көк	07360,04	1
Байланыстырушы сым, 250 мм, қызыл	07360,01	1
Байланыстырушы сым, 500 мм, қызыл	07361,01	1
Байланыстырушы сым, 500 мм, қызыл	07360,04	1

Эксперимент қондырғысы суретте көрсетілген. Төменгі жиілікте (500Гц) толқын катушкада қолданылады. Катушкада магнит өрісінің лездік өзгерісі тербелмелі контурда өшетін тербелістерді тудырады, f_0 жиілік Собра 3 қондырғысында өлшенеді. Тәжірбиеде әртүрлі ұзындық l , диаметр $2r$ және ора саны N жүгізіледі. Диаметр және катушка ұзындығы штангенциркульмен өлшенеді.



12.1-сурет: Эксперименттік қондырғы



12.2-сурет. Индукцияны өлшеуге арналған тізбек

12.1-кесте. Катuşка

№	N	$\frac{2r}{\text{MM}}$	$\frac{l}{\text{MM}}$	
1	300	40	160	11006.01
2	300	32	160	11006.02
3	300	26	160	11006.03
4	200	40	105	11006.04

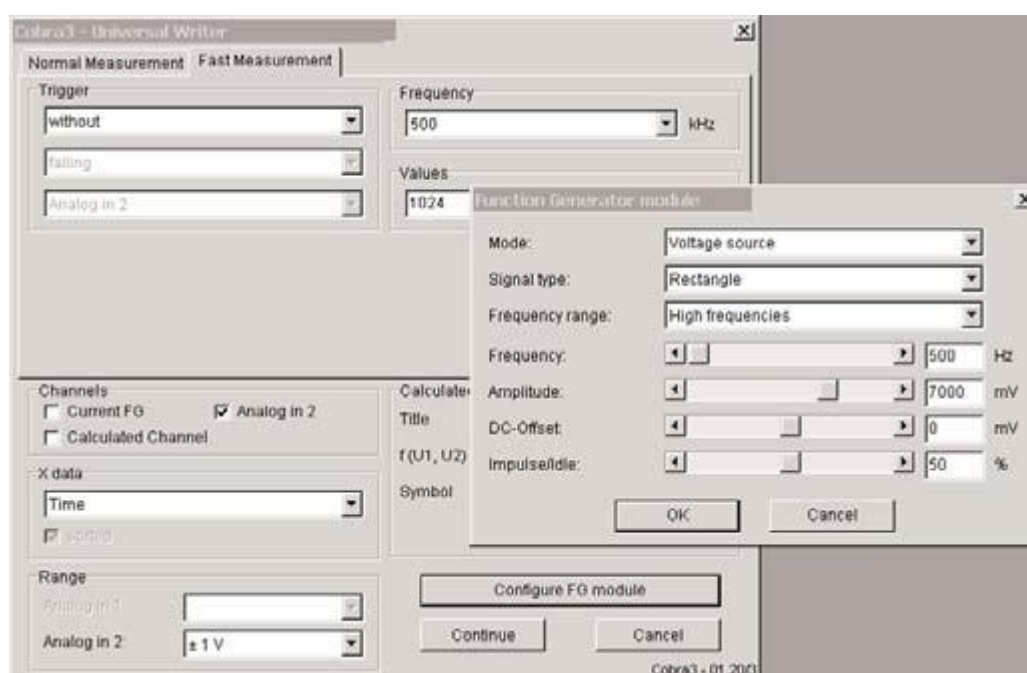
5	100	40	53	11006.05
6	150	26	160	11006.06
7	75	26	160	11006.07

Келесі нөмірлі катушкалар магнит индуктивтілігі мен ұзындығы, радиус, орам саны арасындағы байланыстарды көрсетеді:

1.) 3, 6, 7 $\rightarrow L = f(N)$

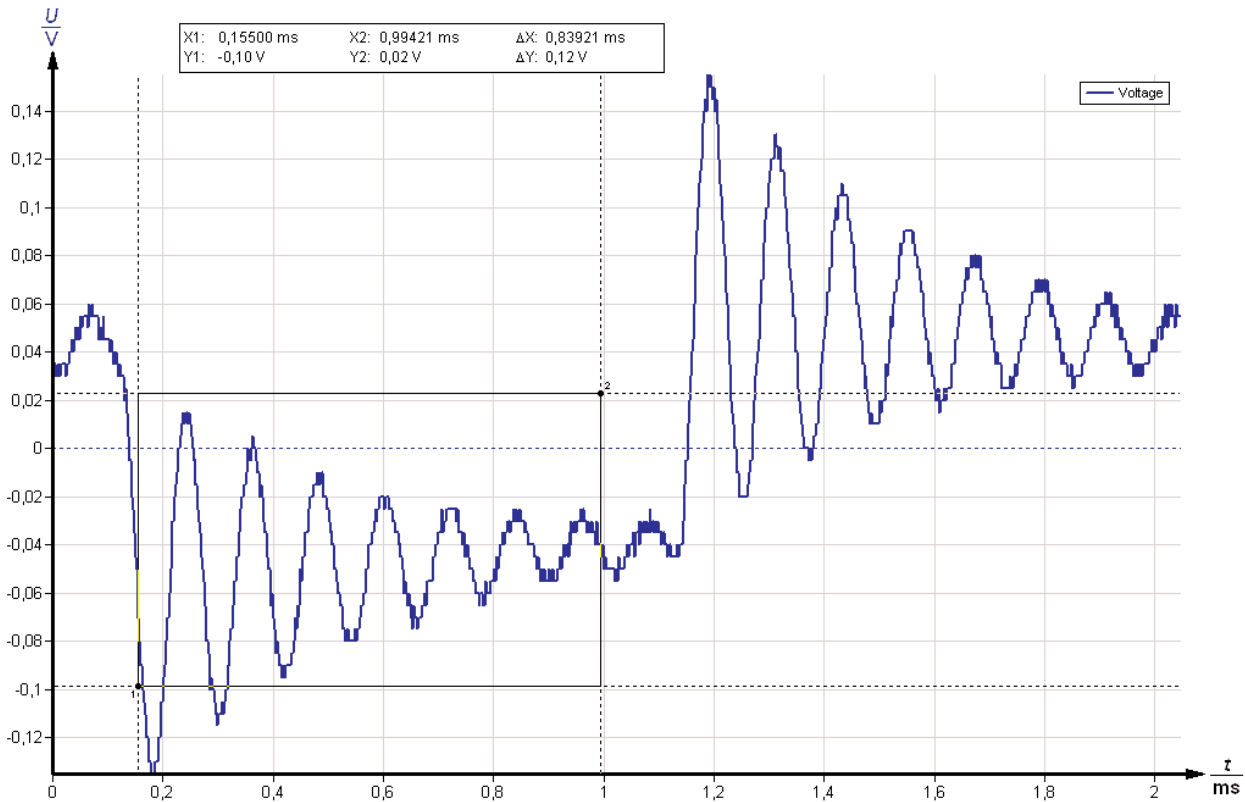
2.) 1, 4, 5 $\rightarrow L/N^2 = f(L)$

3.) 1, 2, 3 $\rightarrow L = f(R)$



12.3-сурет: Параметрлерді өлшеу

Катушка мен мен контур арасындағы арақашықтық үлкен болуы шарт, катушкада резонанс құбылысын елемеуге болады. Cobra 3 қондырғысын компьютерге USB-порт арқылы қосыңыз. Программаны іске қосып әмбебап өлшеуіш Writer таңдаңыз. 3 суретте параметрлерді өлшеу үлгісі көрсетілген. “Күй функциясы” тербеліс жиілігін алыңыз. 4 суретте “Күй функциясы” тербеліс жиілігін өлшеу көрсетілген.



12.4-сурет. Өшетін тербеліс көрсетілген, f_0 тербеліс жиілігін табыңыз.

$$f_0 = \frac{1}{T},$$

мұндағы T - тербеліс периоды.

12.3. Теория және есептеулер.

Ток күші I цилиндрлі катушқадан өтетін болса,көлденең қима ауданы $A = \pi r^2$, орам саны N катушқада магнит өрісі $l \gg R$ шартында H магнит өрісі:

$$H = I \frac{N}{l} \quad (12.1)$$

Катушқадағы магнит ағыны:

$$\Phi = \mu_0 \mu H A \quad (12.2)$$

Ортаның магнит тұрақтысы абсолютті магнит тұрақтысы μ_0 .

$$U_{ind} = -N \dot{\Phi} = -N \mu_0 \mu A \frac{N}{l} \dot{I} = -L \dot{I} \quad (12.3)$$

$$L = \mu_0 \mu \pi \frac{N^2 r^2}{l} \quad (12.4)$$

L индукция коэффициенті (12.4) формула тек $L \gg R$ шартында орындалады. Біртекті магнит өрісі (12.1) индуктивтілігі дәл келесі формуламен табылады:

$$L = 2.1 * 10^{-6} N^2 r \left(\frac{r}{l}\right)^{\frac{3}{4}} \quad (12.5)$$

$$0 < \frac{r}{l} < 1$$

Экспериментте тербелмелі контур меншікті жиілігі:

$$w_0 = \frac{1}{\sqrt{LC_{tot}}} \quad (12.6)$$

Собра 3 ішкі кедергісі R_i әсер етеді сондықтан индуктивтілік:

$$L = \frac{1}{4\pi f_0^2 C_{tot}} \quad (12.7)$$

$$C_{total} = C + C_i \quad f_0 = \frac{w_0}{2\pi}$$

12.2-кестеде индуктивтіліктің теория жүзінде алынған сандық мәндері көрсетілген

12.2-кесте

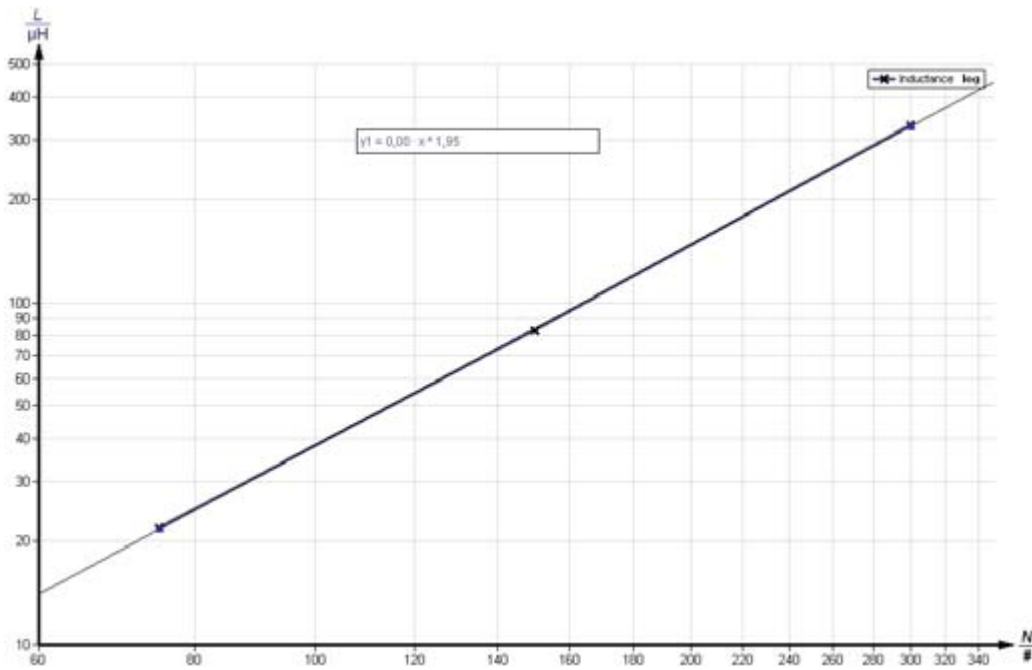
№	N	r/m	l/m	$L_{theor}/\mu H$
1	300	0.02	0.16	794,65
2	300	0.016	0.16	537,75
3	300	0.013	0.16	373,91
4	200	0.02	0,105	484,38
5	100	0.02	0,053	202,22
6	150	0.013	0,16	93,48
7	75	0.013	0,16	23,37

12.3-кестеде тербеліс периодының мәндерінің (12.7) формулада есептелген сандық мәні берілген. L_{exp}

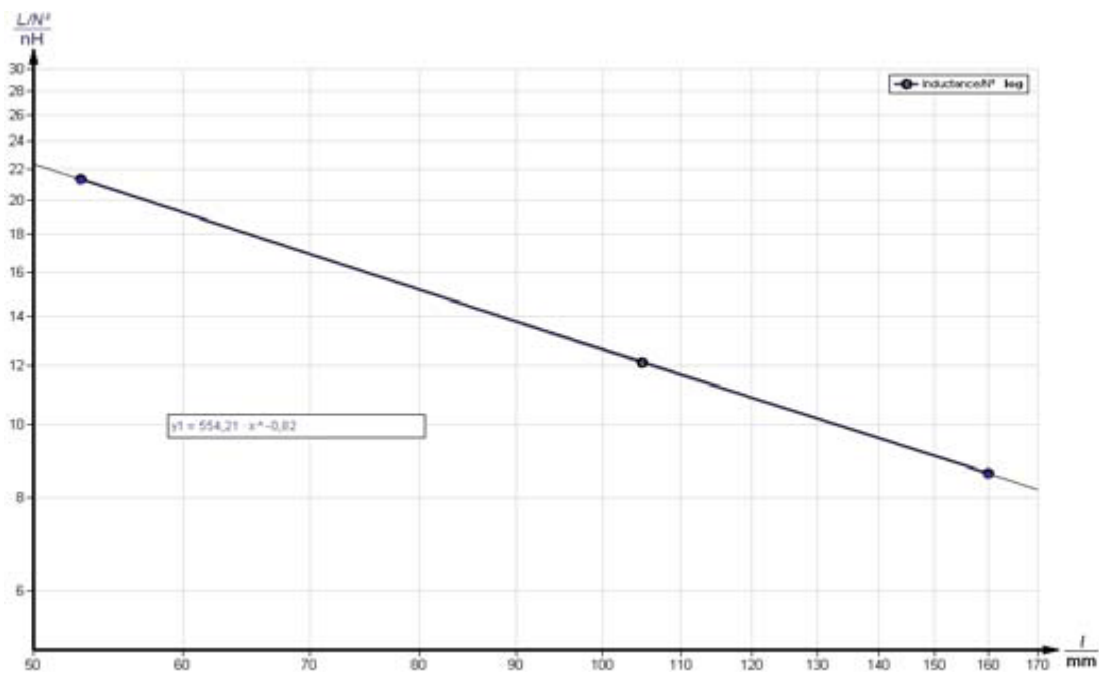
Мәндері 5,6,7 суретте көрсетілген.

12.3-кесте

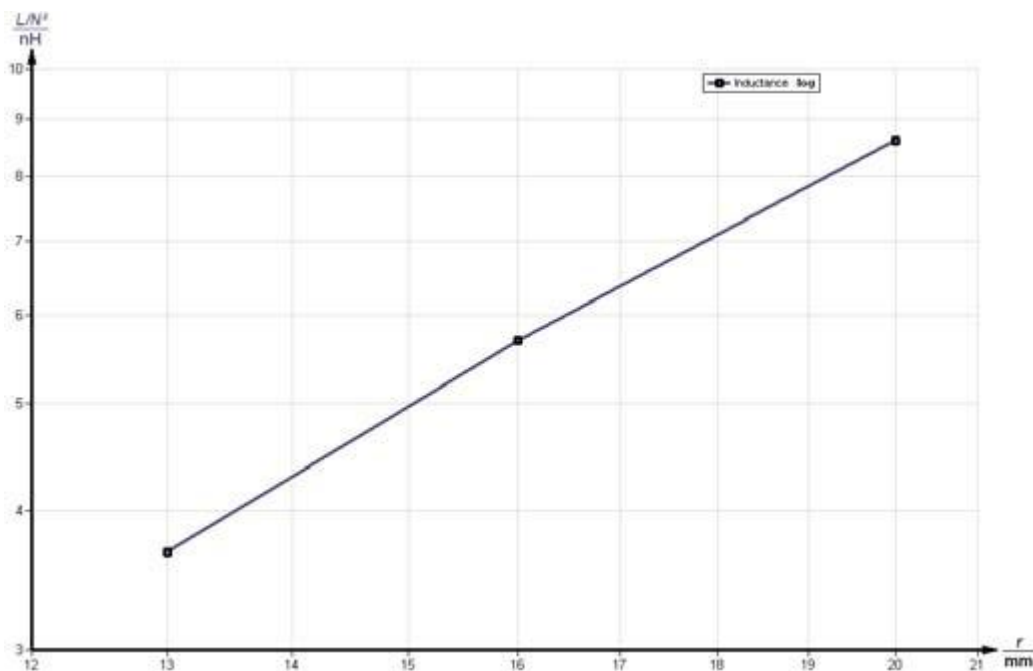
№	$T_{exp}/\mu s$	$L_{exp}/\mu H$
1	119,94	776,09
2	97,42	512,01
3	78,24	330,25
4	94,77	448,53
5	62,88	213,31
6	39,27	83,20
7	20,19	21,99



12.5-сурет. Индуктивтіліктің тұрақты ұзындықта, радиуста, орам санында жиіліктен тәуелділігі



12.6-сурет. Индуктивтіліктің катушка ұзындығынан тәуелділігі



12.7-сурет. Индуктивтіліктің радиустан тәуелділігі

$A = L N^B$ ескере отырып.

$$B = 1.95 \pm 0.04 \quad B_{\text{теор}} = 2 \text{ (5рис)}$$

$$\frac{L}{N^2} = A l^C$$

12.6-суреттен

$$C = -0.82 \pm 0.04 \quad C_{\text{теор}} = -0,75$$

$$\frac{L}{N^2} = A r^D \text{ ескере отырып}$$

12.7-суреттен

$$D = 1.86 \pm 0.07 \quad D_{\text{теор}} = 1,75$$

12.3. Тапсырма

Сыйымдылығы берілген C конденсаторды өлшемдері (ұзындығы, радиусы, орам саны) әр түрлі катушкаға (соленоид) қосу. Тербелістің меншікті жиілігін өлшей отырып, келесі шамалардың арасындағы тәуелділікті табу:

- 1) Индуктивтілік пен орам саны;
- 2) Индуктивтілік пен катушка ұзындығы;
- 3) Индуктивтілік пен сымның көлденең қимасының радиусы.

N, орам саны	L, ұзындығы	2r, диаметрі	f_0 , жиілігі

12.4. Бақылау сұрақтары

12.5.1. Магнит өрісінің индукциясы деген не? Магнит индукция векторының физикалық мағынасы қандай?

12.5.2. Магнит индукциясын өлшеудің қандай әдістерін білесіз?

12.5.3. Электромагниттік индукция құбылысының мәні неде?

12.5.4. Өлшенетін катушкада индукцияның э.к.к. қалай пайда болады?

12.5.5. Шексіз ұзын соленоидтың магнит өрісі индукциясының формуласын қорытып шығыңыз.

12.5.6. ӨК – да пайда болатын өздік индукцияның э.к.к. шамасын бағалаңыз.

12.5. Әдебиет

12.6.1. Калашников С.Г. Электричество. – М.: Наука, 1985.

12.6.2. Сивухин Д.Г. Общий курс физики. т.3. Электричество – М.: Наука, 1977.

12.6.3. Матвеев А.Н. Электричество и магнетизм. – М.: Высшая школа, 1991.

12.6.4. Гершензон Е.М., Малов Н.Н. Курс общей физики: Электричество и магнетизм. – М.: Просвещение, 1980.

№13 ЗЕРТХАНАЛЫҚ ЖҰМЫС

СЫЗЫҚТЫҚ ЕМЕС КЕДЕРГІЛЕРДІ ЗЕРТТЕУ

13.1. Жұмыстың мақсаты

Сызықтық емес элементтері бар электр тізбектеріндегі заңдылықтарды тәжірибеде зерттеу. Сызықтық емес элементтері бар схемаларды есептеу әдістерін үйрену.

Тәжірибені ұтымды жоспарлай білуде өлшеуіш аспаптарын тәжірибеге сай дәлелді таңдай білуді, өлшеулерді тиімді жүргізе білуді және тәжірибенің жеке сатыларының іске асырылуы кезінде олардың ақырғы нәтиженің дәлдігіне әсерін бағалай білуді игеру.

13.2. Қысқаша теориялық кіріспе

Осы заманғы техникада Ом заңына бағынбайтын тізбектердің ролі күшейіп келеді. Мұндай тізбектерде ток пен түсірілген кернеудің арасындағы тура пропорционалдық қатынас орындалмайды. Олардың сызықты тізбектерден негізгі айырмашылығы мұндай тізбектерде кедергінің мәні онда өтіп жатқан токтың немесе түсірілген кернеудің шамасына тәуелді болады, яғни кедергі сызықтық емес кедергі болады. Сызықтық емес кедергілердің вольт-амперлік сипаттамалары да әр түрлі болады. Іс жүзінде қолдануы жағынан (радио қондырғылар, есептегіш машиналар) ең қажеттілері R_U және R_I түріндегі кедергілер болып табылады. R_U түріндегі кедергінің негізгі қасиеті – ол өзі арқылы өтіп жатқан ток белгілі шектерде өзгерген кезде ондағы кернеу аз ғана өзгереді. Ал сызықтық емес R_I кедергілер болса, керісінше, ондағы кернеу белгілі шектерде өзгерген кезде токтың болмашы ғана өзгерісін тудырады. Кедергілердің екі түрінің де вольт-амперлік сипаттамалары 1–суретте көрсетілген.

Сызықты активті кедергідей емес сызықтық емес активті кедергінің тұрақты ток және оның өзгерісі үшін әртүрлі мәні болады. Тұрақты токқа сәйкес кедергі $R_{ст} = U / I$ статикалық кедергі деп аталады. Тұрақты токтың өзгерісіне кедергі $R_{дин} = \Delta U / \Delta I$ динамикалық кедергі деп аталады.

Статикалық кедергі координаттар басы және вольт-амперлік сипаттаманың A жұмысшы нүктесі арқылы өтетін түзумен ток осінің арасындағы бұрыштың тангенсімен анықталады (1–суретті қараңыз). Динамикалық кедергі ток осі мен дәл сол A нүктесі арқылы өтетін жанаманың арасындағы бұрыштың тангенсімен анықталады. 1–суреттен $R_{ст} \neq R_{дин}$ екендігін көруге болады және де R_I кедергі үшін $R_{ст} < R_{дин}$, ал R_U кедергі үшін керісінше $R_{ст} > R_{дин}$: R_I және R_U түріндегі кедергілердің сызықтық еместік дәрежесі сызықтық емес кедергінің Q сапалылығымен сипатталады.

Бұл параметр былай анықталады:

$$Q_I = R_{дин} / R_{ст} \quad (13.1)$$

$$Q_U = R_{ст} / R_{дин} \quad (13.2)$$

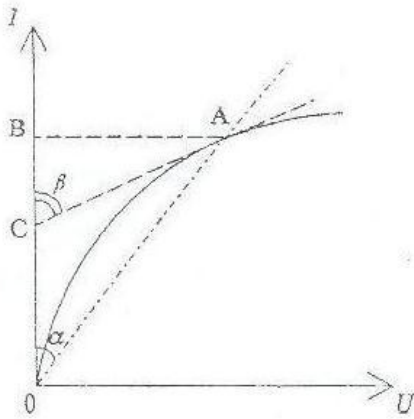
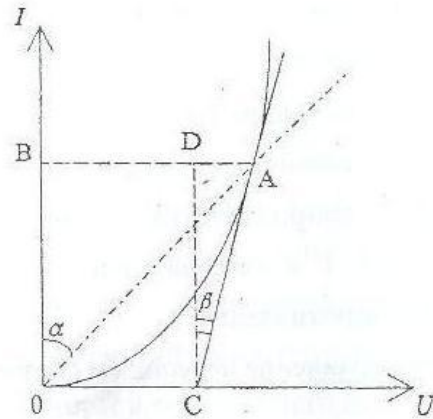
және ол вольт-амперлік сипаттаманың бір ғана нүктесінде кедергінің бір түрінің (статикалық немесе динамикалық) кедергінің екінші түрінен қанша есе артық екендігін көрсетеді.

Сызықтық емес кедергі инерциялық деп аталады, егер ол өзіне түсірілген кернеудің бір периоды өткенше өзінің мәнін өзгертіп үлгере алмайтын болса. Сызықтық емес бір кедергінің өзі токтың төменгі жиілігі кезінде инерциясыз болып, ал жоғарырақ жиіліктер жағдайында инерциялы болып шығуы мүмкін. Инерциялы сызықтық емес кедергілер тізбектегі ток қисығының түрін өзгертпейді, ал инерциясы жоқ кедергілер оларды жеткілікті мөлшерде өзгерте алуы мүмкін. Сызықтық емес сипаттаманы тудыратын процестердің физикасы бойынша сызықтық емес кедергілер екіге бөлінеді. Кедергілердің бірінші түрінің вольт-амперлік сипаттамасының сызықтық еместігі токтың жүруіне себепші физикалық процестердің ерекшеліктерімен анықталады. Бұларға газразрядтық құралдар, жартылай өткізгіш резисторлар мен вентильдер, сегнетэлектрлік конденсаторлар және т.б. жатады. Кедергілердің екінші түрінің вольтамперлік сипаттамасының сызықтық еместігі ток өткен кезде пайда болатын қызудан туады. Мұндай кедергілер – токтың төменгі жиіліктерінде де инерциялық болып табылады. Бұларға қыздыру лампалары, барреторлар және терморезисторлар жатады.

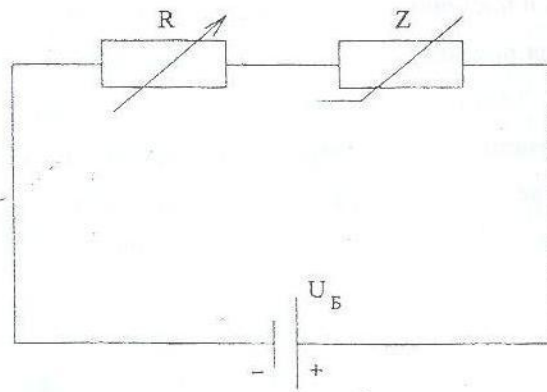
13.3. Сызықтық емес кедергілері бар схемаларды есептеудің қарапайым тәсілдері

13.3.1. Сызықтық емес кедергілері бар электр схемаларын есептеу сызықты кедергілері бар схемаларды есептеуден әлдеқайда қиын болады, өйткені сызықтық емес кедергінің мәні одан өтетін ток немесе түсірілген кернеу өзгерген кезде өзгереді. Және де өзгеру оның вольт-амперлік сипаттамасымен анықталатын заң бойынша жүреді. Бұл заңды білмей тұрып сызықтық емес кедергісі бар схеманы есептеу мүмкін емес. Бұл жұмыста электр схемаларын есептеу тәсілі қарастырылады. Сонда есептеу есептелінетін тізбек элементтері вольт-амперлік сипаттамаларының графиктерін пайдаланып жүргізіледі. Бұл әдісті графиктік әдіс деп атау келісілген. Ол жеткілікті дәлдікпен есептеуді қамтамасыз етеді және онша күрделі емес.

Енді график әдісін тізбектей жалғанған сызықтық және сызықтық емес кедергілерден тұратын және тұрақты токпен қоректенетін тізбекті есептеуге қолданайық (2–суретті қараңыз). Бұл тізбек үшін мынандай теңдеулерді жазуға болады:

 R_l түріндегі кедергі R_v түріндегі кедергі

13.1. Сурет. Сызықтық емес кедергілердің вольт-амперлік сипаттамасы



13.2. Сурет. Сызықтық емес элементі бар тұрақты токтың электр тізбегі

$$U_b = IR + U_n, \quad I = f(U_n) \quad (13.3)$$

Мұндағы, U_b – қоректендіру көзінің кернеуі, IR – сызықтық кедергідегі кернеудің түсуі, U_n – сызықтық емес кедергідегі кернеудің түсуі. Екінші теңдеу сызықтық емес кедергінің вольт-амперлік сипаттамасын өрнектейді. Екі теңдеуді біріктіріп шешкенде I ток анықталады; демек, кедергілердің қайсысындағы кернеудің түсуінің мәні табылады.

Бірінші теңдеуді төмендегіше жазайық:

$$I = \frac{U_b - U_n}{R} = \frac{1}{R} U_n + \frac{U_b}{R} \quad (13.4)$$

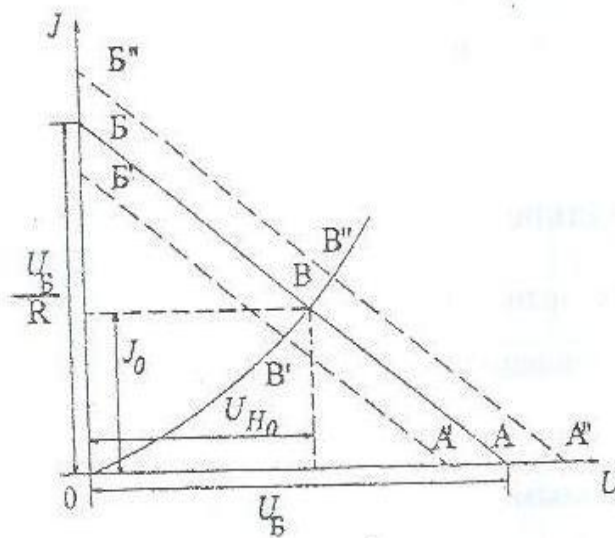
Бұл түзудің теңдеуі. 3-суретте ол AB түзуімен берілген, ол *жүктемелік түзу* деп аталады. $U_b = \text{const}$ болған жағдайда R мәнінің өзгерісінен AB түзуі A нүктесінің төңірегінде айналатын болады. $R=0$ болған кезде жүктемелік түзу вертикаль, ал $R = \infty$ жағдайда –

горизонталь орналасады. U_b мәні өзгеріп, ал R тұрақты болатын кезде түзудің көлбеулігі өзгеріссіз қалады да, түзу өзіне-өзі параллель түрде жылжиды (3-суреттегі $A'B'$ және $A''B''$ түзулері). Жүктемелік түзудің вольт-амперлік сипаттамамен қилысатын B нүктесі жұмысшы нүкте деп аталады. Оның координаттары тізбектегі I_0 тоқты және сызықтық емес кедергідегі кернеудің U_n түсуін анықтайды. Сызықты кедергіде кернеудің түсуі $U_b - U_n$ болады.

13.3.2. Егер тізбек вольт-амперлік сипаттамалары әр түрлі бірнеше сызықтық емес кедергілерден тұратын болса, онда оларды эквивалентті вольтамперлік сипаттамасы бар бір кедергіге келтіруге болады. Бұл былайша орындалады. Егер сызықтық емес кедергілер параллель қосылған болса, онда қорытқы ток кедергілердің қайсысы арқылы өтетін токтардың қосындысына тең, ал әрбір кедергідегі кернеудің түсулері өзара тең болады. Эквивалентті вольт-амперлік сипаттама (ВАС) әрбір кедергінің вольт-амперлік сипаттамаларының кернеудің бір мәніне сәйкес ординаттарын қосу арқылы алынады (4а-сурет, 3 қисық). Сызықтық емес кедергілерді тізбектей қосқан кезде олардың қайсысы арқылы бірдей ток өтеді де, ал кернеудің түсулері қосылады (4б-сурет, 3 қисық).

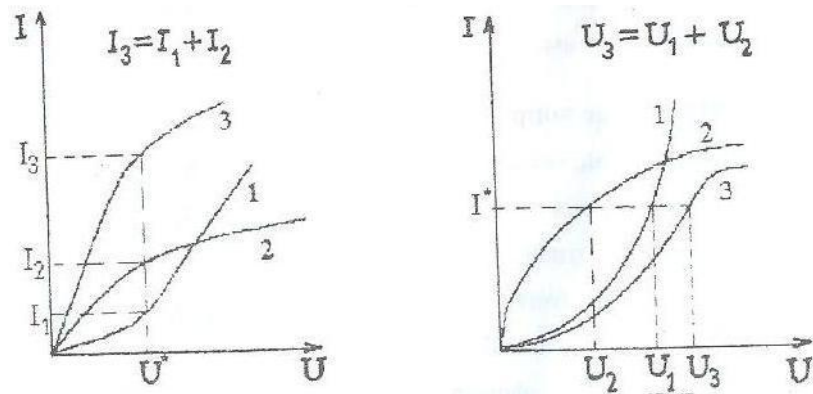
13.4. Жұмыс тапсырмалары

13.4.1. Тізбекті жинаңыздар (13.5-сурет) және зерттелетін екі сызықтық емес кедергілердің ВАС-ын алыңыздар. Әрбір элемент үшін $R_{ст}$, $R_{дин}$ және Q -ды есептеп табыңыздар.



13.3-сурет. 13.2-суретте көрсетілген электр тізбегін

графикалық әдіс бойынша есептеудің үлгісі

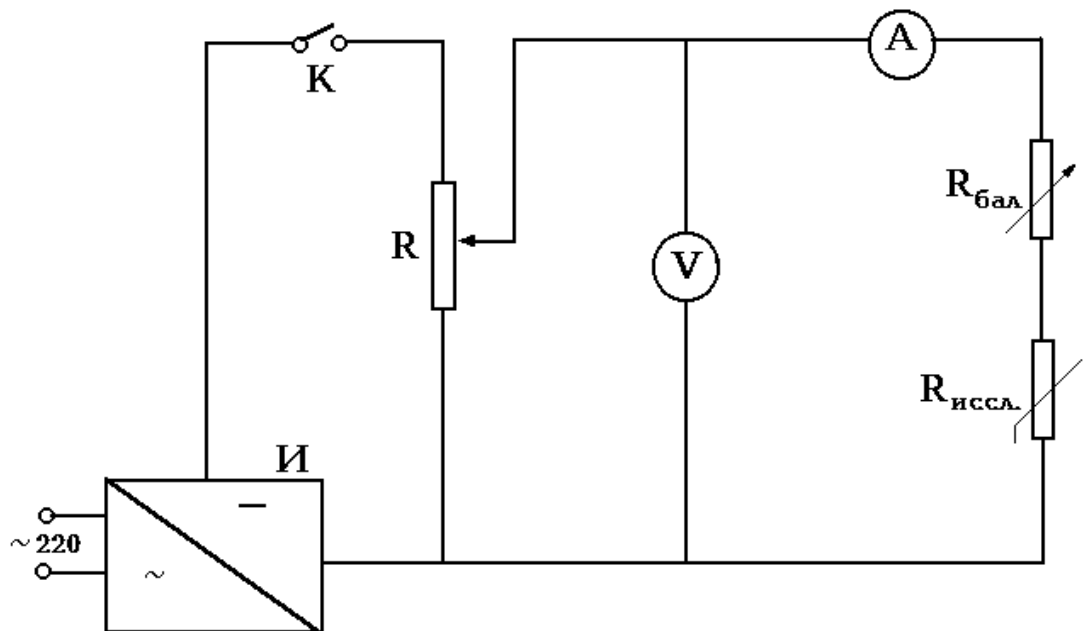


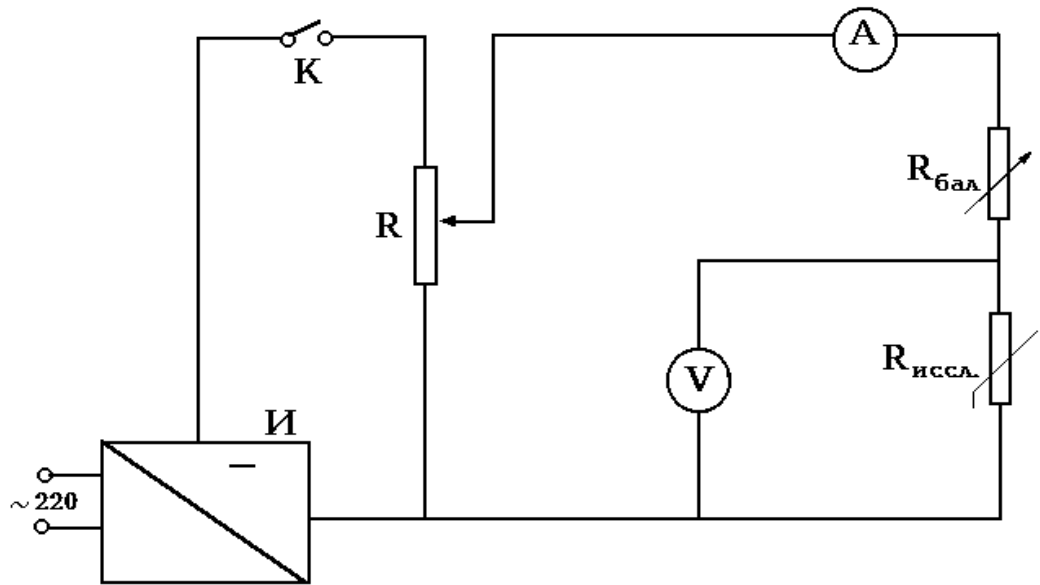
а) параллель қосылғанда

б) тізбектей қосылғанда

13.4-сурет. Күрделі тізбектің эквивалентті воль-амперлік сипатталарын тұрғызудың үлгісі

13.4.2. Кедергілердің әрқайсысы үшін, алынған ВАС бойынша бұлардың тізбектей және параллель қосылыстары үшін, ВАС-ны есептеңіздер.





13.5–сурет. Сызықтық емес элементтері бар электр тізбектерін зерттеудің жұмыс схемасы

13.4.3. 13.5–суреттегі тізбекті жинаңыздар, кедергілерді тібектей және параллель қосқандағы ВАС-ны алыңыздар.

13.4.4. 13.4.2 және 13.4.3 пункттеріндегі есептеуден және тәжірибеден алынған нәтижелерді талдап, салыстырыңыздар.

13.5. Бақылау сұрақтары

13.5.1. R_U және R_I түріндегі кедергілердің қасиеттерін сипаттаңыздар.

13.5.2. Статикалық кедергі дегеніміз не? Динамикалық кедергі дегеніміз не? Бұл кедергілер қалай есептеледі?

13.5.3. Кедергінің сызықтық емес дәрежесі немен сипатталады? Бұл параметр қалай есептелінеді?

13.5.4. Электр схемаларын есептеудің графиктік әдісінің мәнісін айтып беріңіз.

13.5.5. “Жүктемелік түзу” деген не? Оның көлбеулік бұрышы және жалпы графиктегі орналасуы немен анықталады?

13.5.6. Егер тізбек элементтерінің вольт-амперлік сипаттамалары белгілі болса, күрделі электр тізбегінің вольт-амперлік сипаттамасы қалай тұрғызылады?

13.6. Әдебиет

13.6.1. Зевеко Г.В., Ионкин П.А., Нетушил А.В., Страхов С.В. Основы теории цепей. – М.: Энергоатомиздат, 1989.

13.6.2. Попов В.П. Основы теории цепей. – М.: Высшая школа, 1985.

13.6.3. Матханов П.Н. Основы анализа электрических цепей. Нелинейные цепи. – М.: Высшая школа, 1986.

№ 14 ЗЕРТХАНАЛЫҚ ЖҰМЫС

ЖАРЫҚТЫҢ ТОЛҚЫН ҰЗЫНДЫҒЫН ФРЕНЕЛЬ БИПРИЗМАСЫ КӨМЕГІМЕН АНЫҚТАУ

14.1. Жұмыстың мақсаты

Толқын фронтын бөлу арқылы оптикада когеренттілікті қамтамасыз ету тәсілімен танысу. Интерференциялық бейненің айқындалуына жарық көзі (саңылау) өлшемінің әсерін сапа жағынан бағалау.

Қондырғыны центрленген оптикалық жүйеге келтіру (юстировка) әдістерін үйрену. Оптикалық микрометрді сызықтық параметрлерді өлшеуге пайдалану. Жарық фильтрлері арқылы өтетін жарықтың толқын ұзындықтарын өлшейтін интерференциялық әдісті зерттеу. Түрліше шамаларды өлшеудегі дәлдіктердің үйлесімділігін бағалау.

14.2. Жарықтың интерференциясы

Интерференция деп толқындық процестердің қабаттасуы кезінде пайда болатын кеңістіктегі энергияның қайта бөліну құбылысын айтады. Бақылау нүктесі A дан (14.1 сурет) r_1 және r_2 қашықтықта S_1 және S_2 тербеліс көздері орналасқан. Осы S_1 және S_2 толқындық шығу көздерінен кеңістікке тараған және олар бақылау нүктесі A -ға жеткен толқындар теңдеуін мына түрде жазуға болады:

$$x_1 = a_1 \sin(\omega t - kr_1) \quad (14.1)$$

$$x_2 = a_2 \sin(\omega t - kr_2) \quad (14.2)$$

Мұндағы a_1 , a_2 - тербеліс амплитудалары, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ - толқындық сан, λ - толқын ұзындығы. Осы екі (14.1) және (14.2) теңдеуді біріктіріп шешу арқылы A нүктедегі қорытқы толқынды табамыз:

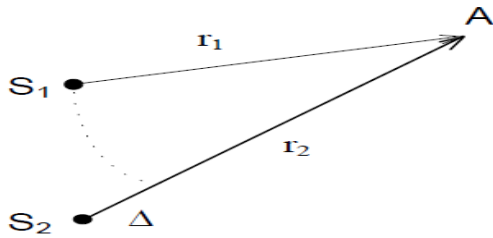
$$x = a \sin(\omega t - \varphi) \quad (14.3)$$

Мұндағы a - қорытқы амплитуда. Ол бастапқы амплитудалармен мынандай қатынаспен байланысты:

$$a^2 = a_1^2 + a_2^2 + 2a_1a_2 \cos \varphi_0 \quad (14.4)$$

(14.4) өрнектегі $\varphi_0 = k(r_1 - r_2)$ - фазалар айырымы,

$$\varphi = \arctg \frac{a_1 \sin kr_1 + a_2 \sin kr_2}{a_1 \cos kr_1 + a_2 \cos kr_2} - \text{қорытқы фаза болып табылады.}$$



14.1 сурет. Толқын интерференциясына арналған сурет

Қорытқы амплитуданың (14.4) мәні $\varphi_0 = k(r_1 - r_2)$ фазалар айырымына немесе $\Delta = r_2 - r_1$ жол айырымына тәуелді болады, (әдетте жарық интерференциясын қарастырғанда жол айырымының ($\Delta = r_2 - r_1$) орнына оптикалық жол айырымын ($\Delta = r_2 n_2 - r_1 n_1$) алады, мұндағы n_1 және n_2 жарық толқындары таралған орталардың сыну көрсеткіштері).

Егер, ұзақ уақыт бақылау кезінде фазалар айырымы өзгеріске ұшырамаса, яғни $\varphi_0 = \text{const}$ болған жағдайда, бақылау (A) нүктесінде кездесетін мұндай толқындары өзара когерентті деп атайды. Бұл шарт орындалатын болса, екі жағдайға ерекше назар аударуға тура келеді:

14.2.1. Егер $\varphi_0 = 0, 2\pi, 4\pi, \dots, 2m\pi$ немесе $\Delta = 2m \frac{\lambda}{2} = m\lambda$ болған жағдайда, қорытынды

амплитудасы, $a = \sqrt{a_1^2 + a_2^2 + 2a_1 a_2}$ теңдеуімен, ал оның энергиясы (интенсивтілігі) $J = J_1 J_2 + 2\sqrt{J_1 J_2} > (J_1 + J_2)$ теңдеуімен анықталады, өйткені $I \propto a^2$. Басқаша айтқанда, бақылау нүктесінде интенсивтіктің күшейе түсетіндігі байқалды (бақылау нүктесіндегі энергияның қорытқы мәні толқын көздерінің жеке әрқайсысынан тараған энергиялардың қосындысынан көп артық болады).

14.2.1. $\varphi_0 = \pi, 3\pi, 5\pi, \dots, (2m+1)\pi$ немесе $\Delta = (2m+1) \frac{\lambda}{2}$.

Бұл жағдайда қорытынды тербелістің энергиясы (интенсивтілігі) төмендегі теңдеумен анықталады:

$$J = J_1 + J_2 - 2\sqrt{J_1 J_2} < (J_1 + J_2).$$

Яғни бақылау нүктесінде қорытқы тербеліс интенсивтігінің әлсірегені байқалады.

Осыдан, когерент толқындар қабаттасқан кеңістік нүтелерінде энергияның қайта бөлінуін көріп отырсыздар. Екі толқын көздерінен бақылау нүктесіне дейінгі когерентті жарық толқындарының жүрген жол айырымы жарты толқын ұзындығы санына тәуелді болатындығын көреміз; яғни Δ жол айырымы $\frac{\lambda}{2}$ жарты толқын ұзындығының $2m$ ($m=1,2,\dots$) жұп санына тең болса, онда ол нүктеде жарық интенсивтігінің күшейе түскендігі (максимум) көреміз.

$$\Delta = 2m \frac{\lambda}{2} = m\lambda \quad (14.5)$$

Егер, Δ жол айырымы жарты толқынның $(2m+1)$ тақ санына тең болса, ол нүктеде интенсивтіктің әлсірей түскендігі (минимум) байқалады, яғни

$$\Delta = (2m+1) \frac{\lambda}{2} \quad (14.6)$$

Міне, осы құбылыс *толқындардың интерференциясы* болып табылады.

Когерентті емес толқындар қабаттасқан кезде пайда болатын минимумдар мен максимумдардың кеңістіктегі орны өзгеріп (ығысып) отырады. Өзгерудің жылдамдығы өте тез. Пайда болға интерференциялық бейнені бақылауға мүмкіндік болмайды, себебі қабаттасатын толқындардың фазаларының ығысуы өте шапшаң болады (фазаларының өзгеруі немесе ығысуы φ_0 нольден π аралығында жылдам өзгеріп отырады).

Кеңістіктің әрбір A нүктесіндегі қорытқы толқын амплитудасының мәнін анықтау (өлшеу) оның бақылау уақыты аралығындағы орташа мәнін береді:

$$\langle a \rangle = \sqrt{a_1^2 + a_2^2 + 2a_1a_2 \langle \cos \varphi_0 \rangle}$$

мұндағы $\langle \cos \varphi_0 \rangle$ - бақылау уақыты аралығындағы $\cos \varphi_0$ шамасының орташа мәні.

Бұл жағдайда $\langle \cos \varphi_0 \rangle$ шамасының нөлге тең болатындығына $\langle \cos \varphi_0 \rangle = 0$ көз жеткізу қиынға түспейді. Демек, бақылау нүктесіндегі интенсивтік жеке толқын көздерінен таралған толқын интенсивтіктерінің қосындысына тең болады, яғни $J = J_1 + J_2$. Бұлай болу толқындардың жай қосылуы немесе тәуелсіз толқындардың қабаттасу нәтижесі, яғни толқындардың *суперпозициясы* болып саналады.

Жарық интерференциясын бақылау үшін бірімен бірі байланыссыз жеке екі табиғи жарық көздерін пайдалануға болмайды. Себебі, мұндай жарық көздерінен таралған толқындар өз ара когерентті болмайды (когерентті емес толқындардың интерференциялық бейнесін көру мүмкін еместігін жоғарыда ескерткенбіз). Себебі, жарық шығаратын денелердің жарық шығаруы олардың атомдарының қозуымен тікелей байланысты екендігі белгілі мәселе. Олай болса атомның (дүркін-дүркін) жарық шығару процесі 10^{-8} с уақытқа созылады да, онан соң ол атом жарық шығаруды қайта бастайды. Бірақ, атом шығарған толқындардың фазалары бірдей болмайды, яғни алғашқы толқын мен кейінгі толқын бірдей фазада шығарылуы мүмкін емес. Сондықтан дененің бір атомының қатарласа шығарған екі толқыны өзара когерентті болмайды.

Бақыланатын жарық толқынын шығаратын атомдар саны өте көп болады, олардың әрқайсысынан шыққан толқындар өз ара когерентті болуы мүмкін емес (Мысалы, қыздыру лампасынан таралатын жарықты алсақ, онда мыңдаған атом толқын шығарады).

Осыған қарамастан когерентті жарық толқындарын алу аса қиын мәселе емес. Когерентті жарық толқындарын алу үшін бір көзден шыққан жарық толқындарын екі ағынға бөліп, онан соң түрлі әдістерді пайдаланып екі ағынды кеңістіктің берілген нүктесінде қайта кездестіру (қабаттастыру) керек. Осы кезде, екі ағындағы жарықты құраушы элементар бөлшектер, өздері бөлінген негізгі толқын көзінде болатын дүркін-дүркін шығаруды қайталап отырады, яғни олар бірдей фазада қайталанып отырады. Айта кету керек, бақылау нүктесінде кездесетін екі тербелістің фазалары бірдей болмауы мүмкін, бірақ фазаларының айырымы уақыт өтуіне байланысты өзгермейтін болады. Осы жағдай бізге бақылау нүктесінде болатын бейнені айқындап береді. Кездесетін толқындардың фазалар айырымы

осы толқындардың әрқайсысының жүріп өткен жолының ұзындығы мен ортаның сыну көрсеткішіне байланысты болады.

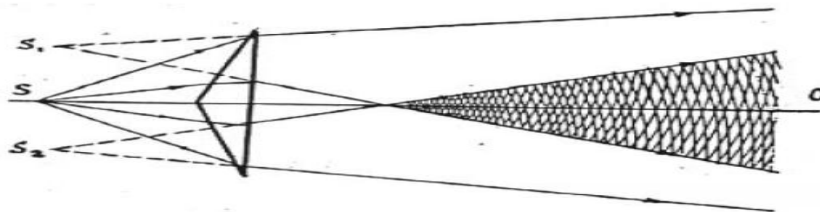
Оптикада когерентті толқындарды алудың екі жолы бар: біріншісі тербелістердің амплитудаларын бөлу (жұқа пленкада пайда болатын интерференция, Ньютон сақиналарын алуда пайда болатын интерференция); екіншісі толқынның фронтын бөлу (Френельдің биризмасының көмегімен алынған, Юнгтің тәжірибесі бойынша алынған және т.б.).

Когеренттік толқындарды алудың жолдары тиісті лабораториялық жұмысты орындауда тереңірек айтылатын болады.

14.3. Қысқаша теориялық кіріспе

Биризма деп табандары тиістіріліп біріктірілген, сындырушы бұрыштары өте кішкене (жарты градус шамасында) екі призма түріндегі оптикалық бөлшекті айтады. Биризма мөлдір шынының бір тұтас кесегінен жасалынады.

Призмадан өткен жарық сәулелерінің жолдарын қарастыралық. Ол үшін нүктелік монохромат S жарық көзі биризманың сындырғаш қабырғасына параллель орналасқан өте жіңішке саңылау. (Бұл саңылау 2-суреттің жазықтығына перпендикуляр орналасқан). Жарық көзіне таралған монохромат жарық толқыны призмаға келіп жеткеннен кейін, призма бетінде оның фронты екіге бөлінеді. Биризмадан өткен екі жарық шоғының әрқайсысы геометриялық оптиканың заңына сәйкес, SO оптикалық осіне қарай ауытқиды. Сонымен, биризмадан өткен шоқта қабаттасатын болады, бұлар S_1 және S_2 жалған көздерден тараған жарық секілді болады. Осы жарық көздерінен таралған жарық толқындары кеңістіктің барлық нүктелерінде кездесуі мүмкін. Бұл екі жарық шоғының толқындары өзара когерентті, себебі олар S_1 және S_2 бір жарық көзі S – тен тараған. Жарық толқындары қабаттасатын кеңістіктің кез-келген нүктеде жүрген жолдарының айырымына байланысты интерференция бейнесі пайда болады (2-суретте интерференциялық бейне пайда болатын кеңістік штрихпен көрсетілген). Мұндағы S – жарық көзі, S_1 және S_2 оның жорамал кескіндері, SO – системаның оптикалық осі. Системаның геометриясы мен интерференциялық көріністің локальдық (берілген аудандағы) сипаттамасы арасындағы байланысты табу үшін 3-суретті пайдаланамыз. Бұл суреттегі S_1 және S_2 сәулелердің призмадан өткеннен кейін пайда болған жорамал жарық көздері, BB_1 - интерференциялық көрініс байқалатын экран, $t = S_1S_2$ - жалған толқын көздерінің ара қашықтығы және $AB = l$ толқын көздерінен экранға дейінгі қашықтық және $BB_1 = y_m$ деп белгілеулер жасап (сонымен қатар $l \gg t$ деп санасак) экранның берілген нүктесінде болатын жарықталынудың ең көп немесе ең аз болатын мәндеріне есеп жүргіземіз.



14.2-сурет. Биризма арқылы өткен сәулелер жолының принциптік схемасы

Егер S_1B_1 және S_2B_1 сәулелері жүрген жолдарының айырымы $\Delta = S_2B_1 - S_1B_1 = m\lambda$ болса, онда экранның B_1 нүктесінде жарықталыну максимал болады.

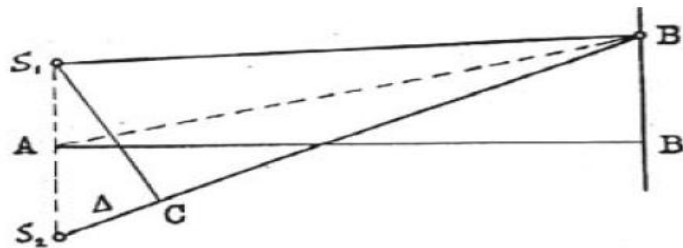
Жоғарыда айтылған $l \gg t$ екендігін еске алып, S_1S_2C және ABB_1 үшбұрыштардың ұқсастығынан мынадай теңдеу жазуға болады:

$$\frac{S_2C}{S_1C} = \frac{BB_1}{AB} \quad \text{немесе} \quad \frac{\Delta}{t} = \frac{y_m}{l} . \quad \text{Осыдан } m - \text{ максимумның } B \text{ нүктесінен } y_m = \frac{\Delta l}{t}$$

қашықтығында орналасатындығын көреміз. Осыған сүйеніп іргелес жататын екі максимумдардың ара қашықтығын мына теңдеумен анықтауға болады:

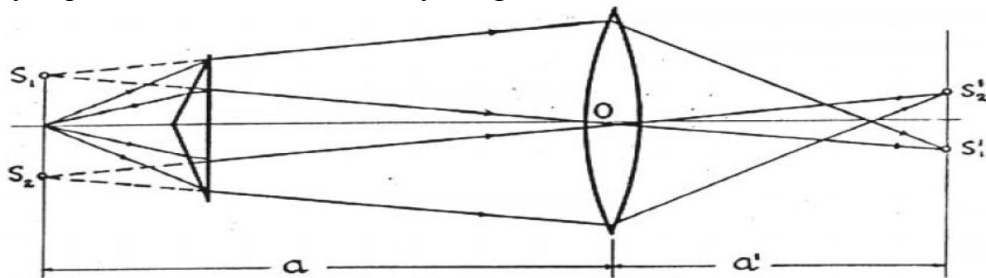
$$\delta y = y_{m+1} - y_m = \frac{l\lambda}{t} \quad (14.7)$$

Бипризма көмегімен интерференцияланушы жарық толқын ұзындығын анықтауға мүмкіндік беретін негізгі есептеу формуласы осы болып табылады. Себебі, бұл формуладағы δy , l , t шамаларды пайдаланатын қондырғыдан тікелей өлшей алатындығымызды кейінірек көретін боласыздар. Осыдан, интерференцияланушы жарықтың толқын ұзындығы (14.7) формула бойынша есептеп анықтауға мүмкіндік болады.



14.3-сурет. B_1B жазықтығына орныққан (локализацияланған) интерференциялық сызықтарды есептеуге арналған сурет

Бақылауға сүйеніп, $t = S_1S_2$ - қашықтықты және жорамал жарық көздері мен экранға дейінгі қашықтықты (l) анықтаудың аса күрделі емес екендігін айта кету керек. Яғни, $t = S_1S_2$ қашықтығын өлшеу үшін бипризма мен экран арасын (бипризма мен оптикалық микрометр арасына) оптикалық күші 5 диоптрий болатындай линза орналастырылады (4-суретте көрсетілген). Линзаны жүйенің (системаның) оптикалық осі бойымен оңға да және солға да жылжытуға болады. Осыны пайдаланып линзан жылжыта отырып оптикалық микрометрдің фокаль жызықтығында (экранда) толқынның жорамал көзі S_1 және S_2 саңылаулардың (S'_1 және S'_2) айқын кескінін алуға болады. Бұлардың аралықтарын ($S'_1S'_2 = t'$) оптикалық микрометр көмегімен өлшеп алуға болады. Осыған қоса толқындардың жорамал көздері (S'_1 және S'_2) мен линза аралығына (a) және линза мен оптикалық микрометр (экран) аралығына (a') өлшеулер жүргізіледі. Өлшеу нәтижелері бойынша (S_1OS_2 және $S'_1OS'_2$ үшбұрыштарының ұқсастығын пайдаланып) өзімізге анықтау керек t қашықтығын анықтауға мүмкіндік алынады, яғни



14.4-сурет. Жорамал жарық көздерінің ара қашықтығын есептеуге арналған сурет

$$t = t' \frac{a}{a'} \quad (14.8)$$

S_1' және S_2' екі жорамал жарық көздерінің кескіндерін ұлғайтып та кішірейтіп те алуға болады. Біз пайдаланатын қондырғыда, оның оптикалық және геометриялық параметрлеріне байланысты саңылаулардың тек қана кішірейтілген кескінін алуға болады.

Жорамал жарық көзі мен экран аралығын (l) өлшеу жайлы мынаны айтуға болады. Нақты жарық көзі S (саңылау) мен жалған жарық көздері S_1' және S_2' дәлірек қарастырсақ, жүйенің (системаның) оптикалық осіне перпендикуляр болатын бір жазықтықта орналаспаған. Бұлардың бір жазықтың бетінен ауытқуы бипризманың сындыру бұрыштарына және жарық көздерінің экраннан ара қашықтықта (l) орналасуына байланысты болады, яғни ығысу шамасы жарық көзі мен экран арақашықтығына салыстырғанда өте аз болады. Осыған байланысты жалған жарық көздерімен экран аралығы (l) деп нақтылы жарық көзі мен экран (қондырғыдағы окулярлық микрометр) аралығын алуға болады.

Сонымен (14.7) және (14.8) өрнектерді пайдаланып, есепке керекті жарық толқынының ұзындығын (жарық фильтрінен өткеннен соң) анықтауға арналған өрнекті мына түрде жазуға болады:

$$\lambda = \frac{at' \delta y}{a'l} \quad (14.9)$$

Осы жолмен түрлі жарық фильтрлері (светофильтр) өткізетін жарық толқындарының ұзындықтарын анықтауға болады.

14.4. Лабораториялық қондырғының сипаттамасы

Қондырғының барлық бөлшектері арнайы жасалған *оптикалық орындық, рейтерлерден, лазерлі қорек көзінен, Френель бипризмасынан, оптикалық осте бипризманы жылжытуға арналған штативтен, линзадан және экраннан тұрады.*

15.4.1. құрылғының оптикалық схема элементтері орналастырылатын орындығы 1200мм құрайды. Орындық бойына рейтерлердің орналасуын анықтайтын миллиметрлік шкала орналастырылған.

15.4.2. рейтерлер 21 және 23 диаметрі сәйкесінше 15 және 23 мм болатын құрылғының құрылымдық бірліктерінің орналасуына қызмет етеді.

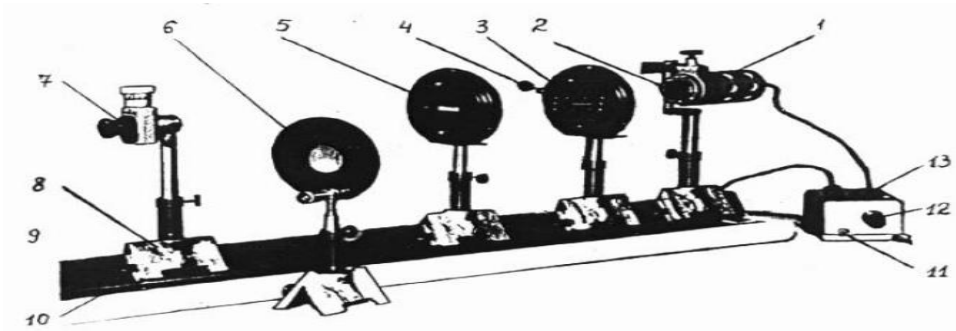
15.4.3. ұстағыш ОКГ 24 лазердің орындықта орнығуына және лазерлік сәуленің оптикалық ось бойына қатысты юстировкалануына арналған.

15.4.4. экран 31 интерференциялық картинаны бақылауға және өлшеуге арналған. Экран бөлік құны 1 мм болатын вертикаль және горизонтальды шкаласы бар ақ тегістелген беттен тұрады.

15.4.5. линза ұстағышы 40 және 51 ішкі диаметрі 75 және 45 мм болатын жарты сақина түрінде жасалған және ол рейтердегі линзаны орнықтыруға арналған.

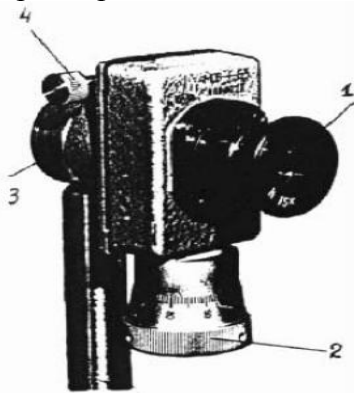
15.4.6. қапталған Френель бипризмасы сындырушы бұрышы $179,5^\circ$ тең. Бипризма сындыру көрсеткіші $n=1,5183$ болатын К-8 әйнектен жасалған. Бипризма қабы құрылғы штативінің тіреуіне орныққан.

15.4.7. Қондырғыда пайдаланылатын саңылау өзгермелі. Оның ені 0-4 мм аралығындағы жұмыстарды орындауға негізделген. Саңылау жазықтығы мен тіреу арақашықтығы 9 мм.



14.5-сурет. Жарық толқынының ұзындығын Френельдің бипризмасының көмегімен анықтауға арналған қондырғының жалпы көрінісі.

1- жарықтандырғыш фонарь ОИ-19, 2-жарық фильтрі, 3-саңылау, 4-саңылаудың енін өзгертуге арналған винт, 5-арнайы құрсауға орналастырылған бипризма, 6-арнайы құрсауға орналастырылған линза, 7-окулярлық микрометр, 8-рейтер, 9-үшқырлы оптикалық орындық, 10-шкала, 11-ажыратқыш тумблер, 12-реостаттың сабы, 13-кернеуді төмендеткіш трансформатор.



14.6-сурет. МОВ-1-15* окулярлық микрометрдің жалпы көрінісі:

1-окулярдың венчигі, 2-микрометрлік винттің барабаны (айналдырушысы), 3-микрометрді бекітуге арналған сақина, 4-белгілі жағдайда ұстап тұрушы винт.

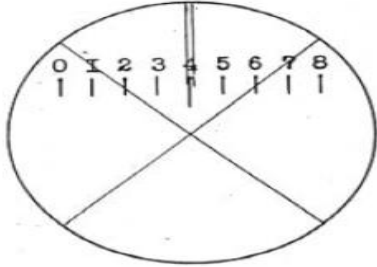
Қондырғыдағы МОВ-1-15* (6-сурет) оптикалық микрометрдің негізгі элементтері: диоптриялық бағыттағышпен жабдықталған үлкейту 15 еселік компенсациялық окуляр 1 және есеп жүргізетін тетік. Қондырғының есеп жүргізуге бейімделген тетігін кескіннің айқын көрінуіне бағыттау окуляр венчигі арқылы іске асырылады. Бағыттағыштың шектері ± 5 диоптрий. Окулярдың фокальдық жазықтығына есеп жүргізуге арналған тетік орналасқан: бір бөлігінің құны 1 мм болатын қозғалмайтын шкала бар; шкала бетіне бірін-бірі көлденең кесіп өткен сызығы бар жылжымалы тор орналасқан және шкала деңгейіне орналасқан екі индекс сызықша бар. Осы айтылған тетіктердің орналасуы 14.7-суретте көрсетілген.

Қаралатын объектілер-интерференциялық бейнелер де және жалған жарық көздерінің кескіндері де окулярдың фокальдық жазықтығына орналасатын болады. Сондықтан көруге дайындалған окулярдың көріну өрісінде бейнелер де және есеп алуға арналған тетік те айқын көрінетін болады. Санақ жүргізуге бейімделген жылжымалы тор мен дәл өлшейтін микрометрлік винт өзара байланысты. Ол байланыс бойынша, бұдырланған барабан винтті бұраған кезде, қозғалмайтын шкаламен салыстырғанда бірін-бірі көлденең кесіп өткен сызықтар және екі индекс сызықша окулярдың көріну өрісінде қозғала бастайды.

Барабан винтінің 2 белгісін толық бір айналдырғанда (6-сурет) айкасқан сызықшалар қозғалмайтын шкаланың бөлігіне орын ауыстыратын окулярдың көріну өрісінен көруге болады. Винттің барабаны біркелкі болып 100 бөлікке бөлінген. Демек барабандағы бір бөлік құны (негізгі қозғалмайтын шкаланың бір бөлігінің құны 1мм болатындығы жоғарыда ескертілген).

Окулярлық микрометрдің көмегімен алынатын өлшеу нәтижесі қозғалмайтын шкаладан және айналатын винт барабанынан алынады. Нәтиженің бүтін санының мәні барабандағы белгінің көрінуіне сәйкес қозғалмайтын шкаланың нөлінен бастап саналады.

Нәтиженің бүтін саннан кіші саны (бөліктері) барабандағы индекске сәйкес келетін шкала бойынша анықталады. Окулярлық микрометр негізгі тіреуге сақина 3 көмегімен 4 винтпен орнықтырылады.



14.7-сурет. МОВ-1-15* микрометр окулярының көру өрісіндегі есеп алуға бейімделген тетіктің көрінісі

14.5. Қондырғыны жұмысқа дайындау

Құрылғыны құрастыру кезінде соққы алудан абай болу керек және жұмысқа дайындауды келесі реттермен орындаңыз:

14.5.1. қапталған жәшікті ашып және паспортындағы 3 бөлімге сәйкес құрылғының толық комплектте екендігін тексеріңіз.

14.5.2. қондырғыны тасымалдау кезінде механикалық зақымданудың жоқтығына көз жеткізу үшін сырттай тексеріс жүргізіңіз.

14.5.3. қондырғы орындығын және рейтерлерін таза немесе бензинге батырылған салфеткамен сүртіңіз;

14.5.4. орындықты дайындалған үстелге қойыңыз және реттеуші аяқтарының көмегімен оларды горизонтальды бір деңгейде орналастырыңыз.

14.5.5. орындықты және лазер корек көзін жермен жалғаңыз.

14.5.6. Рейтерлерді орындыққа орналастыру алдында транспорттық жағдайда тұрған екі винтті айналдырып, бүйір саңылауларына әкелу керек.

14.5.7. ұстағышқа лазерді бекітіп, юстировкалануын жүргізіңіз:

- Экранды лазердің шығу терезесіне дейін жылжытып, ұстағыштағы гайкалар көмегімен сәулені экранның горизонталь шкалаларына сәйкестендіріңіз;

- Горизонталь юстировка жүргізу винттерінің көмегімен вертикалды шкалаға сәйкестендіріңіз;

- Экранды орындықтың шетіне дейін жылжыта отырып, горизонтальды және вертикалды винттер көмегімен сәулені квадраттың ортасына әкеліңіз;

- Экранды орындықтың шетінен лазерге қарай жылжыта отырып сәуленің квадрат центріне қатысты ауытқымағандығын қадағалаңыз;

14.6. Жұмыс істеу тәртібі

14.6.1. керек заттар:

Орындық 20

Рейтерлер 21

Рейтер 23

Лазер

Линзалар 2

Ұстағыш ОКГ 24

экран 31

қапталған призма 38

штатив 28

линза ұстағыш 51

саңылау реттегіш 28

14.6.2. құрылғыны 1-суреттегі схема сәйкес жинаңыз. Лазердің шығу терезесінен жазықтыққа дейінгі арақашықтық 5-10 см. Бипризма саңылаудан 20-30 см аралықта, доғал

бұрышы саңылауға және саңылаудың оптикалық осіне параллель етіп орналастыру керек. Бипризмадан 50-70 см аралықта линза 2 орналастыралады, ал шетіне экран 31 тұрады.

Оптикалық системаны лазер саңылау, призма жақтауына және линза центрінен өтетін етіп юстировкалау және центрлеу керек. Линзаны 2 және бипризманы жылжыта отырып, интерференциялық картинаның вертикалдық сызықтарыны аламыз. Өлшеулерді жүргізен соң, линза мен бипризманың ретін өзгерте отырып жаңа интерференциялық бейнеге қол жеткіземіз

14.7. Жұмыстың орындалу тәртібі мен тапсырмасы

Жұмысқа дайындалған құрылғы қызыл светофильтр өткізе отырып, толқын ұзындығын өлшейді.

Жұмыстың есептеу бөлімі келесідей реттерде жүргізіледі: сәуле жолына светофильтр қойылады. Бипризманы экраннан линзаның көмегімен экранның фокальді жазықтығында екі когерент көздің жарықталуынан сурет алынуын қамтамасыз ететіндей жағдай да қою керек. Соңғы айтқанымыз орындалғанда, жорамал көздер арақашықтығын есептеуге болады.

Тұрақты жағдайда, оптикалық бейне линза мен саңылаудың арақашықтығын анықтайды- a , линза мен фокальді жазықтық арасы - a' . Солармен бірге, қорек көзі және экранның арақашықтығы анықталады - 1.

Көрсетілген әдістермен a , a' , l шамалары анықталған соң, оптикалық орындықтан линза алынып тасталады. Сосын интерференциялық картина пайда болады.

Енді мирометрмен екі көршілес интерференциялық сызықтардың δy арақашықтығы өлшенеді.

Барлық табылған шамаларды 14.9-өрнекке қоя отырып толқын ұзындығын анықтаймыз.

Өлшеу және есептеу мәндерін төмендегі 14.1-кестеге толтыру керек.

14.1-кесте

N	y	δy	a	a'	t	λ

14.7. Бақылау сұрақтары

14.7.1. Интерференция құбылысы дегеніміз не?

14.7.2. Интерференциялық бейнелер неліктен когерентті жарық толқындар көздерінің ара қашықтығы азғантай болғанда және олардан шыққан жарық жолдарының айырымы шектелген шамаға тең болғанда ғана байқалады?

14.7.3. Когерентті кеі жарық көзінен таралған ақ жарық толқындарының қабаттасуынан пайда болған нөлдік интерференциялық максимумның түсі қандай болады?

14.7.4. Жарық фильтрі алынып тасталынған жағдайдағы интерференциялық бейненің қандай болатындығын түсіндіріңіздер.

14.7.5. Егер бипризманың сындырушы бұрышын үлкейтетін болсақ, интерференциялық бейне қандай болып өзгереді?

14.7.6. Неліктен лабораториялық қондырғыдағы саңылаудың горизонталь бағыт бойынша өзгеруі тиімдірек болады?

14.7.7. Қондырғының дұрыс юстировкаланғанын қандай белгі көрсетеді?

14.8. Әдебиет

- 14.8.1. Ландсберг Г.С. Оптика. –М.: Наука, 1976.
 14.8.2. Полатбеков П.П. Оптика. –Алматы: Мектеп, 1981.
 14.8.3. Годжаев Н.М. Оптика. –М.: Высшая школа, 1977.
 14.8.4. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Оптика. –М.: Наука, 1985.

№15 ЗЕРТХАНАЛЫҚ ЖҰМЫС**ЖАРЫҚТЫҢ ТОЛҚЫН ҰЗЫНДЫҒЫН ФРЕНЕЛЬ БИПРИЗМАСЫ
КӨМЕГІМЕН АНЫҚТАУ****15.1. Жұмыстың мақсаты**

Толқын фронтын бөлу арқылы оптикада когеренттілікті қамтамасыз ету тәсілімен танысу. Интерференциялық бейненің айқындалуына жарық көзі (саңылау) өлшемінің әсерін сапа жағынан бағалау.

Қондырғыны центрленген оптикалық жүйеге келтіру (юстировка) әдістерін үйрену.

Оптикалық микрометрді сызықтық параметрлерді өлшеуге пайдалану. Жарық фильтрлері арқылы өтетін жарықтың толқын ұзындықтарын өлшейтін интерференциялық әдісті зерттеу.

Түрліше шамаларды өлшеудегі дәлдіктердің үйлесімділігін бағалау.

15.2. Жарықтың интерференциясын зерттеуге кіріспе

Интерференция деп толқындық процестердің қабаттасуы кезінде пайда болатын кеңістіктегі энергияның қайта бөліну құбылысын айтады. Бақылау нүктесі A дан (15.1-сурет) r_1 және r_2 қашықтықта S_1 және S_2 тербеліс көздері орналасқан. Осы S_1 және S_2 толқындық шығу көздерінен кеңістікке тараған және олар бақылау нүктесі A -ға жеткен толқындар теңдеуін мына түрде жазуға болады:

$$x_1 = a_1 \sin(\omega t - kr_1) \quad (15.1)$$

$$x_2 = a_2 \sin(\omega t - kr_2) \quad (15.2)$$

Мұндағы a_1 , a_2 - тербеліс амплитудалары, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ - толқындық сан, λ - толқын ұзындығы. Осы екі (15.1) және (15.2) теңдеуді біріктіріп шешу арқылы A нүктедегі қорытқы толқынды табамыз:

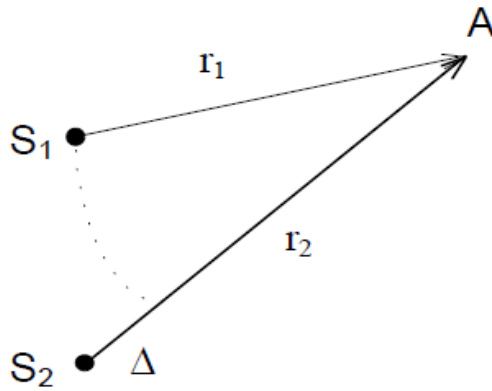
$$x = a \sin(\omega t - \varphi) \quad (15.3)$$

мұндағы a - қорытқы амплитуда. Ол бастапқы амплитудалармен мынандай қатынаспен байланысты:

$$a^2 = a_1^2 + a_2^2 + 2a_1a_2 \cos \varphi_0 \quad (15.4)$$

(15.4) өрнектегі $\varphi_0 = k(r_1 - r_2)$ - фазалар айырымы,

$\varphi = \arctg \frac{a_1 \sin kr_1 + a_2 \sin kr_2}{a_1 \cos kr_1 + a_2 \cos kr_2}$ - қорытқы фаза болып табылады.



15.1-сурет. Толқын интерференциясына арналған сурет

Қорытқы амплитуданың (15.4) мәні $\varphi_0 = k(r_1 - r_2)$ фазалар айырымына немесе $\Delta = r_2 - r_1$ жол айырымына тәуелді болады, (әдетте жарық интерференциясын қарастырғанда жол айырымының ($\Delta = r_2 - r_1$) орнына оптикалық жол айырымын ($\Delta = r_2 n_2 - r_1 n_1$) алады, мұндағы n_1 және n_2 жарық толқындары таралған орталардың сыну көрсеткіштері).

Егер, ұзақ уақыт бақылау кезінде фазалар айырымы өзгеріске ұшырамаса, яғни $\varphi_0 = const$ болған жағдайда, бақылау (A) нүктесінде кездесетін мұндай толқындары өзара когерентті деп атайды. Бұл шарт орындалатын болса, екі жағдайға ерекше назар аударуға тура келеді:

1) Егер $\varphi_0 = 0, 2\pi, 4\pi, \dots, 2m\pi$ немесе $\Delta = 2m \frac{\lambda}{2} = m\lambda$ болған жағдайда,

қорытынды амплитудасы, $a = \sqrt{a_1^2 + a_2^2 + 2a_1 a_2}$ теңдеуімен, ал оның энергиясы (интенсивтілігі) $J = J_1 J_2 + 2\sqrt{J_1 J_2} > (J_1 + J_2)$ теңдеуімен анықталады, өйткені $I \propto a^2$. Басқаша айтқанда, бақылау нүктесінде интенсивтіктің күшейе түсетіндігі байқалды (бақылау нүктесіндегі энергияның қорытқы мәні толқын көздерінің жеке әрқайсысынан тараған энергиялардың қосындысынан көп артық болады).

2) $\varphi_0 = \pi, 3\pi, 5\pi, \dots, (2m+1)\pi$ немесе $\Delta = (2m+1) \frac{\lambda}{2}$.

Бұл жағдайда қорытынды тербелістің энергиясы (интенсивтілігі) төмендегі теңдеумен анықталады:

$$J = J_1 + J_2 - 2\sqrt{J_1 J_2} < (J_1 + J_2).$$

яғни бақылау нүктесінде қорытқы тербеліс интенсивтігінің әлсірегені байқалады.

Осыдан, когерент толқындар қабаттасқан кеңістік нүктелерінде энергияның қайта бөлінуін көріп отырсыздар. Екі толқын көздерінен бақылау нүктесіне дейінгі когерентті жарық толқындарының жүрген жол айырымы жарты толқын ұзындығы санына тәуелді болатындығын көреміз; яғни Δ жол айырымы $\frac{\lambda}{2}$ жарты толқын ұзындығының $2m$ ($m=1,2,\dots$) жұп санына тең болса, онда ол нүктеде жарық интенсивтігінің күшейе түскендігі (максимум) көреміз.

$$\Delta = 2m \frac{\lambda}{2} = m\lambda \quad (15.5)$$

Егер, Δ жол айырымы жарты толқынның $(2m+1)$ тақ санына тең болса, ол нүктеде интенсивтіктің әлсірей түскендігі (минимум) байқалады, яғни

$$\Delta = (2m+1) \frac{\lambda}{2} \quad (15.6)$$

Міне, осы құбылыс *толқындардың интерференциясы* болып табылады.

Когерентті емес толқындар қабаттасқан кезде пайда болатын минимумдар мен максимумдардың кеңістіктегі орны өзгеріп (ығысып) отырады. Өзгерудің жылдамдығы өте тез. Пайда болға интерференциялық бейнені бақылауға мүмкіндік болмайды, себебі қабаттасатын толқындардың фазаларының ығысуы өте шапшаң болады (фазаларының өзгеруі немесе ығысуы φ_0 нольден π аралығында жылдам өзгеріп отырады).

Кеңістіктің әрбір A нүктесіндегі қорытқы толқын амплитудасының мәнін анықтау (өлшеу) оның бақылау уақыты аралығындағы орташа мәнін береді:

$$\langle a \rangle = \sqrt{a_1^2 + a_2^2 + 2a_1a_2 \langle \cos \varphi_0 \rangle}$$

мұндағы $\langle \cos \varphi_0 \rangle$ - бақылау уақыты аралығындағы $\cos \varphi_0$ шамасының орташа мәні.

Бұл жағдайда $\langle \cos \varphi_0 \rangle$ шамасының нөлге тең болатындығына $\langle \cos \varphi_0 \rangle = 0$ көз жеткізу қиынға түспейді. Демек, бақылау нүктесіндегі интенсивтік жеке толқын көздерінен таралған толқын интенсивтіктерінің қосындысына тең болады, яғни $J = J_1 + J_2$. Бұлай болу толқындардың жай қосылуы немесе тәуелсіз толқындардың қабаттасу нәтижесі, яғни толқындардың *суперпозициясы* болып саналады.

Жарық интерференциясын бақылау үшін бірімен бірі байланыссыз жеке екі табиғи жарық көздерін пайдалануға болмайды. Себебі, мұндай жарық көздерінен таралған толқындар өз ара когерентті болмайды (когерентті емес толқындардың интерференциялық бейнесін көру мүмкін еместігін жоғарыда ескерткенбіз). Себебі, жарық шығаратын денелердің жарық шығаруы олардың атомдарының қозуымен тікелей байланысты екендігі белгілі мәселе. Олай болса атомның (дүркін-дүркін) жарық шығару процесі 10^{-8} с уақытқа созылады да, онан соң ол атом жарық шығаруды қайта бастайды. Бірақ, атом шығарған толқындардың фазалары бірдей болмайды, яғни алғашқы толқын мен кейінгі толқын бірдей фазада шығарылуы мүмкін емес. Сондықтан дененің бір атомының қатарласа шығарған екі толқыны өзара когерентті болмайды.

Бақыланатын жарық толқынын шығаратын атомдар саны өте көп болады, олардың әрқайсысынан шыққан толқындар өз ара когерентті болуы мүмкін емес (Мысалы, қыздыру лампасынан таралатын жарықты алсақ, онда мыңдаған атом толқын шығарады).

Осыған қарамастан когерентті жарық толқындарын алу аса қиын мәселе емес. Когерентті жарық толқындарын алу үшін бір көзден шыққан жарық толқындарын екі ағынға бөліп, онан соң түрлі әдістерді пайдаланып екі ағынды кеңістіктің берілген нүктесінде қайта кездестіру (қабаттастыру) керек. Осы кезде, екі ағындағы жарықты құраушы элементар бөлшектер, өздері бөлінген негізгі толқын көзінде болатын дүркін-дүркін шығаруды қайталап отырады, яғни олар бірдей фазада қайталанып отырады. Айта кету керек, бақылау нүктесінде кездесетін екі тербелістің фазалары бірдей болмауы мүмкін, бірақ фазаларының айырымы уақыт өтуіне байланысты өзгермейтін болады. Осы жағдай бізге бақылау нүктесінде болатын бейнені айқындап береді. Кездесетін толқындардың фазалар айырымы осы толқындардың әрқайсысының жүріп өткен жолының ұзындығы мен ортаның сыну көрсеткішіне байланысты болады.

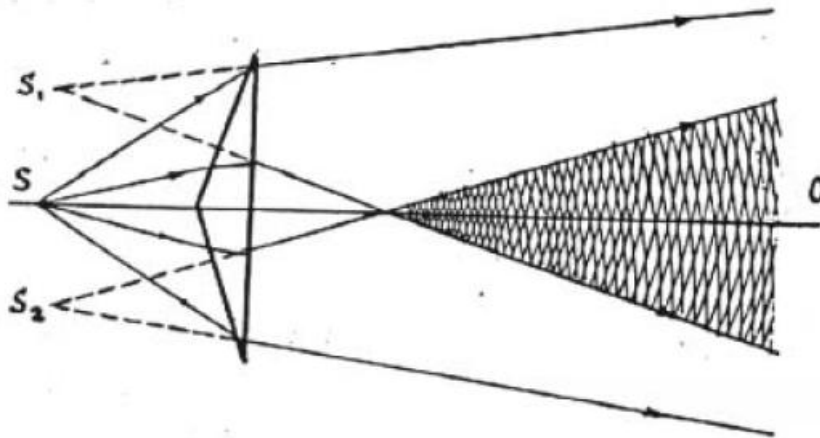
Оптикада когерентті толқындарды алудың екі жолы бар: біріншісі тербелістердің амплитудаларын бөлу (жұқа пленкада пайда болатын интерференция, Ньютон сақиналарын алуда пайда болатын интерференция); екіншісі толқынның фронтын бөлу (Френельдің биризмасының көмегімен алынған, Юнгтің тәжірибесі бойынша алынған және т.б.).

Когеренттік толқындарды алудың жолдары тиісті лабораториялық жұмысты орындауда тереңірек айтылатын болады.

15.3. Қысқаша теориялық кіріспе

Бипризма деп табандары тиістіріліп біріктірілген, сындырушы бұрыштары өте кішкене (жарты градус шамасында) екі призма түріндегі оптикалық бөлшекті айтады. Бипризма мөлдір шынының бір тұтас кесегінен жасалынады.

Призмадан өткен жарық сәулелерінің жолдарын қарастыралық. Ол үшін нүктелік монохромат S жарық көзі бипризманың сындырғаш қабырғасына параллель орналасқан өте жіңішке саңылау. (Бұл саңылау 15.2-суреттің жазықтығына перпендикуляр орналасқан). Жарық көзіне таралған монохромат жарық толқыны призмаға келіп жеткеннен кейін, призма бетінде оның фронты екіге бөлінеді. Бипризмадан өткен екі жарық шоғының әрқайсысы геометриялық оптиканың заңына сәйкес, SO оптикалық осіне қарай ауытқиды. Сонымен, бипризмадан өткен шоқта қабаттасатын болады, бұлар S_1 және S_2 жалған көздерден тараған жарық секілді болады. Осы жарық көздерінен таралған жарық толқындары кеңістіктің барлық нүктелерінде кездесуі мүмкін. Бұл екі жарық шоғының толқындары өзара когерентті, себебі олар S_1 және S_2 бір жарық көзі S – тен тараған. Жарық толқындары қабаттасатын кеңістіктің кез-келген нүктеде жүрген жолдарының айырымына байланысты интерференция бейнесі пайда болады (15.2-суретте интерференциялық бейне пайда болатын кеңістік штрихпен көрсетілген). Мұндағы S – жарық көзі, S_1 және S_2 оның жорамал кескіндері, SO – системаның оптикалық осі. Системаның геометриясы мен интерференциялық көріністің локальдық (берілген аудандағы) сипаттамасы арасындағы байланысты табу үшін 3-суретті пайдаланамыз. Бұл суреттегі S_1 және S_2 сәулелердің призмадан өткеннен кейін пайда болған жорамал жарық көздері, BB_1 - интерференциялық көрініс байқалатын экран, $t = S_1S_2$ - жалған толқын көздерінің ара қашықтығы және $AB = l$ толқын көздерінен экранға дейінгі қашықтық және $BB_1 = y_m$ деп белгілеулер жасап (сонымен қатар $l \gg t$ деп санасак) экранның берілген нүктесінде болатын жарықталынудың ең көп немесе ең аз болатын мәндеріне есеп жүргіземіз.



15.2-сурет. Бипризма арқылы өткен сәулелер жолының принциптік схемасы

Егер S_1B_1 және S_2B_1 сәулелері жүрген жолдарының айырымы $\Delta = S_2B_1 - S_1B_1 = m\lambda$ болса, онда экранның B_1 нүктесінде жарықталыну максимал болады.

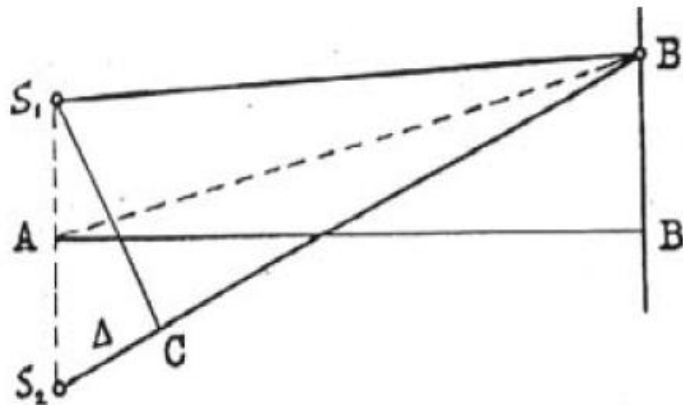
Жоғарыда айтылған $l \gg t$ екендігін еске алып, S_1S_2C және ABB_1 үшбұрыштардың ұқсастығынан мынадай теңдеу жазуға болады:

$$\frac{S_2 C}{S_1 C} = \frac{BB_1}{AB} \quad \text{немесе} \quad \frac{\Delta}{t} = \frac{y_m}{l} . \quad \text{Осыдан } m - \text{ максимумның } B \text{ нүктесінен } y_m = \frac{\Delta l}{t}$$

қашықтығында орналасатындығын көреміз. Осыған сүйеніп іргелес жататын екі максимумдардың ара қашықтығын мына теңдеумен анықтауға болады:

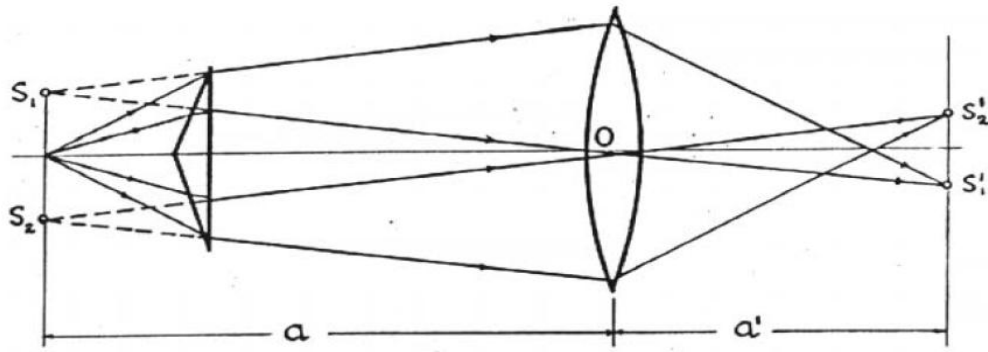
$$\delta y = y_{m+1} - y_m = \frac{l\lambda}{t} \quad (15.7)$$

Бипризма көмегімен интерференцияланушы жарық толқын ұзындығын анықтауға мүмкіндік беретін негізгі есептеу формуласы осы болып табылады. Себебі, бұл формуладағы δy , l , t шамаларды пайдаланатын қондырғыдан тікелей өлшей алатындығымызды кейінірек көретін боласыздар. Осыдан, интерференцияланушы жарықтың толқын ұзындығы (15.7) формула бойынша есептеп анықтауға мүмкіндік болады.



15.3-сурет. $B_1 B$ жазықтығына орныққан (локализацияланған) интерференциялық сызықтарды есептеуге аралған сурет

Бақылауға сүйеніп, $t = S_1 S_2$ - қашықтықты және жорамал жарық көздері мен экранға дейінгі қашықтықты (l) анықтаудың аса күрделі емес екендігін айта кету керек. Яғни, $t = S_1 S_2$ қашықтығын өлшеу үшін бипризма мен экран арасын (бипризма мен оптикалық микрометр арасына) оптикалық күші 5 диоптрий болатындай линза орналастырылады (15.4-суретте көрсетілген). Линзаны жүйенің (системаның) оптикалық осі бойымен оңға да және солға да жылжытуға болады. Осыны пайдаланып линзан жылжыта отырып оптикалық микрометрдің фокаль жызықтығында (экранда) толқынның жорамал көзі S_1 және S_2 саңылаулардың (S_1' және S_2') айқын кескінін алуға болады. Бұлардың аралықтарын ($S_1' S_2' = t'$) оптикалық микрометр көмегімен өлшеп алуға болады. Осыған қоса толқындардың жорамал көздері (S_1' және S_2') мен линза аралығына (a) және линза мен оптикалық микрометр (экран) аралығына (a') өлшеулер жүргізіледі. Өлшеу нәтижелері бойынша ($S_1 O S_2$ және $S_1' O S_2'$ үшбұрыштарының ұқсастығын пайдаланып) өзімізге анықтау керек t қашықтығын анықтауға мүмкіндік алынады, яғни



15.4-сурет. Жорамал жарық көздерінің ара қашықтығын есептеуге арналған сурет

$$t = t' \frac{a}{a'} \quad (15.8)$$

S'_1 және S'_2 екі жорамал жарық көздерінің кескіндерін ұлғайтып та кішірейтіп те алуға болады. Біз пайдаланатын қондырғыда, оның оптикалық және геометриялық параметрлеріне байланысты саңылаулардың тек қана кішірейтілген кескінін алуға болады.

Жорамал жарық көзі мен экран аралығын (l) өлшеу жайлы мынаны айтуға болады.

Нақты жарық көзі S (саңылау) мен жалған жарық көздері S'_1 және S'_2 дәлірек қарастырсақ, жүйенің (системаның) оптикалық осіне перпендикуляр болатын бір жазықтықта орналаспаған. Бұлардың бір жазықтың бетінен ауытқуы бипризманың сындыру бұрыштарына және жарық көздерінің экраннан ара қашықтықта (l) орналасуына байланысты болады, яғни ығысу шамасы жарық көзі мен экран арақашықтығына салыстырғанда өте аз болады. Осыған байланысты жалған жарық көздерімен экран аралығы (l) деп нақтылы жарық көзі мен экран (қондырғыдағы окулярлық микрометр) аралығын алуға болады.

Сонымен (15.7) және (15.8) өрнектерді пайдаланып, есепке керекті жарық толқынының ұзындығын (жарық фильтрінен өткеннен соң) анықтауға арналған өрнекті мына түрде жазуға болады:

$$\lambda = \frac{at' \delta y}{a'l} \quad (15.9)$$

Осы жолмен түрлі жарық фильтрлері (светофильтр) өткізетін жарық толқындарының ұзындықтарын анықтауға болады.

15.4. Лабораториялық қондырғының сипаттамасы

Қондырғының барлық бөлшектері арнайы жасалған *оптикалық орындық, рейтерлерден, лазерлі қорек көзінен, Френель бипризмасынан, оптикалық осте бипризманы жылжытуға арналған штативтен, линзадан және экраннан тұрады.*

15.4.1. құрылғының оптикалық схема элементтері орналастырылатын орындығы 1200мм құрайды. Орындық бойына рейтерлердің орналасуын анықтайтын миллиметрлік шкала орналастырылған.

15.4.2. рейтерлер 21 және 23 диаметрі сәйкесінше 15 және 23 мм болатын құрылғының құрылымдық бірліктерінің орналасуына қызмет етеді.

15.4.3. ұстағыш ОКГ 24 лазердің орындықта орнығуына және лазерлік сәуленің оптикалық ось бойына қатысты юстировкалануына арналған.

15.4.4. экран 31 интерференциялық картинаны бақылауға және өлшеуге арналған. Экран бөлік құны 1 мм болатын вертикаль және горизонтальды шкаласы бар ақ тегістелген беттен тұрады.

15.4.5. линза ұстағышы 40 және 51 ішкі диаметрі 75 және 45 мм болатын жарты сақина түрінде жасалған және ол рейтердегі линзаны орнықтыруға арналған.

15.4.6. қапталған Френель бипризмасы сындырушы бұрышы $179,5^\circ$ тең. Бипризма сындыру көрсеткіші $n=1,5183$ болатын К-8 әйнектен жасалған. Бипризма қабы құрылғы штативінің тіреуіне орныққан.

15.4.7. Қондырғыда пайдаланылатын саңылау өзгермелі. Оның ені 0-4 мм аралығындағы жұмыстарды орындауға негізделген. Саңылау жазықтығы мен тіреу арақашықтығы 9 мм.



15.5-сурет. Френель бипризмасы көмегімен толқын ұзындығын анықтауға арналған құрылғы көрінісі

15.5. Қондырғыны жұмысқа дайындау

Құрылғыны құрастыру кезінде соққы алудан абай болу керек және жұмысқа дайындауды келесі реттермен орындаңыз:

15.5.1. қапталған жәшікті ашып және паспортындағы 3 бөлімге сәйкес құрылғының толық комплектте екендігін тексеріңіз.

15.5.2. қондырғыны тасымалдау кезінде механикалық зақымданудың жоқтығына көз жеткізу үшін сырттай тексеріс жүргізіңіз.

15.5.3. қондырғы орындығын және рейтерлерін таза немесе бензинге батырылған салфеткамен сүртіңіз;

15.5.4. орындықты дайындалған үстелге қойыңыз және реттеуші аяқтарының көмегімен оларды горизонтальды бір деңгейде орналастырыңыз.

15.5.5. орындықты және лазер қорек көзін жермен жалғаңыз.

15.5.6. Рейтерлерді орындыққа орналастыру алдында транспорттық жағдайда тұрған екі винтті айналдырып, бүйір саңылауларына әкелу керек.

15.5.7. ұстағышқа лазерді бекітіп, юстировкалануын жүргізіңіз:

- Экранды лазердің шығу терезесіне дейін жылжытып, ұстағыштағы гайкалар көмегімен сәулені экранның горизонталь шкалаларына сәйкестендіріңіз;

- Горизонталь юстировка жүргізу винттерінің көмегімен вертикалды шкалаға сәйкестендіріңіз;

- Экранды орындықтың шетіне дейін жылжыта отырып, горизонтальды және вертикалды винттер көмегімен сәулені квадраттың ортасына әкеліңіз;

- Экранды орындықтың шетінен лазерге қарай жылжыта отырып сәуленің квадрат центріне қатысты ауытқымағандығын қадағалаңыз;

15.6. Жұмыс істеу тәртібі

15.6.1. керек заттар:

Орындық 20	экран 31
Рейтерлер 21	қапталған призма 38
Рейтер 23	штатив 28
Лазер	линза ұстағыш 51
Линзалар 2	саңылау реттегіш 28
Ұстағыш ОКГ 24	

15.6.2. құрылғыны 1-суреттегі схема сәйкес жинаңыз. Лазердің шығу терезесінен жазықтыққа дейінгі арақашықтық 5-10 см. Бипризма саңылаудан 20-30 см аралықта, доғал бұрышы саңылауға және саңылаудың оптикалық осіне параллель етіп орналастыру керек. Бипризмадан 50-70 см аралықта линза 2 орналастырылады, ал шетіне экран 31 тұрады.

Оптикалық системаны лазер саңылау, призма жақтауына және линза центрінен өтетін етіп юстировкалау және центрлеу керек. Линзаны 2 және бипризманы жылжыта отырып, интерференциялық картинаның вертикалды сызықтарыны аламыз. Өлшеулерді жүргізен соң, линза мен бипризманың ретін өзгерте отырып жаңа интерференциялық бейнеге қол жеткіземіз

15.7. Жұмыстың орындалу тәртібі мен тапсырмасы

Жұмысқа дайындалған құрылғы қызыл светофильтр өткізе отырып, толқын ұзындығын өлшейді.

Жұмыстың есептеу бөлімі келесідей реттерде жүргізіледі: сәуле жолына светофильтр қойылады. Бипризманы экраннан линзаның көмегімен экранның фокальді жазықтығында екі когерент көздің жарықталуынан сурет алынуын қамтамасыз ететіндей жағдай да қою керек. Соңғы айтқанымыз орындалғанда, жорамал көздер арақашықтығын есептеуге болады.

Тұрақты жағдайда, оптикалық бейне линза мен саңылаудың арақашықтығын анықтайды- a , линза мен фокальді жазықтық арасы - a' . Солармен бірге, қорек көзі және экранның арақашықтығы анықталады- l .

Көрсетілген әдістермен a , a' , l шамалары анықталған соң, оптикалық орындықтан линза алынып тасталады. Сосын интерференциялық картина пайда болады.

Енді мирометрмен екі көршілес интерференциялық сызықтардың Δu арақашықтығы өлшенеді.

Барлық табылған шамаларды 15.9-өрнекке қоя отырып толқын ұзындығын анықтаймыз.

Өлшеу және есептеу мәндерін төмендегі 15.1-кестеге толтыру керек.

15.1-кесте

N	y	δy	a	a'	t	λ

15.8. Әдебиет

- 15.8.1. Ландсберг Г.С. Оптика. –М.: Наука, 1976.
 15.8.2. Полатбеков П.П. Оптика. –Алматы: Мектеп, 1981.
 15.8.3. Годжаев Н.М. Оптика. –М.: Высшая школа, 1977.
 15.8.4. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Оптика. –М.: Наука, 1985.

№16 ЗЕРТХАНАЛЫҚ ЖҰМЫС**РЕФРАКТОМЕТР ӘДІСІ БОЙЫНША СҰЙЫҚТАРДЫҢ
СЫНУ КӨРСЕТКІШТЕРІН АНЫҚТАУ****16.1. Жұмыстың мақсаты**

Аббе жүйесі бойынша рефрактометрдің көмегімен сұйықтардың сыну көрсеткіштерін (рефракциясын) өлшеу әдісін игеру.

Рефрактометрмен өлшеу жүргізудің негізгі тәсілдерімен танысу. *Екі компонентті* қоспалар рефракциясын зерттеу және Лоренц-Лорентц формуласын тексеру.

Молекулалардың поляризациялануын, олардың тиімді (эффектілік) радиусын бағалау және *екі компонентті* қоспаны мөлшерлік талдау әдісімен танысу.

16.2. Қысқаша теориялық кіріспе. Жарық дисперсиясының заңдылықтары.

16.2.1. Электромагниттік толқындардың (жарықтың) шағылу және сыну заңдары.

Электромагниттік толқынның екі орташа шекарасында кез келген бұрышпен түсу жағдайын қарастыралық.

Алдымен V_1 жылдамдықпен кез келген бағытта таралатын жазық электромагниттік толқын үшін, өрнекті құрастыру (табу) қажет (16.1-сурет). x, y, z – жазықтықтағы нүкте координаттары болсын, оған түсірілген \vec{n} нормаль \vec{z} бағытымен бағыттас болсын ал \vec{z} – осы нүктенің радиус-векторы. Егер $\cos \alpha, \cos \beta$ және $\cos \gamma$ - \vec{n} нормальдің бағыттауыш косинустары болса, онда таңдап алынған \vec{z} бағыты бойымен таралған толқын үшін

$$E = \operatorname{Re} E_{\infty} \exp \left[i\omega \left(t - \frac{\vec{r} \cdot \vec{n}}{V_1} \right) \right] = \operatorname{Re} E_{\infty} \exp \left[i\omega \left(t - \frac{x \cos \alpha + y \cos \beta + z \cos \gamma}{V_1} \right) \right]$$

өрнегін алуға болады.

Енді түсетін, шағылысатын және сынатын толқындар үшін өрнек құру қиын емес. Бұрынғыша екі ортаны бөліп тұратын шекара ретінде, $z = 0$ шартын қанағаттандыратын, x жазықтығын аламыз. Түскен толқында \vec{n} нормаль zx жазықтығында (яғни 16.2 сурет жазықтығында, $\cos \beta = 0$) жатады деп есептейміз. Шағылған толқындағы \vec{n}_1 нормаль және сынған толқындағы \vec{n}_2 нормаль бағыттарына ешқандай шек қойылмайды. Екінші ортадағы электромагниттік толқынның таралу жылдамдығын v_2 деп алайық. Сонда

$$E = \operatorname{Re} E_{00} \exp \left[i\omega \left(t - \frac{x \cos \alpha + z \cos \gamma}{V_1} \right) \right]$$

$$E_1 = \operatorname{Re} E_{01} \exp \left[i\omega_1 \left(t - \frac{x \cos \alpha_1 + y \cos \beta_1 + z \cos \gamma_1}{V_1} \right) \right]$$

$$E_2 = \operatorname{Re} E_{02} \exp \left[i\omega_2 \left(t - \frac{x \cos \alpha_2 + y \cos \beta_2 + z \cos \gamma_2}{V_2} \right) \right]$$

$z = 0$ болғандағы электр өрісі кернеулігінің тангенсті құрамалары тең болатын шекаралық шарттың түрі төмендегіше жазылады:

$$E_\tau + E_{\tau_1} = E_{\tau_2}$$

Бұл шарт кез келген t уақыт моменті және кез келген x , y координаталары үшін орындалуы керек. Басқаша айтқанда

$$E_{00\tau} \exp \left[i\omega \left(t - \frac{x \cos \alpha}{V_2} \right) \right] + E_{01\tau} \exp \left[i\omega_1 \left(t - \frac{x \cos \alpha_1 + y \cos \beta_1}{V_1} \right) \right] =$$

$$E_{02\tau} \exp \left[i\omega_2 \left(t - \frac{x \cos \alpha_2 + y \cos \beta_2}{V_2} \right) \right]$$

Бұл *тепе-теңдік* тек төмендегі шарттар орындалғанда ғана дұрыс болады:

1. $\omega = \omega_1 = \omega_2$ (бұл нәтиже кәдімгі біз қарастырып отырған сызықтық есептердікі сияқты).

2. $\frac{\cos \beta_1}{V_1} = \frac{\cos \beta_2}{V_2} = 0$. Түскен \vec{E} толқынға түсірілген \vec{n} нормаль zx жазықтығында жатыр деп ұйғарсақ, онда біз шағылған және сынған толқындардағы (\vec{n}_1 және \vec{n}_2) нормальдары да осы жазықтықта жатады деген тұжырымға келеміз.

3. $\frac{\cos \alpha}{V_1} = \cos \frac{\alpha_1}{V_1} = \cos \frac{\alpha_2}{V_2}$ бұл қатынастарды анализдеуді қатарынан *екі фазада* қарастырғанымыз қолайлы:

3.1. $\cos \alpha = \cos \alpha_1$; демек $\alpha = \alpha_1$, яғни электромагниттік (жарық) толқындарының шағылысу заңы алынады: толқынның шағылысу бұрышы түсу бұрышына тең $\gamma = \gamma_1$.

3.2. $\frac{\cos \alpha}{\cos \alpha_2} = \frac{V_1}{V_2}$. Мұнда $\alpha + \gamma = \pi/2$ және $\alpha_2 + \gamma_2 = \pi/2$ ескерсек $\sin \gamma / \sin \gamma_2 = V_1 / V_2$ электромагниттік толқындардың сыну заңын аламыз. $V_1 = c/n_1$ және $V_2 = c/n_2$ екендігін еске алып, соңғы өрнекті былай жазуға болады

$$\frac{\sin \gamma}{\sin \gamma_2} = \frac{V_1}{V_2} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21} \quad (16.1)$$

Оптикада мұндай қатынасты *Снелли заңы* деп атайды. Мұндағы n_1 және n_2 бірінші және екінші ортаның абсолют сыну көрсеткіштері, n_{21} – екінші ортаның бірінші ортаға

қарағандағы салыстырмалы сыну көрсеткіші, ал c – вакуумдегі электромагниттік (жарықтың) толқындардың таралу жылдамдығы.

Егер жарық кері бағытпен (яғни екінші ортадан бірінші ортаға γ_2 бұрышпен түскен жағдайда) таралатын болса, онда түскен және сынған сәулелер орындарымен алмасады (жарық сәулелерінің қайтамдылық қасиеті). Бұл жағдайда $n_{21} = 1/n_{12}$ қатынасы орын алады.

Жарық оптикаша тығыздығы кем ортадан оптикаша тығыздығы артқы ортаға таралғанда, түсу бұрышының ұлғаюына байланысты, шағылған жарық энергиясының мәні өседі. Ал бұл жағдайда сынған сәуленің энергиясының мәні кемиді.

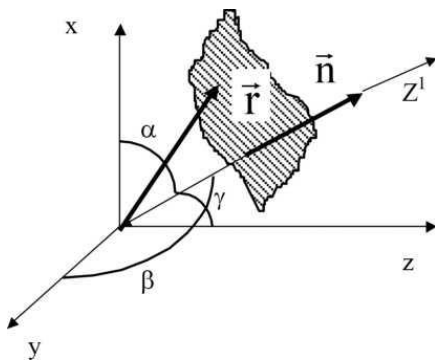
Егер жарық оптикаша тығыздығы артық ортадан оптикаша тығыздығы кем ортаға (абсолют сыну көрсеткіші аз) ортаға таралғанда, түсу бұрышының ұлғаюына байланысты, шағылған жарық энергиясының бөліктері де өседі. Бірақ та түсу γ_{np} бұрышының кейбір мәнінен бастап сәуленің барлық жарық энергиясы шекаралық беттен шағылады да жарық бірінші ортадан екінші ортаға өтпейді (толық ішкі шағылу құбылысы). Түскен жарық түгел шағылып, кейін серпіледі. Шекті толық ішкі шағылу γ_{np} бұрышын, (1) өрнектегі $\gamma = \pi/2$ және $n_1 > n_2$ екендігін еске алып, анықтауға болады:

$$\sin \gamma_{np} = n_2 / n_1 \quad (16.2)$$

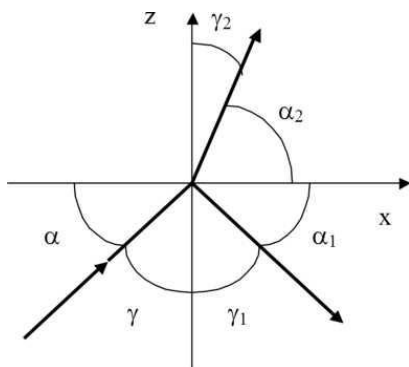
16.2.2. Жарықтың дисперсиясы

Ақ жарықтың сыну, дифракция немесе интерференция кезіндегі спектрге жіктелуін жарықтың *дисперсиясы* деп атайды. Дәлірек айтсақ, жарықтың дисперсиясы дегеніміз электромагниттік толқынның (жарықтың) фазалық жылдамдығының оның жиілігіне (толқын ұзындығына) тәуелділігі.

$$n = f(\lambda_0) \quad (16.3)$$



16.1-сурет. Кез келген бағыт бойымен таралатын жазық толқын теңдеуін қорытып шығару үшін



16.2-сурет. Электромагниттік толқындардың шағылу және сыну заңдарын қорытып шығару үшін.

Мұндағы λ_0 – вакуумдегі жарық толқынының ұзындығы. Берілген заттың сыну көрсеткішінің толқын ұзындығына тәуелділігінің мөлшерлік сипаттамасы үшін *орташа және салыстырмалы дисперсия* деген ұғымдар енгізіледі. Мысалы, λ_1 және λ_2 екі толқын ұзындықтарына n_1 және n_2 сыну көрсеткіштері сәйкес келетін болса, онда заттың орташа дисперсиясы мынандай қатынастармен өрнектеледі:

$$\frac{\Delta n}{\Delta \lambda} = (n_2 - n_1)/(\lambda_1 - \lambda_2) \quad (16.4)$$

Практикада дисперсияның өлшемі ретінде не орташа ($n_F - n_C$) дисперсияны, не салыстырмалы дисперсияны

$$(n_F - n_C)/(n_D - 1) \quad (16.5)$$

алады. Мұндағы n_F, n_C, n_D – толқын ұзындықтары $\lambda_F = 486,1 \text{ нм}$, $\lambda_C = 656,3 \text{ нм}$ және $\lambda_D = 589,3 \text{ нм}$ болатын F, C, D фраунгофер спектрлік сызықтары үшін сыну көрсеткіштері. Салыстырмалы дисперсияға кері шама *дисперсия коэффициенті*

$$v = (n_D - 1)/(n_F - n_C) \quad (16.6)$$

деп аталады, бірақта бұл шама сирек пайдаланылады.

Барлық мөлдір түссіз заттар (16.3)- функцияның мәні ($dn/d\lambda < 0$) болады. Мұндай сипаттамалы дисперсияны қалыпты дисперсия деп атайды. Егер зат жұтатын болса, онда жұтылу алқабында және оның төңірегінде *аномаль* ($dn/d\lambda > 0$) дисперсия байқалады.

Жарықтың дисперсия құбылысын, мысалы, жарық толқыны электромагниттік өрісінің ортаның электр зарядтарымен әсерлесуі тұрғысынан түсіндіруге болады.

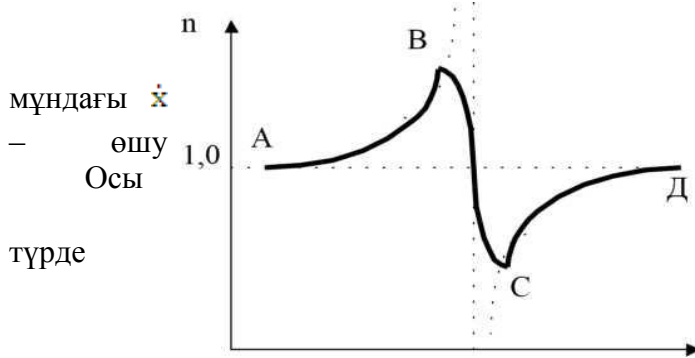
Диэлектрик (орта) жарық толқынының электр өрісінің әсерінен поляризацияланады. Ортаның поляризациялануы поляризация векторы \vec{P} шамасымен бағаланады: $\vec{P} = N e \vec{x}$. Мұндағы N – көлем бірлігіндегі дипольдар саны, $e \vec{x}$ – дипольдің электрлік моменті. Поляризация векторының мәні жарық толқынының электр өрісі \vec{E} кернеулігіне тура пропорционал: $\vec{P} = \epsilon_0 \chi \vec{E}$: мұндағы χ – заттың электрлік қабылдағыштығы, ол заттың диэлектрлік өтімділігімен ϵ байланысты: $\epsilon = 1 + \chi$. Максвелл теориясы бойынша: $n = \sqrt{\epsilon \mu}$, мұндағы μ – ортаның магниттік өтімділігі, көптеген мөлдір денелер үшін $\mu \approx 1$. Сонымен, жоғарғы айтылғандарды ескере отырып, мынандай өрнекті алуымызға болады:

$$n^2 = 1 + (N \cdot e / \epsilon_0 E) x \quad (16.7)$$

Жарық толқындарының электромагниттік өрісі әсерінен зат атомының құрамына кіретін электронның қозғалыс теңдеуін құрып, x ығысудың (ауытқудың) өлшемін табуымызға болады. Осы мақсатпен жеке электронға әсер ететін күштерді қарастыралық:

1. Өтетін жарық толқынына электр өрісі тарапынан әсер ететін қоздырушы күш шамасы: $f_1 = e E_0 \sin \omega t$, мұндағы E_0 – өріс кернеулігінің амплитудасы, ω – бұрыштық жиілік.

2. Квазисерпімді күш $f_2 = -m_0 \omega_0^2 x$, мұндағы ω_0 – электронның меншікті жиілігі, m_0 – электронның массасы.



3.Өшетін тербеліске әкеліп соқтыратын үйкеліс күші: $f_3 = -m_0\beta\dot{x}$, – электронның қозғалыс жылдамдығы, β көрсеткіші. келтірілген күштерді ескере отырып электронның қозғалыс теңдеуін мына жазуға болады:

$$m_0\ddot{x} = eE_0 \sin \omega t - m_0\omega_0^2 x - m_0\beta\dot{x} \quad (16.8)$$

Бұл дифференциалдық теңдеудің шешімі

$$x = A_0 \sin(\omega t + \varphi) \quad (16.9)$$

Өрнек түрінде болады. Мұндағы

$$A_0 = eE_0 / m_0 \sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2} \text{ и } \operatorname{tg} \varphi = -2\beta\omega / (\omega_0^2 - \omega^2) \quad (16.10)$$

Егер үйкеліс күштері аз болса ($\beta \rightarrow 0$), онда (16.9) өрнектің орнына

$$x = \left[E_0 / m_0 (\omega_0^2 - \omega^2) \right] \sin \omega t \quad (16.11)$$

жазамыз; (16.11) өрнектегі x -тің мәнін (7) теңдеуіне қойып, біржола

$$n^2 = 1 + \left[e^2 / \varepsilon_0 m_0 (\omega_0^2 - \omega^2) \right] \quad (16.12)$$

Өрнегін аламыз. (16.12)-қатынасқа анализ жасалынып, ол $n=f(\omega)$ график түрінде 16.3 суретте көрсетілген.

Суретте келтірілген дисперсия қисығының АВ және CD бөліктері қалыпты дисперсияға, BC бөлігі аномаль дисперсияға сәйкес келеді. $\omega = \omega_0$ болғанда үйкеліс күштерінің болмағандығынан ($\beta = 0$) сыну көрсеткішінің белгілі нақты мәні болмайды (пунктир сызық). Егер тербелістің

16.3-сурет. Жиілігі ω_0 жеке жұтылу жолағының жанындағы дисперсияның түрі

өшетінін ескеретін болсақ, онда сыну көрсеткішінің жиіліктің өсуіне байланысты кеми түсетіндігін (аномаль дисперсия) көрсететін BC бөлігі пайда болады. Бұл жағдайда резонанстың жұтылу алқабында байқалады (ω_0 -ге жақын ω жиілігі үшін).

Аномаль дисперсия жарық жұтылу құбылысына тығыз байланысты. Сыну көрсеткіштері үлкен алқаптарда жарық күштірек жұтылады. Жарық жұтылу салдарынан дисперсия қисығы өзгермейді, аномаль дисперсия алқабы білінеді.

(16.8) қозғалыс теңдеуі толық емес, өйткені мұнда көршілес молекулалар мен дипольдардың әсері ескерілмеген. Егер осы фактор ескерілетін болса, онда Лоренц пен Лорентцтің көрсетулері бойынша, сұйықтардағы полярлық емес молекулалар үшін сыну көрсеткіш (n):

$$\begin{aligned} (n^2 - 1)/(n^2 + 2) &= (4\pi/3)N\alpha \\ \text{және} \quad [(n^2 - 1)/(n^2 + 2)]M/\rho &= (4\pi/3)N\alpha \end{aligned} \quad (16.13)$$

болады. Мұндағы N – көлем бірлігіндегі бөлшектер саны, α -молекулалардың поляризациялануы, N_0 – Авогадро саны, ρ – заттың тығыздығы, M – мольдік масса.

$[(n^2 - 1)/(n^2 + 2)]M/\rho = R$ шамасы *молекулалық рефракция* деп аталады. Ерітінділер үшін молекулалық рефракциялардың аддитивті ережесі орындалады. (Ерітіндінің рефракциясы компоненттердің рефракцияларының қосындысынан тұрады: $R = \sum_k c_k R_k$, мұндағы c_k - мольдік бөліктердегі k -шы компонент концентрациясы).

Егер екі компонент бірқалыпты қоспадағы бір көлем бірлігіндегі молекулалардың саны N_1 және N_2 болса, онда (13) формуласын мына түрдежазуға болады:

$$(n^2 - 1)(n^2 + 2) = (4\pi/3)(N_1\alpha_1 + N_2\alpha_2) \quad (16.14)$$

мұндағы сыну n - қоспаның сыну көрсеткіші;

$$N_1 = \left(\frac{\rho_1}{M_1}\right)N_0, \quad \rho_1 = \frac{M_1}{(V_1 + V_2)}$$

$$N_2 = \left(\frac{\rho_2}{M_2}\right)N_0, \quad \rho_2 = \frac{M_2}{(V_1 + V_2)}$$

V_1 - бірінші компоненттің көлемі, V_2 – екінші компоненттің көлемі.

Таза компоненттердің тығыздықтарын төмендегіше белгілейік:

$$\rho_{01} = \left(\frac{M_1}{V_1}\right), \quad \rho_{02} = \left(\frac{M_2}{V_2}\right), \quad \text{ал көлемдік тығыздық} - \delta = [V_1/(V_1 + V_2)]. \quad \text{Сонда} \quad (16.14)$$

теңдеуді төмендегіше жазуға болады:

$$\frac{n^2 - 14\pi}{n^2 + 23} N_0\alpha_1 \frac{\rho_{01}}{M_1} \delta + \frac{4\pi}{3} N_0\alpha_2 \frac{\rho_{02}}{M_2} (1 - \delta) = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} + \left[\frac{4\pi}{3} N_0\alpha_1 \frac{\rho_{01}}{M_1} - \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right] \delta \quad (16.15)$$

немесе

$$\frac{\langle n \rangle^2 - 1}{\langle n \rangle^2 + 2} = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} + \left[\frac{n_1^2 - 1}{n_1^2 + 2} - \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right] \delta \quad (16.16)$$

16.2.3. Сыну көрсеткіштерін анықтау

Газ тәріздес, сұйық және қатты денелердің сыну көрсеткіштерін анықтау тәсілдерін, негізінде, үшт әдіспен жүргізуге болады.

Бірінші әдіс: призма жасалынған материалдың сыну көрсеткіштерін, призмадағы сәуленің ең аз бұрылу бұрышын өлшеу арқылы анықтау керек. Өлшеу *спектрометрлер* (*ганиометр-спектрометр*) көмегімен жүргізіледі.

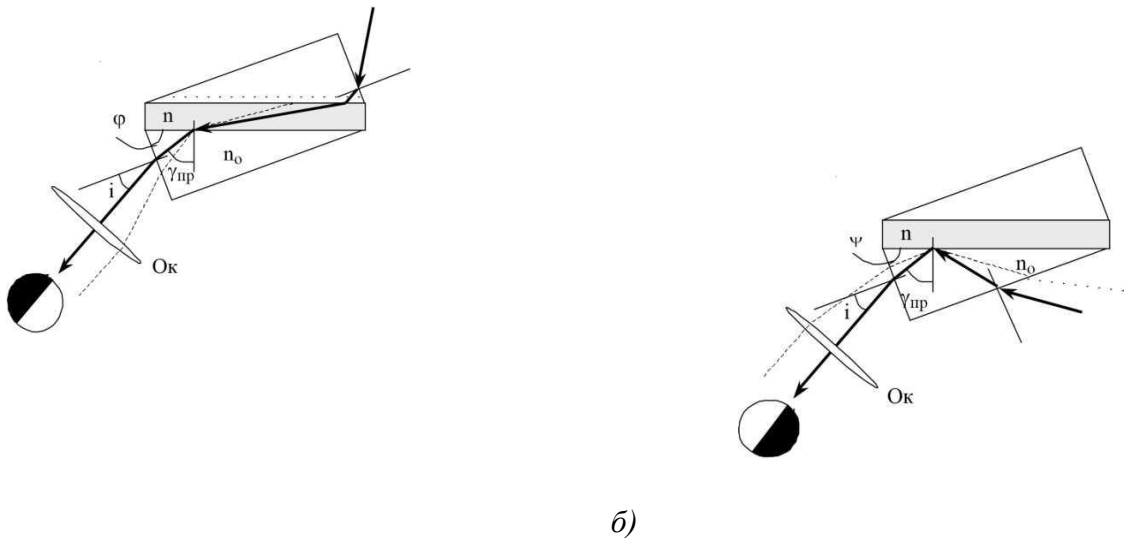
Екінші әдіс: толық ішкі шағылу құбылысына негізделген. Бұл құбылыс жарық әртүрлі сыну көрсеткіші бар екі ортаның шекаралық бетінен өткендегі сынған шекті сәулелерді бақылау кезінде байқалады. Осы әдіске негізделіп жасалынған приборлар *рефрактометрлер* деп аталады.

Үшінші әдіс: зерттелетін заттың оптикалық тығыздығын эталонмен салыстыруға, дәлірек айтқанда, сыну көрсеткіші әртүрлі орталарда когерентті сәулелердің таралуындағы жол айырмасын анықтауға негізделген. Осы әдіске негізделіп жасалынған приборларды *интерферометрлер* (интерферометрлік рефрактометр) деп атайды.

Біз бұл жұмыста тек екінші әдісті ғана қарастырамыз. Жоғарыда айтылғандай бұл әдіс бойынша өлшеулер рефрактометрлердің көмегімен жүргізіледі. Олардың ішіндегі көп таралғаны Аббе жүйесіндегі РЛ, РПЛ-3, ИРФ-22 және т.б. типті рефрактометрлер.

Прибордың негізгі бөлігі-сыну көрсеткіші 1,700-ден асатын шыныдан жасалған екі тік бұрышты призмадан түзілген күрделіпризма. Жоғарғы призма – жарықтандырғыш (гипотенузалық қыры-сәулелерді шашыратуға арналған күңгірт бет), ал төменгі призма-өлшеуіш (призма) болып табылады (16.4а сурет).

Жарықтандырғыш призманың гипотенузалық жақ бетінен шашыраған жарық сәулесі сыну көрсеткіші n болатын зерттелінетін сұйықтың жұқа жазық –параллель қабатынан өтіп, төменгі (өлшеуіш) призманың диагональ жағына 0° ден 90° қа дейінгі аралықта жататын кез-келген бұрышпен келіп түседі.



а)

б)

16.4 сурет. Сәуленің сырғанап таралу (а) және толық ішкі шағылу (б) әдістерін қолданудағы сәулелердің призмалардағы жолы

Сырғанап таралатын жарық шоғы (түсу бұрышы 90° - қа тең) өлшеуіш призманың гипотенузалық жағынан сынып, ары қарай шекті сыну $\gamma_{пр}$ бұрышпен жүре отырып, одан i бұрышпен сыртқа шығады. Осы i бұрышы шашыраған шоқтың барлық қалған сәулелерді үшін ең аз бұрыш болып табылады. Сондықтан да көру трубасының O_k окулярының көріну өрісінде жарық және қара-қоңыр өрістің бөлінетін айқын шекарасы бақыланады (жоғарғы жағында қара – қоңыр өріс, төменде – жарық өріс).

Егер алғашқы жарық шоғын төменнен өлшеуіш призманың (16.4б сурет) үлкен катетіне бағыттасақ, онда окулярдағы қара-қоңыр және жарық өрістердің орындарының ауысқанын көреміз (жоғарғы жағында – жарық өріс, төменде қара-қоңыр).

Өлшеуіш призманың n_0 сыну көрсеткішін және геометриясын біле отырып, зерттелінетін сұйықтың n сыну көрсеткішінің басқа белгілі параметрлермен аналитикалық байланыс түрін оңай анықтауға болады:

$$n = \sin \varphi \sqrt{n_0^2 - \sin^2 i} - \cos \varphi \sin i \quad (16.17)$$

Бұл формула рефрактометрлерді конструкциялаудың және олардың есеп алынатын шкалаларын градуирлеудің негізіне жатады.

16.3. РПЛ-3, РЛ және ИРФ-22 рефрактометрлердің құрылысы

Приборлардың оптикалық схемалары 5 суретте келтірілген.

Рефрактометрлердің негізгі бөліктері: өлшеуіш тетік (жарықтандырғыш 2 және өлшеуіш призмалар 3, компенсатор 5 және көру трубасы (детальдары – 5,6,7,8,9).

Жарық сәулесі 1 жарықтандырғыштан (немесе РЛ және ИРФ-22 рефрактометрлердің айнасынан), диагональ жазықтықтарының аралығында зерттелінетін заттың нәзік қабаты бар, қос призмаға бағытталады. Сәуле ары қарай дисперсиялық компенсатор 4, көру трубасының объективі 5, призма 6, визирлік сызықтар РПЛ-3, РЛ үшін (үш сызықша және ИРФ-22 үшін айқасқан сызық) бар тор 7, шкала 8 және окуляр 9 арқылы өтіп, бақылаушының көзіне келіп түседі.

Дисперсиялық компенсатор шекаралық жарық-көлеңке беттің спектрлік бояулығын жою үшін қолданылады. Мұнда Амичи призмалары ($\lambda_D = 589,3$ нм тең сары сәулелерді ауытқусыз өткізетін, тікелей көретін призма) компенсатордың құрама бөліктері болып табылады. ИРФ-22 рефрактометріндегі екі компенсациялайтын призмалар дисперсиясы айнымалы оптикалық жүйе түзейді, компенсатордың дұрыс орнықты болуы призмаларды сәуле бағытының айналасында бұру арқылы қамтамасыз етіледі.

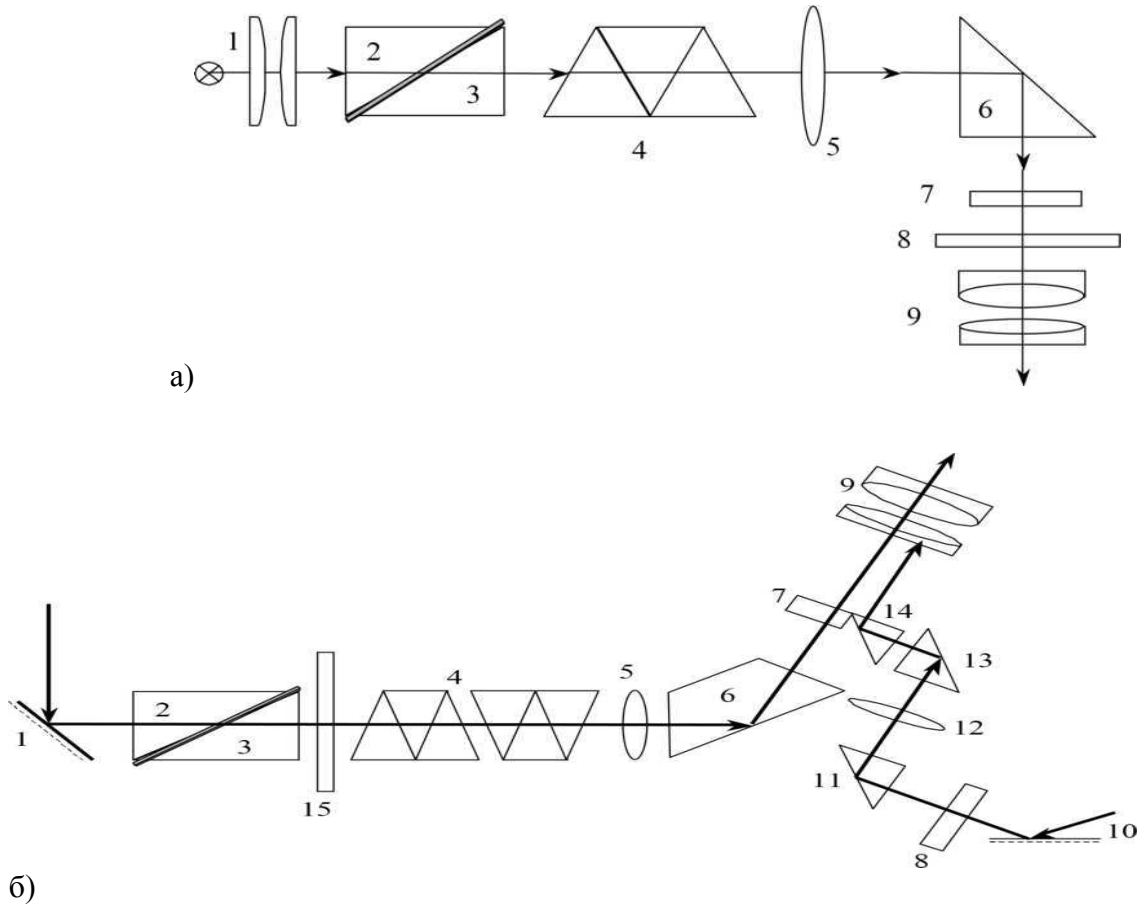
Тордың визирлік сызығы жарық-көлеңке шекарасымен тұспа-тұс келтіріледі және шкала бойынша сыну көрсеткіші есептелінеді. Визирдің жарық және қара-қоңыр өрістерді ажырату шекарасымен тұспа-тұс келтіру екі тәсілмен іске асырылады.

1. Көру трубасын (компенсатормен қоса) сәуленің өлшеуіш призмадан (РПЛ-3 және РЛ рефрактометрлері үшін) шағардағы сурет жазықтығына перпендикуляр болатын осьтің айналасында бұру арқылы;

2. Прибордың шкаласымен бірге қосып өлшеуіш бас тетікті, жоғарыда айтылған оське қатысты, бұру арқылы (ИРФ-22 рефрактометрі үшін);

ИРФ-22 рефрактометрінде 8 шкала 10 айна арқылы жарықталынады және 11,13,14 призмалар жүйесі арқылы микрообъектив көмегімен 9 окулярдың фокальдық жазықтығына проекцияланады.

Рефрактометрлердің өлшеуіш бас тетігі жарықтандырғыш және өлшеуіш призмалардан тұратын екі камера түрінде жасалынады. Камералар өзара шарнирмен қосылған (жоғарғы камера төменгісіне қатысты ашылады) және олардың, термостаттан сұйықтарды келтірілге және шығаратын сыртқы штуцер бар. Сонымен қатар, бас тетіктің екі камерасының да жарық шоқтарын бағыттайтын терезешесі болады.



а)

б)

16.5 сурет. РПЛ-3, РЛ (а) және ИРФ-22 (б) рефрактометрлердегі сәулелер жолының принциптік схемасы.

1-жарықтандырғыш (айна), 2- жарықтандырғыш призма, 3- өлшеуіш призма, 4- дисперсиялық компенсатор, 5- көру трубасының объективі, 6- бұратын призма, 7- визирлік сызықтары бар тор, 8- сыну көрсеткіштерінің мәндерін көрсететін шкала, 11,13,14 – бұратын призмалар жүйесі, 12-8, шкаланы 7 визирлік сызықтары бар торға фокустайтын микрообъектив, 15 қорғаныс шынысы.

Жарықты түссіз және әлсіз боялған сұйықтар үшін жоғары (жарықтандырғыш) призмаға бағыттап жібреді. Интенсивті боялған, жарықты күшті жұтатын, сұйықтардың сыну көрсеткіштерін өлшеу үшін төменгі (өлшеуіш) призманың терезешесін пайдаланады.

РПЛ-3 және РЛ рефрактометрлерінде сыну көрсеткіші шкаласымен қатар қанттың концентрациясын процентпен көрсететін екінші шкала бар. Әрине, жалпы шкаланың бұл бөлігі тек қант ерітінділерімен жұмыс істегенде ғана пайдаланылады.

РПЛ-3 және РЛ рефрактометрлер үшін n_D сыну көрсеткішінің өлшеу шектері 1,3000 тен 1,5400 ге дейін, ал ИРФ-22 үшін 1,7000-ке дейін болады.

Көп ретті өлшеулер үшін сыну көрсеткіштері n_D шкаласы бойынша жіберілетін қателік $\pm 2 \cdot 10^{-4}$.

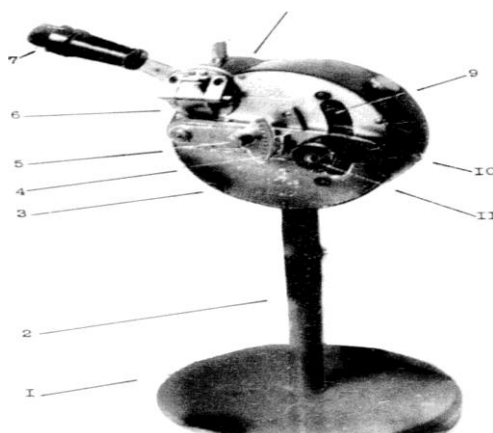
16.4. Жұмыс тапсырмалары және эксперимент әдістемесі

16.4.1. РПЛ-3 (ИРФ-22) рефрактометрдің құрылысымен және жұмыс істеу принципімен танысыңыздар.

16.4.2. Рефрактометрдің ноль-пунктке қойылуын тексеріңіз. Ол үшін алдымен өлшеуіш бас тетіктің жоғарғы камерасын ашу керек. Содан кейін дистилляцияланған сумен жоғарғы және төменгі камералардың жазықтықтарын жуу керек және призмалардың беттеріне фильтр қағаздарды төсеп сұйықтың қалдықтарын кетіру қажет (призмалардың беттерін сүртуге болмайды).

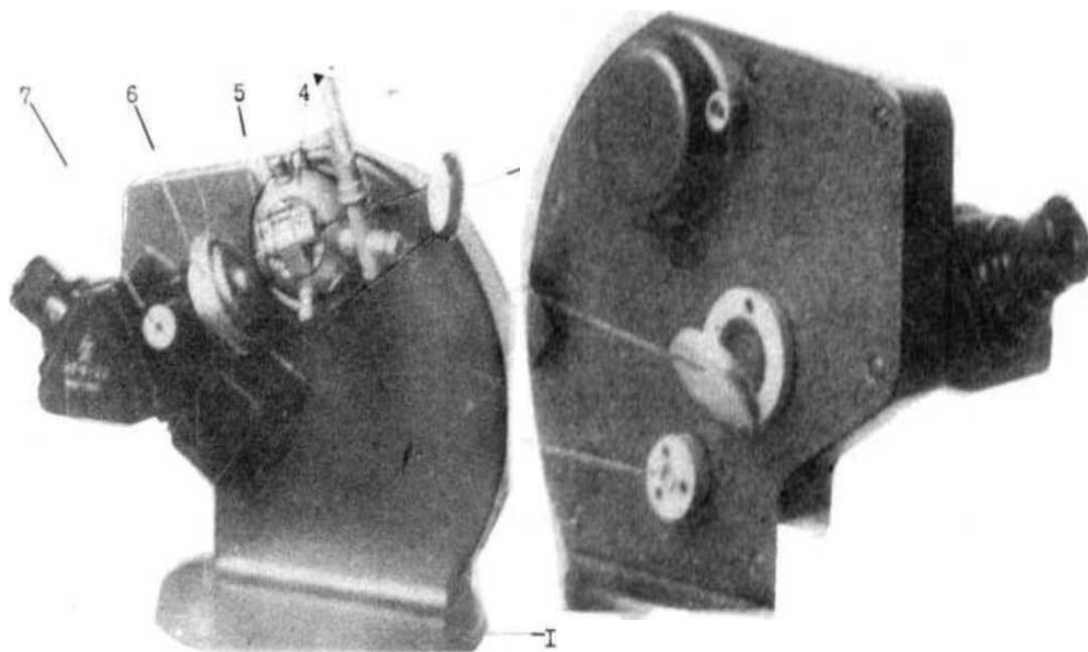
Ұшы балқытылған шыны таяқшамен (капельница) өлшеуіш призма жазықтығына 1-2 тамшы дистилляцияланған суды тамызады да бас тетіктің жоғарғы камерасын жабады.

РПЛ-3-тің рукояткасын окулярымен қоса төменгі орнына түсіріп, оны көріну өрісінде жарық-көлеңке шекарасы пайда болғанша жылжытып отырады. ИРФ-22 рефрактометрінде мұндай жұмысты маховичок 10 бұру арқылы іске асыруға болады (7).



16.6-сурет. РПЛ-3 (РЛ) рефрактометрiнiң жалпы түрi:

1-прибордың негiзi, 2-дiңгек, 3-прибордың корпусы, 4-дисперсиялық компенсатордың шкаласы, 5-компенсаторды бұру винтi, 6-өлшеуiш призмасы бар төменгi камера, 7-қызыл жарық фильтрлi жарықтандырғыш (немесе РЛ-рефрактометрi үшiн – айна), 8-жарықтандырғыш призмасы бар жоғарғы камера, 9-прибор шкаласы, 10-тордың визирлiк сызықтарын жарық-көлеңке шекарасымен беттестiретiн рукоятка (жоғары-төмен жылжыту), 11-окуляр.



16.7-сурет. ИРФ-22 рефрактометрiнiң жалпы түрi:

1-прибордың негiзi, 2-прибордың корпусы, 3-зерттелетiн затты жарықтандыратын айна, 4-жарықтандырғыш призмасы бар камера, 5-өлшеуiш призмасы бар камера, 6-заттың орташа дисперсиясын бағалайтын шкала, 7-дисперсиялық компенсатордың призмаларын айналдыратын маховичок, 8-прибордың көру трубасының окуляры, 9-оны бұрай отырып

жарық-көлеңке бөліну шекарасын тордың айқас сызықтарымен (визир) тұспа-тұс келтіруге болады.

Көріну өрісін бақылағанда окулярдың бағыттағыш венчигін көріну өрісінде шкала бөліктері мен тордың визирлік сызықтарының айқын кескіні пайда болғанға дейін айналдыру қажет.

Жарықтандырғышты прибордың кіру терезешесінің алдында жоғары және төмен жылжыта (айнаның бағытын өзгерте) отырып, көріну өрісінің жарықталынуының дұрыс болуына қол жеткізу керек. Ал 6-суреттегі 4 шкаласы бар секторды (7-суреттегі 7 маховикті) бұра отырып, дисперсиялық компенсатордың призмаларын айналдыру қажет. Сонда ғана жарық-көлеңке шекарасының бояулығы жойылады.

Тордың визирлік сызығын жарық-көлеңке шекарасымен тұспа-тұс келтіре отырып шкала бойынша есеп жүргізіледі. Приборды дұрыс қалыпқа келтіріп орнықтырғанда 20°C -да жарық-көлеңке шекарасы сыну көрсеткіштері шкаласының $n_D = 1,33299$ бөлігіне тұспа-тұс дәл келуі керек. Көрсетудің осы мәнінен ауытқыған жағдайда пайда болатын айырмашылықты барлық келесі өлшеулерде ескеру қажет.

16.4.3. Концентрациясы әртүрлі екі компонентті және бір компонентті сұйықтардың сыну көрсеткіштерін өлшеңіздер. Өлшеу әдістемесі 4.2-пунктегідей.

16.4.4. 4.3-пунктегі біркомпонентті сұйықтардың сыну көрсеткіштерін өлшеу нәтижелерін пайдаланып молекулалардың α поляризациялануы мен тиімді $r = \sqrt[3]{\alpha}$ радиустарын (16.13) формулаға сәйкес есептеп табыңыздар.

16.4.5. (15)-Лоренц-Лорентц формуласын тексеріңіз. Тексеруді 4.3-пунктегі өлшеудің берілгендерін пайдаланып, есептеумен және $\left[\frac{n^2-1}{n^2+2}\right] = f(\delta)$ график түрінде жүргізіңіздер.

16.4.6. Концентрациясы белгісіз екі компонентті ерітіндінің сыну көрсеткішін өлшеңіз. Концентрациясының мәнін 4.5-пунктегі графиктен анықтаңыз.

16.4.7. Зерттелінетін сұйық қабатын мүмкін болатын екі әдіспен прибордың өлшеуіш бас тетігінің жоғарғы және төменгі терезелері арқылы – жарықтандырған сәттегі сыну көрсеткішті өлшеудегі дәлдікті бағалаңыз.

16.1. Кесте

%	n			

16.5. Бақылау сұрақтары

16.5.1. Абсолют және салыстырмалы сыну көрсеткіштері дегеніміз не?

16.5.2. Толық ішкі шағылу құбылысының мәні неде?

16.5.3. Аббе жүйесі бойынша рефрактометрдің жұмыс істеу принципін түсіндіріңіз (жарық және қара-қоңыр өрістің айқын шекарасының түзілуі).

16.5.4. Рефрактометрдегі дисперсиялық компенсатордың қажеттілігі мен жұмыс істеу принципін түсіндіріңіз.

16.5.5. Меншікті, атомдық және молекулалық рефракция дегеніміз не?

16.6.Әдебиет

16.6.1. Ландсберг Г.С. Оптика. –М: Наука, 1976

16.6.2. Калитеевский Н.И. Волновая оптика. –М.: Наука, 1971

16.6.3. Шишловский А.А. Прикладная физическая оптика. –М.: Физматгиз, 1961

16.6.4. Физический практикум. Электричество и оптика. Под редакцией В.И.Ивероновой. –М.: Наука, 1968.

Ауада альфа-бөлшектердің орташа жүрімін анықтау

17.1. Жұмыстың мақсаты:

17.1.1. Радиоактивті изотоптардың сипаттамаларын альфа-бөлшектердің ауадағы жүрімінің ұзындығынан анықтау.

17.1.2. Альфа-ыдыраудың негізгі заңдылықтарымен танысу.

17.2. Негізгі теориялық қағидалар

17.2.1. Альфа-бөлшектер, ${}^A_Z X$ ядросының



(${}^A_Z X$ -аналық ядро, ${}^{A-4}_{Z-2} Y$ -ұрпақ ядро) схемасына сәйкес ыдырауы кезінде бөлініп шығатын, ${}^4_2 He$ атомдарының ядролары болып табылады.

Аналық ядро альфа-бөлшекті, энергиялық

$$M({}^A_Z X) \geq M({}^{A-4}_{Z-2} Y) + m_\alpha \quad (17.2)$$

шарты мен импульс, толық импульс моменті, изотоптық спин мен кеңістіктік жұптылық бойынша сұрыптау ережелері орындалса ғана, шығара алады.

Тәжірибелерден альфа-ыдыраудың мынадай заңдылықтары тағайындалды:

Альфа-радиоактивті ядролардың жартылай ыдырау периодтары өте кең, $3 \cdot 10^{-7} \text{с} < T_{1/2} < 5 \cdot 10^{15}$ жыл, алқапта өзгереді. Кейде жартылай ыдырау периодының орнына изотопты, жартылай ыдырау периодымен

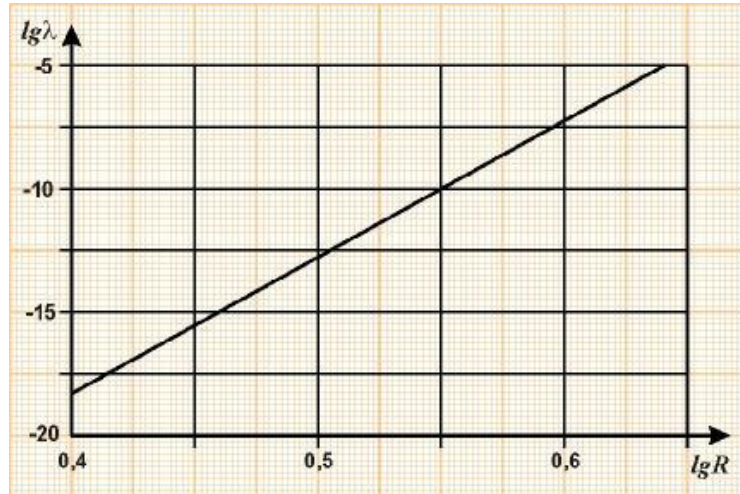
$$T_{1/2} = \frac{0.693}{\lambda} \quad (17.3)$$

өрнегімен байланысқан, λ ыдырау тұрақтысымен сипаттайды. Табиғи радиоактивті изотоптар шығаратын альфа-бөлшектердің кинетикалық энергиялары, негізінен, 4 МэВ пен 9 МэВ аралығында жатады. Тек кейбір элементтер, ұзын-жүрімді деп аталатын, энергиялары 9 МэВ-тен жоғары бөлшектер шығарады.

Альфа бөлшектердің энергиялық спектрі (бөлшектердің энергия бойынша таралуы), альфа радиоактивті элементтердің көбісі үшін, моноэнергиялы. Бірақ кейбір элементтер үшін, моноэнергиялық, альфа-бөлшектердің бірнеше тобының шығарылуына байланысты, нәзік түзіліс байқалады. Альфа-бөлшектердің энергиялық спектрінің дискреттілігі - аналық және ұрпақ ядролардың рұқсат етілген энергия деңгейлерінің дискреттілігінің салдары.

Альфа-ыдырау құбылысы нағыз (өте) кванттық эффект және потенциалдық тосқауыл арқылы өтуге байланысты. Бұл құбылыстың теориясынан жартылай ыдырау периодының

шығарылатын бөлшектердің энергиясына бір мәнді тәуелдігі шығады, Бөлшектердің энергиясын тәжірибелерден (мысалы, альфа бөлшектердің жүрімінің ұзындығынан) анықтауға болады.



17.1-сурет. Гейгер-Неттол заңы.

$T_{1/2}$ -ді теориялық болжау кванттық механиканың ядролық құбылыстарға бірінші рет қолданылуы болды. Оның нәтижесі, тәжірибелерде бақыланатын Гейгер-Неттол тағайындаған

$$\lg \lambda = A + B \lg R \quad (17.4)$$

заңдылығымен сапалық үйлеседі. Мұндағы, R- альфа-бөлшектің ортадағы жүрімі, A мен B эмпирикалық тұрақтылар. R және λ шамаларының логарифмдерінің арасындағы графиктік тәуелділік уран қатары үшін 4.1-суретте көрсетілген. Бұл графиктен альфа бөлшектің жүрімінің белгілі ұзындығы үшін λ шамасының мөлшерін, ал одан (17.3)-формуласын пайдаланып, радиоактивті препараттың жартылай ыдырау периодын бағалауға болады.

17.2.2. Зат арқылы өту кезінде альфа-бөлшек ортаның атомдарымен серпімді және серпімсіз соқтығысады. Атом ядроларымен төменгі энергиялы ($T_\alpha < 10$ МэВ) бөлшектер кулондық тебілудің салдарынан, әсерлеспейді деуге болады. Сондықтан табиғи элементтердің альфа бөлшектері жұтқыштармен әсерлесу кезінде энергияларын, негізінен, атомдарды иондауға иә қоздыруға жұмсайды.

Релятивистік емес энергиялы бөлшектердің жолдың ұзындық бірлігіне келетін энергиялық орташа иондау және қоздыру шығыны Бете формуласымен өрнектеледі.

$$\left(-\frac{dT_\alpha}{dx} \right)_{\text{ион}} = \frac{4\pi e^4 Z_\alpha^2}{mv^2} NZ \ln \frac{2mv^2}{I} \quad (17.5)$$

Мұндағы T_α -альфа бөлшектің кинетикалық энергиясы, eZ_α -оның заряды, Z - жұтқыштың затының реттік нөмірі, N -заттың атомдарының көлем бірлігіндегі саны, m -электронның массасы, v -бөлшектің жылдамдығы, I -атомның орташа қоздырылу энергиясы.

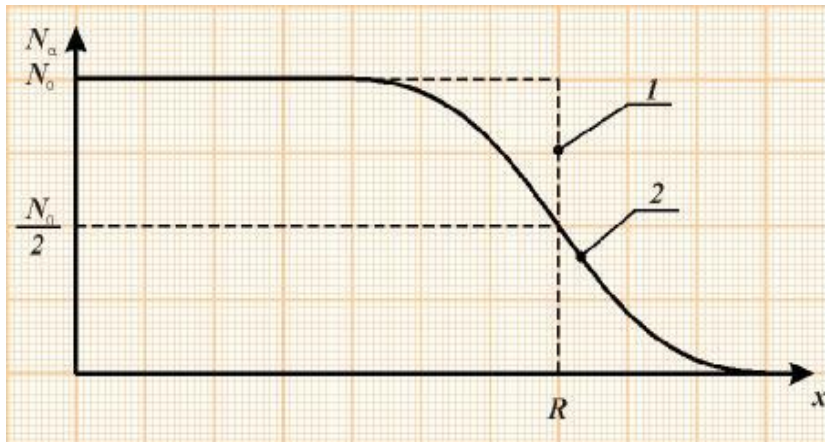
(17.5)-теңдеуін интегралдау арқылы R жолдың ұзындығының альфа-бөлшектің бастапқы энергиясына бір мәнді тәуелді екенін табуға болады:

$$E_\alpha \geq 15 \text{ МэВ} \text{ үшін } R \sim \frac{T_\alpha^2}{NZ}, \text{ (Виддингтон заңы)} \quad (17.6)$$

$$\text{немесе } E_\alpha \sim 4 \div 10 \text{ МэВ} \text{ үшін } R \sim \frac{T_\alpha^{3/2}}{NZ}, \text{ (Гейгер заңы)} \quad (17.7)$$

Бұл қатынастарға сәйкес, жұтқыш арқылы өткен монохроматтық альфа-бөлшектердің N_α санының жұтқыштың r қалыңдығына тәуелділігі 17.2-суретте келтірілгендей болады. (1-сызық).

17.2-суретте 2-нөмірімен белгіленген тәжірибелік қисық есептелген сызықпен тұтас алғанда, ең ақырғы бөлігінен басқасы, үйлеседі. Бұл айырмашылық (17.5)-(17.7) формулаларды алғанда ескерілмеген энергия шығынының статистикалық сипатынан туады. Бастапқы энергиялары бірдей альфа-бөлшектердің өтетін жолдарының шашыраңқылығының себептері мыналарда: а) альфа-бөлшектер өз жолында кездестіретін атомдардың санының флуктуациясы, б) ортада қозғалыс кезінде альфа-бөлшектердің зарядының өзгеруі, альфа-бөлшекке бір не екі электрон жабысуы мүмкін, ал ол оның иондау қабілетін кемітеді. Сөйтіп бұл процеске статистикалық сипат тән.



17.2-сурет. 4.2-суреттегі 2-ші қисықтан, санау жылдамдығы N_0 екі есе кемитін, R_{op} орташа жүрімді табуға болады. Альфа-бөлшектердің ауадағы жүрімі үшін мынадай эмпирикалық тәуелділік табылған ($T_\alpha \sim 4 \div 10 \text{ МэВ}$ үшін)

$$R_{op} = 0.32 T_\alpha^{3/2} \quad (17.8)$$

Мұндағы R-см-мен алынған жол, T_α -альфа-бөлшектің МэВ-пен алынған бастапқы энергиясы. (17.8)-формула ауада $t = 15^\circ\text{C}$ мен $P = 760$ мм сынап бағанасы жағдайында жүргізілген тәжірибелерден алынған.

(17.5) формуладан, иондау шығынының заттың $\rho \sim NZ$ тығыздығына тура пропорционалдығы шығады. Сондықтан альфа-бөлшектің бастапқы энергиясы оның жолының ұзындығы мен ауаның ρ тығыздығының көбейтіндісін анықтайды. (17.5-17.7 қара). Осылардан, альфа-бөлшектердің энергиясын осы көбейтіндінің мәнінен, иә заттың тығыздығы тұрақты кезінде ететін жолдың ұзындығын өзгерту арқылы, иә көз бен тіркегіш арасындағы бекітілген қашықтық кезінде заттың тығыздығын өзгерту арқылы табуға болатыны байқалады.

Бұл кезде алынатын $N(P)$ тәуелділігі мен 17.2-суреттің 2-сызығында көрсетілген $N(r)$ тәуелділігінің ұқсас болатыны анық.

17.3. Жұмысты орындау тәртібі

17.4.1. Қондырғымен танысу.

17.4.2. Қондырғыны жұмысқа дайындау, «Сеть» тетігін басып, қондырғыны 5 мин. қыздыру. «Сброс» тетігін басып, time және imp көрсеткіштерін 0-ге келтіру. «Установка» тетігін басып, «+» немесе «-» таңбалары арқылы уақытты орнату. Есептегішті жауып тұрған пердені ашу.

17.4.3. Альфа-бөлшектердің санау жылдамдығын әртүрлі қашықтықтар үшін өлшеу. Өлшеуді 0,5 см көрсетуінен бастап, 4 см-ге дейін жүргізеді, әр мәні үшін альфа-бөлшектердің санау жылдамдығы 3 рет өлшеулер саны жүргізіледі, уақыт барлық қашықтық үшін 10 сек. деп алыңыз.

K түзетуді мына өрнектен анықтау керек:

$$K = \left[1 - \frac{x/r_0}{\sqrt{1 + (x/r_0)^2}} \right],$$

мұндағы $r_0 = \sqrt{\frac{ab}{\pi}}$, a, b – есептегіштің терезесінің параметрлері, оны сызғышпен өлшеп алыңыз.

Мәліметтерді 1-кестеге тіркеп, графаларды толтыру.

Кесте 1

t , сек	x , см	№	n , имп	n' , имп	\bar{Z} , имп/сек	\bar{Z}' , имп/сек	K	$\frac{\bar{Z} - \bar{Z}'}{K}$
10	0,5	1						
		2						

		3						
1		1						
		2						
		3						
1,5		1						
		2						
		3						
.....								
4								

17.4.4. $\frac{Z-Z'}{K}$ -ның x -қа тәуелділігі графигін сызу.

17.4.5. Графиктен $\frac{Z-Z'}{K}$ санау жылдамдығының бастапқыдан екі есе кемуіне сәйкес келетін бөлік санын табу (R_{op} орташа жолды табу).

17.4.7. R_{op} табылған мәнінен (17.8)-формулань пайдаланып, альфа бөлшектердің бастапқы энергиясын анықтау.

17.4.8.1-графиктен λ ыдырау тұрақтысы мен $T_{1/2}$ жартылай ыдырау периодын анықтау.

17.5. Өздік дайындалу сұрақтары.

17.5.1. Альфа ыдырау және альфа ыдырауға қажет шарттар.

17.5.2. Альфа ыдыраудың негізгі эмпирикалық заңдылықтары.

17.5.3. Туннелдік өтуді талдап, изотоптардың жартылай ыдырау периоды мен альфа-бөлшектердің энергиясы арасындағы байланысты анықтау.

17.5.4. (17.5) формулаға сүйеніп, (17.6) формулань алу.

17.5.5. (17.10) формуласын қорытып шығару.

17.6. Әдебиет

17.6.1. Жуковский Ю.Г., Сергеев В.О., Антонова И.М. Практикум по ядерной физике.- М: Высшая школа, 1975.

17.6.2. Немец О.Ф., Гофман Ю.В. Справочник по ядерной физике.-Киев, 1975.

17.6.3. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика. Теория элементарных частиц. - М.:Наука, 1983.

17.6.4. Кадыров Н. Ядролық физика негіздері.- Алматы: Қазақ университеті, 2000.

№18 ЖҰМЫС

Бета-нұрдың максимал энергиясын толық жұтылу әдісімен анықтау

18.1. Жұмыстың мақсаты:

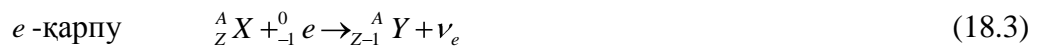
18.1.1. Бета-ыдыраудың негізгі ерекшеліктерімен танысу.

18.1.2. Бета-нұрдың затпен әсерлесуін зерттеу.

18.1.3. Радиоактивті сынаманың бета-нұрының максимал энергиясын тәжірибелік анықтау.

18.2. Негізгі теориялық қағидалар

18.2.1. Бета-ыдырау деп нықсыз ядролардың өздігінен зарядтары +1-ге (β^- -ыдырау) немесе -1-ге (β^+ -ыдырау немесе электрондық қарпу) өзгерген изобар-ядроларға, мына:



схемалар бойынша лептондар шығарып иә жұтып, түрленуін атайды. Мұнда ${}^A_Z X$, ${}^A_{Z+1} Y$ - алғашқы және ақырғы ядролар, ${}^0_{-1} e$ - электрон, ${}^0_{+1} e$ - позитрон, ν_e - электрондық нейтрино, $\tilde{\nu}_e$ - электрондық антинейтрино.

Бұл реакцияларға ядроның құрамындағы нуклондардың өзара түрленулері сәйкес келеді.

Атап айтқанда, ядроның (18.1) ыдырауына нейтронның



арнасымен, ал (2) мен (4)-ке протонның



арналарымен түрленулері сәйкес келеді.

(18.4)-ыдыраудың еркін нейтрон үшін де, ядродағы байланысқан нейтрондар үшін де мүмкін екендігін, ал (18.5) пен (18.6) ыдыраулардың тек байланысқан протонда ғана өте алатындығын атап өткен жөн.

(18.1)-(18.6) - реакциялары нәзік әсерлесулер қатарына жатады. Олар үшін бариондар мен лептондардың сандары сақталады. Бірақ нәзік әсерлесу кезінде изоспиннің, изоспиннің үшінші проекциясының, адрондардың тағы да басқа кванттық сандарының сақталмауы мүмкін. Бұл әсерлесу үшін кеңістіктік жұптылықтың сақталу заңы әрқашан бұзылады.

Келтірілген реакцияларда изотоптық спиннің үшінші проекциясының сақталу заңының орындалмайтыны анық көрінеді, ал жұптылықтың сақталу заңының орындалмайтынын бастапқы және ақырғы бөлшектердің үйектенулердің өлшеу арқылы ғана байқауға болады.

β^\pm -ыдыраулардың энергиялық шарты былай жазылады:

$$E_{\beta^\pm} = \{M_{яд}(A, Z) - M_{яд}(A, Z \mp 1) - m_e\}c^2 > 0 \quad (18.7)$$

Электрондық қарпу үшін бұл шарт

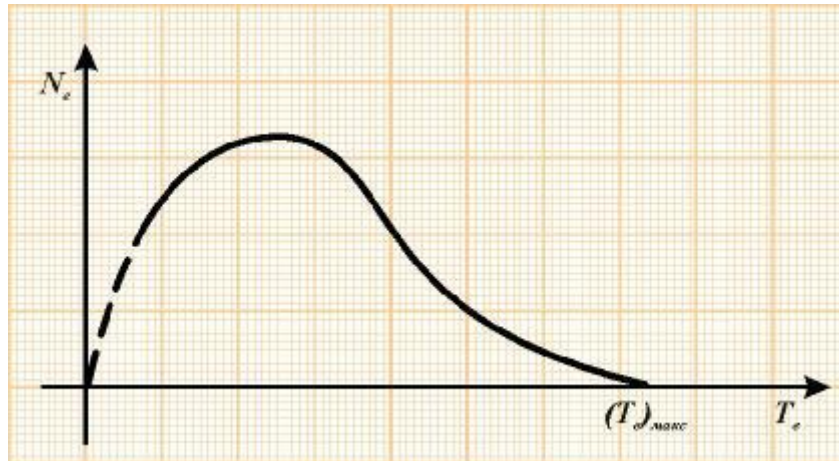
$$E_{\beta^-} = \{M_{яд}(A, Z) + m_e - M_{яд}(A, Z - 1)\}c^2 > 0 \quad (18.8)$$

түрінде жазылады. Бұлардағы E_{β^\pm} - бөлшектердің кинетикалық энергиясы түрінде бөлініп шығатын, ыдырау энергиясы, $M_{яд}$ -ядролардың массалары.

Тәжірибелерден мынадай заңдылықтар тағайындалды:

β^\pm -ыдыраулардың энергиялық спектрі (${}^0_{\pm}e$ -бөлшектердің энергия бойынша таралуы) үздіксіз. Осы іс жүзінде тек қана ұшып шығатын β -бөлшек тіркелетін, β^\pm -ыдырау құбылысының спектрінің үздіксіздігін түсіндіру үшін, бұл ыдырау кезінде тағы да бір бөлшек (ν_e немесе $\bar{\nu}_e$) ұшып шығады, оның салдарынан ыдырау энергиясы осы бөлшек пен β -бөлшекке әртүрлі бөлінеді деп пайымдауға тура келді.

Бір элементтің ядролары шығаратын электрондардың (позитрондардың) кинетикалық T_e энергиясы $0 \leq T_e \leq (T_e)_{\max}$ арасында жатады. Мұнда $(T_e)_{\max} \approx E_{\beta^\pm}$. Энергияның $E_\nu = E_{\beta^\pm} - T_e$ бөлігі нейтриноның (антинейтриноның) еншісіне тиеді. Бета-бөлшектерінің санының энергия бойынша таралуының әлбеттік түрі 18.1-суретте бейнеленген. Әр бета-сынама өзіндік $(T_e)_{\max}$ мен $(T_e)_{op}$ мәндерімен сипатталады.



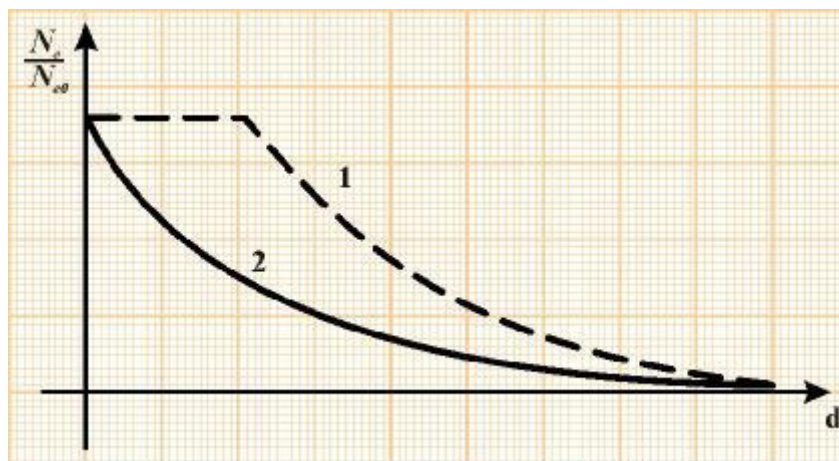
18.1-сурет. Бета-спектр

Зерттеулер белгілі β -радиоактивті сынамалардың максимал энергияларының мәндері 15 КэВ пен 15 МэВ арасындағы кең алқапты қамтитынын көрсетті. Ауыр ядролар үшін орташа энергия $(T_e)_{op} \approx 1/5(T_e)_{max}$, ал жеңіл ядролар үшін $(T_e)_{op} \approx 1/2(T_e)_{max}$

Бета-радиоактивті ядролардың жартылай ыдырау периодтары 10^{-2} -тан $2 \cdot 10^{15}$ жылға дейін өзгереді.

18.2.2. Зарядталған бөлшектер зат арқылы өткенде, оның энергиясы иондау тежелуі, радиациондық тежелу және Черенков нұрлануы есебінен кемиді.

Электронның әр соқтығысында оның импульсы мен энергиясы айтарлықтай өзгереді және бұл өзгерістер аса шашыраңқы болады. Сол себептен энергиялары бірдей электрондардың өзінің заттың бірдей қалыңдығын өткен кездегі шытырман сынық сызық жолдары әртүрлі болады. Сондықтан, монохроматты электрондардың затта жұтылу қисығы 18.2-суретте көрсетілгендей болады. Мұндағы, N -заттың қалыңдығы d қабатын өткен электрондардың, N_0 -заттың сырт бетіне түскен электрондардың саны, d -заттың электрондар өткен қалыңдығы. Егер спектрі үздіксіз электрондардың (яғни, радиоактивтік сынамалардың бета-бөлшектерінің) затта жұтылуын бақыласа, онда жұтылу қисығының түрі басқаша болады. (18.2-суреттегі 2-қисық). Ол моноэнергиялық электрондар жұтылуын сипаттайтын қисықтардың өте көп санының мінгесуінің салдарынан пайда болады.



18.2-сурет.

Радиоактивті бета-нұрланғыштардың көпшілігі үшін N мен N_0 -дің өзара тәуелділігін жорамал түрде қанағаттанарлық дәлдікпен

$$N = N_0 e^{-\mu d} \quad (18.9)$$

өрнегімен бейнелеуге болады. Мұндағы μ -жұтылу (жұту) коэффициенті, d -жұтқыштың қалыңдығы. Қалыңдықтың кіші және өте үлкен мәндері үшін экспоненциалдық заң дәл орындалмайды. Тәжірибе жұтылу μ коэффициентінің заттың ρ тығыздығына пропорционал, ал μ/ρ қатынасының заттың табиғатына тәуелсіз дерлік екенін көрсетеді. μ/ρ шамасын массалық жұту коэффициенті деп атайды. Оның өлшемі [$\text{см}^2 \text{г}^{-1}$].

Жұтылудың физикалық факторларының әр қайсысының ролін қарастырайық.

$T_e \geq m_e c^2$ электрондар үшін бірлік жолдағы иондау шығынын (ауыр бөлшектер үшін шығынмен шатастырмау керек) қарапайым түрде $(dE/dx)_{\text{ион}} \sim nZ$ түрінде жазуға болады. Мұндағы n -ортаның ядроларының тығыздығы, Z -заттың ядросының электр заряды.

Электрондардың бірлік жолдағы тежелу шығынын жуықтап $(dE/dx)_{\text{ион}} \sim nT_e Z^2$ қатынасымен анықтауға болады. Мұндағы T_e - электрондардың кинетикалық энергиясы.

Егер T_e МэВ-пен өлшенсе

$$\frac{(dE/dx)_{\text{ион}}}{(dE/dx)_{\text{ион}}} \cong \frac{T_e Z}{800} \quad (18.10)$$

Берілген жұмыста жұтқыш ретінде қолданылатын мыс ($Z=29$) пен алюминий ($Z=13$) мен белгілі бета-нұрланғыштардың максимал энергиясы (15 МэВ) үшін (18.10)-нан, тежелу шығынының елеусіз аз болатыны көрінеді. Біз қарастыратын орта жарық өткізбейді, сондықтан Черенков нұрлануы болмайды.

Сонымен, біз үшін иондау шығынының ғана мәні бар. Тек иондау шығынын елеп, электрондардың максимал $(T_e)_{\text{max}}$ энергиясы мен олардың заттағы максимал жүру жолы арасындағы қатынасты былай жаза аламыз:

$$R = \rho d_m = [0.15(T_e)_{\text{max}} - 0.0028], \quad 0.05 \text{ МэВ} < (T_e)_{\text{max}} < 0.15 \text{ МэВ} \quad \text{үшін (18.11)}$$

$$R = 0.407(T_e)_{\text{max}}^{1.58}, \quad 0.15 \text{ МэВ} < (T_e)_{\text{max}} < 0.18 \text{ МэВ} \quad \text{үшін (18.12)}$$

$$R = [0.542(T_e)_{\text{max}} - 0.155], \quad (T_e)_{\text{max}} > 0.8 \text{ МэВ} \quad \text{үшін (18.13)}$$

Мұндағы R -г/см²-пен алынған, бета-бөлшектерді толық жұтуға (демек, максимал энергиялы бета бөлшектерді жұтуға) керек алюминийдің қалыңдығы, $(T_e)_{\max}$ бөлшектердің МэВ-пен алынған максимал энергиясы, d-см-мен алынған қалыңдық.

Бұл қатынас бета спектрдің максимал энергиясын заттың тәжірибеден алынған, радиоактивті сынаманың бета-бөлшектері толық жұтылатын, қалыңдығынан анықтауға мүмкіндік береді.

18.3. Жұмысты орындау әдісі

18.3.1 .Құрал-саймандар:

- а) бета-бөлшектер санағышы
- б) уақыт өлшегіші
- в) алюминий жұтқыш пластинкалар.

18.4. Жұмысты орындау тәртібі

18.4.1. Санау жылдамдығының 5% орташа-шаршылық салыстырмалы қатесін қамтамасыз ету үшін қанша импульс саны жинақталу керек екенін анықтау (уақыттың өлшеу қатесі еленбейді).

18.4.2. Фондық Z_f санау жылдамдығын 5% қатемен өлшеу.

18.4.3. Препарат пен фонның Z санау жылдамдығын 5%-дан аспайтын қателікпен жұтқыштың әртүрлі қалыңдықтары үшін анықтау. Жұтқыш пластинкалардың санын өзгертудің 1-кестеде келтірілген реті ұсынылады. Бір алюминий табақшаның қалыңдығы 0,09 мм. Алюминийдің тығыздығы $\rho=2,7$ г/см², мыстыкі, сәйкес, 0,146 мм және $\rho=8,9$ г/см². Өлшеу нәтижелерін ұсынылған кестеге тізу.

Кесте-18.1

Жұтқыш пластин саны, n	t	n	Z	$Z = Z - Z_f$

18.4.5 Алынған мәліметтерден жұтылу қисығын кәдімгі $z = f(n)$ және жартылай логарифмдік $\lg z = f(n)$ масштабта сызыңыз.

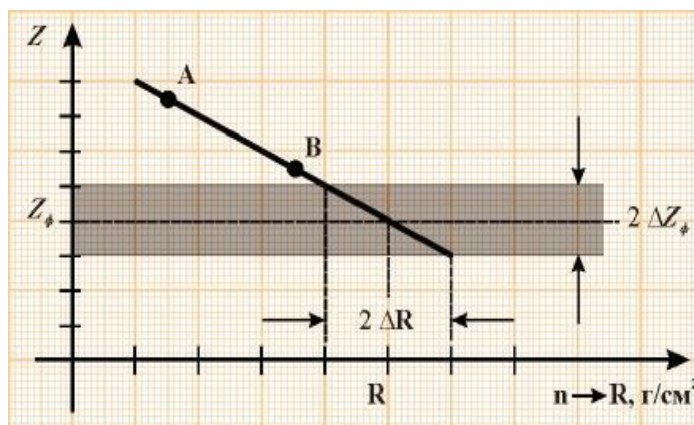
18.4.6 Екі сызбадан да толық жұтылу қалыңдығын фон деңгейіне экстраполяциялау әдісімен анықтаңыз. Ол үшін $z = f(n)$ сызбасының соңын қайта сызыңыз (18.3 – сурет)

18.4.7. Толық жұтылу қалыңдығын тұрғызылған графиктен (18.3 сурет) анықтау. А мен Б (фондық санау жылдамдығының қателіктер коридорына кірер алдындағы соңғы екі нүкте) нүктелері арқылы жүргізілген түзудің $Z = Z_\phi \pm \Delta Z_\phi$ түзулерімен қиылысу нүктелерінен R қалыңдығы мен ΔR қателікті анықтау.

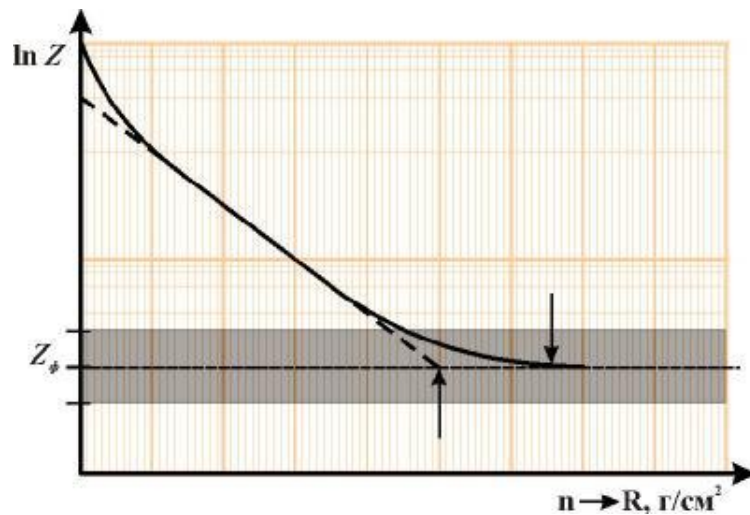
18.4.8 Екінші $\ln z = f(n)$ (18.4 – сурет) сызбасының ортаңғы сызықтық бөлігін фон сызығына экстраполяциялап, R -ды табыңыз. Екі нәтижені салыстырыңыз.

18.4.9 Электрондардың жүрімінің алынған мәндерін талқылаңыз. Анық бір мәнді таңдағаннан кейін 1) санағыштың терезесінің 5 мг/см^2 қалыңдығын; 2) көзді жабатын қабықшаның 1 мг/см^2 қалыңдығын; 3) Көзбен санаған арасындағы ауаның қалыңдығын ($\rho_{\text{ауа}} = 1,293 \text{ кг/м}^3$) ескеру керек.

18.4.10 Табылған қалыңдықтың R мәнінен (18.11)-(18.15) формулаларының әрқайсысынан $(T_e)_{\text{max}}$ есептеп, олардың әрқайсысы үшін берілген энергия мәндерімен салыстырып, энергияның ақиқат мәнін анықтау.



18.3-сурет



18.4-сурет.

18.4.6. Энергияны анықтаудың $\Delta(T_e)_{\max}$ қатесін анықтау үшін қалыңдықтың мәндеріне сәйкес энергияны, $(T_e)_{\max}$ ақиқат мәнін беретін формуланы пайдаланып анықтау.

18.5. Өздік дайыдалу сұрақтары

18.5.1. Еркін нейтрон үшін (18.4) реакцияның өтетінін, ал еркін протон үшін (18.5) пен (18.6) реакциялар өтпейтінін көрсетіңіз.

18.5.2. Неге ${}^4_2\text{He}$ ядросында нейтрон (18.1) арнасымен ыдырамайды?

18.5.3. Неге альфа-ыдырау спектрі дискретті, ал бета-ыдыраудыкі тұтас?

18.5.4. Электронның затта жұтылуының негізгі физикалық процестерін сипаттаңыз.

18.5.5 β -спектрден β^+ -ыдырау үшін нейтриноның спектріні сызыңыз.

18.5.6 Электрондық қарпу үшін нейтриноның спектрі қандай? Сызыңыз.

18.5.7. Радиоактивті ядролар шығаратын бета-нұрлардың әртүрлі энергия шығындарының үлестерін, сындық энергия ұғымын талдаңыз.

18.6. Әдебиет

18.6.1. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика. Т.1. М.: Энергоатомиздат, 1985.

18.6.2. Кадыров Н. Ядролық физика негіздері. Алматы: Қазақ университеті, 2000.

№19 ЖҰМЫС

Гамма нұрдың энергиясын оның затта жұтылуынан анықтау

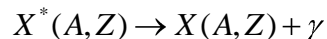
19.1. Жұмыстың мақсаты:

19.1.1. Гамма ыдыраудың негізгі ерекшеліктерін зерттеу. Жартылай жұтылу қалыңдығынан (жұтылу сызығының көлбеулігінен) радиоактивті изотоптың гамма кванттарының энергиясын анықтау.

19.2. Негізгі теориялық қағидалар

Гамма-нұр дегеніміз ядро қозған күйден төменірек күйге өздігінен көшкенде шығаратын электромагниттік нұр, яғни, өзінің физикалық тегі бойынша ол ядролық текті, энергиясы шамамен 10 КэВ пен 5 МэВ ($10^{-10} \text{ м} \geq \lambda \geq 2 \cdot 10^{-13} \text{ м}$) арасында жататын қысқа толқынды электромагниттік нұр.

Энергиясы E^* қозған күйдегі $X^*(A, Z)$ ядроның энергиясы төменірек E күйдегі $X(A, Z)$ ядроға көшуі



кезінде энергия мен импульстің сақталу заңы орындалады.

Массалар (инерция) центрі жүйесінде ол былайша жазылады:

$$\Delta E = E_\gamma + T_{\text{м.я.}} \quad 0 = \vec{P}_\gamma + \vec{P}_{\text{м.я.}} \quad (19.1)$$

Мұнда $\Delta E = E^* - E$, $T_{\text{м.я.}}$ мен $P_{\text{м.я.}}$ -сәйкес ядроның, тебілу энергиясы мен импульсы, (19.1) бойынша бағдарлау ядроның қозу энергиясының қомақты бөлігін γ -квант әкететінін көрсетеді. Гамма кванттардың спектрінің дискретті болатыны да анық.

Гамма кванттардың әртүрлі, импульс моменті мен жұптылық бойынша сұрыптау ережелерімен анықталатын, импульс моменттерімен шығулары мүмкін.

Импульс моменттері $L=1,2,3,\dots$ болатын нұрлар, сәйкес, диполдық, квадруполдық, октуполдық және т.б. аталады, және олардың пайда болу себептеріне қарай электрлік (E_1, E_2, E_3, \dots) және магниттік (M_1, M_2, M_3, \dots) болып бөлінеді. Егер гамма нұр нұрланатын ядрода зарядтың қайта таралуынан туса, онда электрлік мультиполдер дейді, ал егер ол спиндік және орбиталық магнит моменттерінің қайта таралуынан туса - магниттік мультиполдер дейді. $L=0$ нұрлануға бұрыштық моменттің кванттық механикалық теориясына сәйкес тыйым салынған. Себебі фотонның спині бірге, массасы нөлге тең.

Электромагниттік теория ($R \ll \lambda_\gamma$ үшін) мультиполдердің шығуының ықтималдылығын жобалауға мүмкіндік береді:

$$W_{эл} \approx \frac{1}{\lambda} \left(\frac{R}{\lambda} \right)^{2L} \quad W_{маг} \approx \frac{1}{\lambda} \left(\frac{R}{\lambda} \right)^{2(L+1)} \quad (19.2)$$

Мұнда: R -ядроның радиусы, λ -шығарылатын нұрдың толқын ұзындығы. $R/\lambda \ll 1$ болғандықтан, ядроның екі деңгейінің арасындағы радиациялық көшулерде L -дің ең кіші мәніне сәйкес келетін электрлік және магниттік мультиполдер басым болатыны анық, немесе L артқан сайын λ -ауысудың ықтималдылығы төмендейді. L -дің мүмкін мәндерінің жиынтығын импульс моменті мен жұптылық бойынша сұрыптау ережелері анықтайды. Импульс бойынша сұрыптау ережелеріне сәйкес гамма-квант алып кететін импульс моменті L мен ядроның бастапқы L_b және ақырғы күйлеріндегі L_a импульс моменттері арасында мынадай қатынас болады;

$$|L_a - L_b| \leq L \leq L_a + L_b$$

Жұптылық бойынша сұрыптау ережесінен электрлік көшу үшін

$$\frac{P_b}{P_a} = (-1)^L$$

магниттік көшу үшін

$$\frac{P_b}{P_a} = (-1)^{L+1}$$

мұнда: P_b мен P_a ядроның бастапқы және ақырғы күйлерінің жұптылықтары.

Спин мен жұптылық бойынша сұрыптау ережелерімен бірге гамма - ауысулар изотоптық спин бойынша сұрыптау ережелерін де қанағаттандыруға тиіс, Бұл ережелердің түрі гамма-нұрдың кезкелген мультиполі үшін мынадай:

$$\Delta T = T_a - T_b = 0, \pm 1, \quad \Delta T_s = 0$$

Мұнда T_b мен T_a - сәйкес ядроның бастапқы және ақырғы күйлерінің изотоптық спиндері, ΔT мен ΔT_s - толық изотоптық спин мен оның проекциясының ауысу кезіндегі өзгерісі. $\Delta T_s = 0$ мен $\Delta T = 0$ электрлік заряд пен толық изотоптық спиннің сақталатындығын, ал $\Delta T = \pm 1$ изотоптық спиннің сақталу заңының электромагниттік әсерлесулер кезінде бұзылатындығын көрсетеді.

19.2.2. Гамма-нұрдың затпен әсерлесуінің негізгі түрлері: фотоэффект, комптон эффект және электрон-позитрондық қосақтар туғызу. Осы процесстердің салдарынан заттың өте кішкене dx қалыңдығын өткен гамма- нұрдың қарқыны

$$dI = -\mu dx \text{-қа кемиді.} \quad (19.7.)$$

Мұнда μ -жалпы жұту коэффициенті. Оны жоғарыда аталған әсерлесулерді ескеріп, $\mu = \sigma_\phi + \sigma_r + \sigma_{loc}$ -деп жазуға болады. (19.7)-ні интегралдасақ, белгілі

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (19.8)$$

жұтылу заңы шығады. Мұндағы I_0 -жұтқышсыз қарқыны, I - қалыңдығы x жұтқыштан өткен гамма - нұрдың қарқыны.

Өткен гамма-нұрдың қарқыны екі есе кемитін жұтқыштың қалыңдығын жартылай жұту қалыңдығы $x_{1/2}$ деп атайды.

Егер жұту $x(m)$ қалыңдығын жұтқыштың $d(r)$ -беттік тығыздығымен алмастырсақ және $d = \rho x$ екенін ескерсек

$$I = I_0 e^{-\frac{\mu}{\rho} d}$$

шығады. Мұндағы μ/ρ массалық жұту коэффициенті деп аталады. Ол жұтқыштың материалы мен гамма нұрдың энергиясына тәуелді.

Фотоэффект, комптон эффект және электрон-позитрондық қосақтар тууының физикалық негіздері мен $\sigma_{\phi}, \sigma_{\kappa}, \sigma_{\kappa oc}$ шамаларының гамма - нұрдың энергиясына тәуелділіктері (19.6.1.) мен (19.6.2.)-де келтірілген.

19.3. Жұмысты орындау әдістемесі

19.3.1. Құрал-саймандар:

- а) сцинтилляциялық детектор
- б) қайта санағыш прибор ПСО-5
- в) жоғары кернеулі коректендіру көзі ИВН-2,5
- г) гамма-нұр көзі
- д) коллимерлеуші қондырғы
- е) мыс және қорғасын жұтқыштар жиынтығы

19.4. Жұмысты орындау тәртібі

19.4.1. 20 минут бойы (5 минуттан 4 рет) фондық импульстар санын өлшеңдер. Фонның орташа санау жылдамдығын Z_{ϕ} анықтаңыз.

19.4.2. Сынаманың жұтқыш жоқ кездегі импульстерінің N_0 санын 2% кем емес дәлдікпен өлшеңіз.

19.4.3. Сынаманың қорғасын жұтқыштың әртүрлі қабаттарынан (қалыңдығы 0,1 см қалқаларды бір-бірлеп қосып отырып), өткен импульстарының санын ретімен, 2%-дан кем емес дәлдікті қамтамасыз етіп, өлшеңдер. Өлшеу нәтижелерін 19.1. кестеге тіркеңіз

Кесте 19.1. (Қорғасын жұтқышпен өлшеу)

№	Жұтқыштың қалыңдығы, x , (см)	Өлшеу уақыты, t	Импульстер саны, n	Санау жылдамдығы, $Z = \frac{n}{t}$	Фонсыз санау жылдамдығы, $Z = Z - Z_{\phi}$	$\ln \frac{Z}{Z_0}$
1	0,0					
2	0,1					
3	0,2					
...	...					

19.4.4. 19.4.3.-тегі тәжірибені мыс жұтқыш үшін қайталаңыз. Нәтижелерін 19.2.-кестеге жинақтаңыз.

Кесте 19.2. (Мыс жұтқышпен өлшеу)

№	Жұтқыштың қалыңдығы, x , (см)	Өлшеу уақыты, t	Импульстер саны, n	Санау жылдамдығы, $Z = \frac{n}{t}$	Фонсыз санау жылдамдығы, $Z = Z - Z_{\phi}$	$\ln \frac{Z}{Z_0}$
1	0,0					
2	0,1					
3	0,2					
...	...					

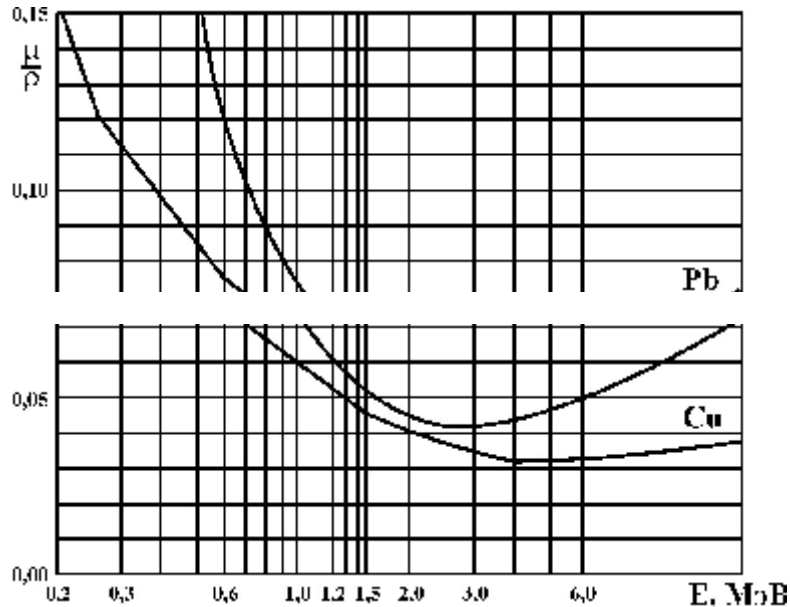
19.4.4. 19.4.3.-тегі тәжірибені мыс жұтқыш үшін

19.4.5. Кестелер бойынша қажет есептеулерді жүргізіңдер.

19.4.6. Берілген радиоактивті сынаманың гамма-нұрының энергиясын анықтаңыз.

I мен I_0 санау жылдамдықтарына (Z пен Z_0) пропорционал болатындықтан, (19.8) тәуелділігін $\ln(Z/Z_0) = -\mu x$ түрінде жазуға болады. Мұнда, Z_0 -сынамадан жұтқыш жоқ кезде, Z -қалыңдығы X жұтқыштан өткеннен кейінгі саналған импульстер саны.

$\ln(Z/Z_0)$ -дің X -қа тәуелділігін сызып, одан μ жұтылу коэффициентін анықтандар. Табылған жұтылу коэффициентін ρ тығыздыққа ($\rho_{Pb} = 11,3 \text{ г/см}^3$, $\rho_{Cu} = 8,9 \text{ г/см}^3$) бөліп, массалық μ/ρ жұтылу коэффициентін анықтандар.



19.1-сурет. Массалық жұту коэффициентінің гамма-кванттардың энергиясына тәуелділігі

Массалық жұту коэффициентінің гамма-кванттардың энергиясына тәуелділігін (19.1-сурет) пайдаланып, берілген сынаманың гамма-нұрының энергиясын анықтандар.

19.5. Өздік бақылау сұрақтары

19.5.1. Сұрыпталу ережесіне сүйеніп, ядро қозған $7/2^+$ күйден $5/2^-$ күйге өткенде қандай мультиполдер шығатынын анықтаңыз. Қай ауысудың ықтималдылығы ең жоғары?

19.5.2. Электрон-позитрондық қосақтың ядро өрісінде тууының табалдырықтық энергиясы $2m_0c^2$, ал электронның өрісінде тууының табалдырығы $4m_0c^2$, болатынын дәлелдеңіз.

19.5.3. Фотоэффект, комптон эффект, электрон-позитрондық қосақтың тууы процестерін түсіндіріңіз.

19.5.4. ^{60}Co ядросының ыдырау сұлбесінен ядролардың изомерлік күйлерін, β - және γ - ыдырау ықтималдықтарын, олардың спектрін және т.б. кванттық механикалық сипаттамаларын талдаңыз.

19.5.5. Анықтамалық мәліметтерді қолданып γ -нұрдың затпен әсерлесуінің үш механизмінің әрқайсысы басым болатын γ -кванттардың энергия аймақтарының шектерін пайымдаңыз.

19.6. Әдебиет

19.6.1. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика: 1 және 2 т. М.: Энергоатомиздат, 1983.

19.6.2. Широков Ю.М., Юдин К.П. Ядерная физика. Учебное пособие. М.: Наука, 1980.

19.6.3. Кадыров Н. Ядролық физика негіздері. Алматы: Қазақ университеті, 2000.

№20 ЗЕРТХАНАЛЫҚ ЖҰМЫС

КОМПТОН ЭФФЕКТИСІ

Мазмұны

20.1. Бөлім. Құбылыс физикасы

20.2. Бөлім. Комптон эффектісі оқу зертханалық кешені (КЭ ОЗК). Негізгі зертханалық қондырғы.

20.3. Бөлім. Оқу Зертханалық Кешені. Комптон эффектісі (КЭ ОЗК)

20.4. Құрылғы бөлігі

20.5. Компьютерлік-бағдарламалық бөлім

20.6. Эксперимент

20.7. Тапсырма

20.8. Әдебиеттер

20.1. Бөлім. Құбылыс физикасы

Комптон эффектісі электромагниттік сәулеленудің корпускулярлы табиғатын анықтайтын, нәтижесінде оның корпускулярлы-толқынды екіжақтылық қабілетін дәлелдейтін классикалық эксперименттердің қатарына жатады. Классикалық электродинамика Максвеллдің зерттеу жұмыстарынан соң электромагниттік сәулеленудің толқындық табиғатын түсіндірген сияқты еді. Дифракция мен жарық интерференциясына жүргізілген көптеген тәжірибелер осыны растаған еді. Алайда, рентген сәулелерінің ашылуы мен оның төңірегіндегі зерттеу жұмыстарының алға басуы нәтижесінде тіптен жаңаша жағдай қалыптасты: үлкен жиіліктегі жарықтар (рентген, γ -квант, т.б.) бөлшектердің (корпускула) айқын көрсетілген қасиеттеріне ие.

1922-1923 ж америка ғалымы А.Комптон рентген сәулелерінің шашырауын жеңіл элементтер арқылы зерттей отырып, шашыраған сәулелерде бастапқы ұзындықтағы λ_0 сәулеленуімен қатар, үлкен λ толқын ұзындықтарының бар екенін анықтады. $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0$ айырымы тек шашыраған рентген сәулелерінің бағыты мен шашырауға ұшыраған бастапқы шың араларындағы шашырау бұрышына φ байланысты.

Электромагниттік толқынның затпен әрекеттесулерінің классикалық электродинамикалық процестеріне сүйене отырып, электронның толқындағы қозғалысын зерттеу қажет. Егер электрон бастапқыда еркін әрі тыныш күйде болса, кейін ол бастапқы күйінен ауытқып, электрлік зарядталған бөлшек ретінде өзі электромагниттік сәуле шығара бастайды. Егер осы электрлік диполь орнында қалған болса, онда ол толқынды түскен толқынмен бірдей жиілікте тарататын еді. Алайда, жарықтық қысым оны еркін электрон жылдамдығымен қозғалуға мәжбүрлейді. Бұндай жағдайда сыртқы сәулелену қозғалған электронды қуып жетеді, соған қатысты шашырап жатқан толқын үлкен толқын ұзындығына ие болады. Доплерлік ығысу есебі бұл жағдай үшін

$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 = \frac{E\lambda_0}{mc^2} (1 - \cos\varphi) \quad (20.1)$$

формуласына келеді, мұндағы E -түскен жарықтан алынған энергия, m -электронның массасы, c -жарық жылдамдығы, φ - бастапқы жарық шоғының бағытына қатысты бақылаушы орналасқан бұрыш.

Бұдан байқайтынымыз, бұл формула Комптон тәжірибесі кезіндегі бақыанатын, φ бұрышынан тәуелділікті құрайды.

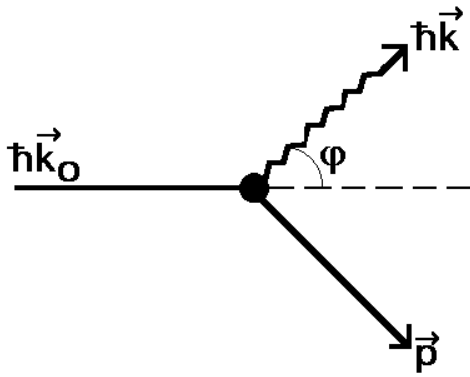
Алайда берілген бұрыш φ үшін тұрақты шама болып табылатын, эксперимент жінде алынған $\Delta\lambda$ шамасына қарағанда ол уақыт өткен сайын тұрақты өсуі керек, себебі бөлшек энергия алады; сонымен қатар ол түскен толқынның қарқындылығына тәуелді болуы қажет, себебі қысым күші оған тәуелді болады, сәйкесінше электрон жылдамдығы да.

Көрсетілген қайшылықтарды Комптон шешті, ол әсерлесу моделінде электромагниттік сәулеленуді (берілген жағдайда қатты рентгендік сәулелену) импульсі және энергиясы төмендегідей болатын бөлшектер ағыны ретінде (фотон немесе квант сәулелену) қарастырды.

$$\vec{p} = \frac{\vec{h}\omega_0}{c} \equiv \vec{h}k_0 \quad (20.2)$$

мұндағы, k_0 -толқындық вектор, ω_0 -түскен сәуле жиілігі

$$E_{0,\gamma} = \hbar\omega_0 \quad (20.3)$$



20.1-сурет. Фотонның еркін электронда шашырау схемасы.

Кейін екі шар-фотон мен еркін электронның, соның ішінде электронның бастапқы жылдамдығы 0-ге тең болғандағы серпімділік есебі шешілді. Соқтығысқанға дейінгі электронның энергиясы m_0c^2 -ка тең, m_0 -тыныштық күйдегі электронның массасы, ал оның импульсі 0-ге тең. Соқтығысқаннан кейін (1-сурет) электронның импульсі өзгереді, $p=m_0v$ (релятивистік емес жағдай), ал оның толық энергиясы (кинетикалық энергия мен тыныштық күйдегі энергияның қосындысы) $c\sqrt{p^2 + m_0^2c^2}$ болады.

Импульс пен энергияның сақталу заңынан :

$$\hbar\omega_0 + m_0c^2 = \hbar\omega + c\sqrt{p^2 + m_0^2c^2} \quad (20.4)$$

$$\vec{\hbar k}_0 = \vec{p} + \vec{\hbar k} \quad (20.5)$$

мұндағы $\vec{\omega}$ -сәулелену жиілігі, \vec{k} -сәулеленудің толқындық векторы.

Алынған теңдеулерге қарапайым түрлендірулер жасау арқылы

$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 = \Lambda(1 - \cos\varphi) \quad (20.6)$$

мұндағы, λ_0 және λ - фотонның соқтығысқанға дейінгі және соқтығысқаннан кейінгі толқын ұзындығы, ал тұрақты түрдегісі

$$\Lambda = \frac{2\pi\hbar}{m_0c} = 0,0243 \text{ \AA} \quad (20.7)$$

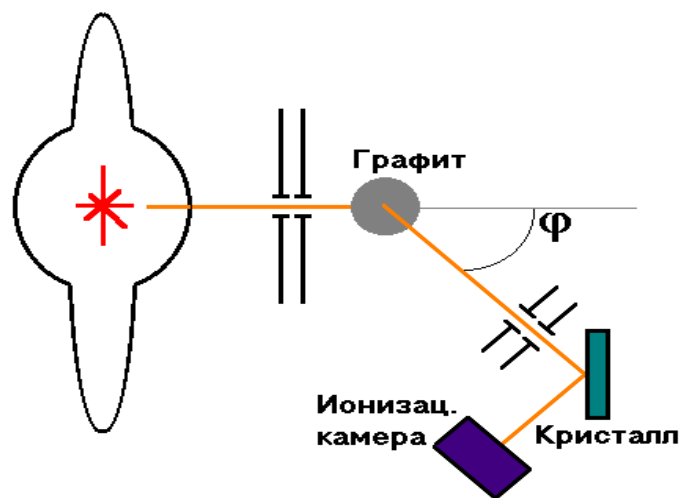
электронның комптондық толқын ұзындығы деп аталады.

Шашырау басқа бөлшекте мысалы, протонда болса, онда (20.7) формуладағы электронның массасын протон массасына өзгерту керек.

(20.6) формула эксперимент нәтижелерімен тура сәйкес келіп, «Комптондық ығысу» (шашыраудан кейінгі рентгендік квант толқын ұзындықтарының өзгеруі) деп аталды, ал құбылыстың өзі- Комптон эффектісі деп аталды.

Енді Комптонның өзі жасаған экспериментке тоқталсақ. Тәжірибенің сызбасы 20.2-суретте көрсетілген. Рентгендік түтіктің монохроматтық жиіліктегі сәулеленуі коллимациялық саңылау арқылы заттары жеңіл элементтерден тұратын шашыратқышқа қарай бағытталады. Жеңіл элемент ретінде көбіне графит алынады.

Шашыраған сәуле дифракция жүріп жатқан кристаллдан және дифракцияланған рентгендік кванттарды белгілейтін ионизациялық камерадан тұратын рентгендік спектрографқа келіп түседі. Дифракция бұрышы бойынша, жоғарылағанда өзгеріп отыратын толқын ұзындығы анықталған болатын.



20.2-сурет. Комптон тәжірибесінің схемасы

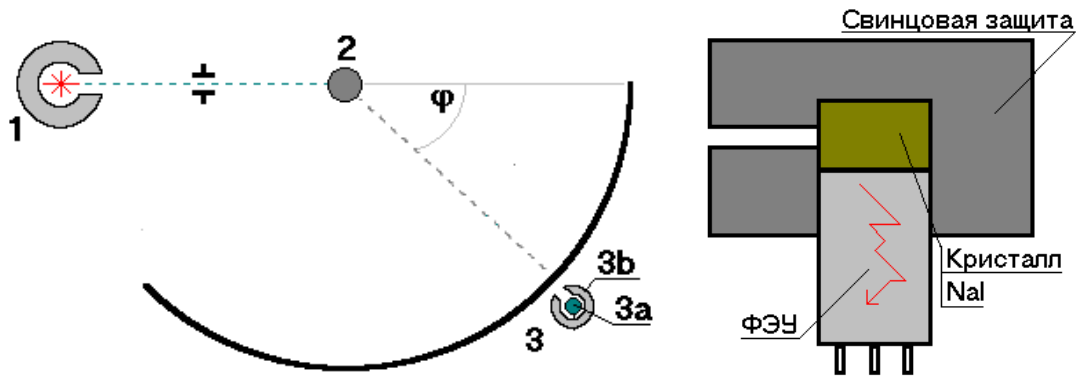
Шашыраған сәуленің спектрін зерттеу шашырау бұрышының әр түрлілігіне байланысты 2 шың байқалатынын көрсетті. Біріншісі, λ_0 толқын ұзындығымен (ығыстырылмаған компонента), басқасы, (20.6) формуладағы λ_0 қарағанда үлкенірек λ толқын ұзындығына сәйкес. Ығыстырылған компонента λ әлсіз байланысқан электронның (көміртегі тәрізді, сыртқы қабатында әлсіз байланысқан электрондары бар жеңіл элементтер) алдын-ала ажырату нәтижесінде пайда болатын еркін электронға шашырауға және онда рентгендік кванттардың серпімді шашырауына сәйкес келеді. Ал ығыстырылмаған компонента барлық атомда шашырай алады, сонымен қатар рентгендік кванттан барлық атомға берілген импульстың аздығы сонша, тіпті бастапқы квант энергиясы өзгеріссіз қалады (толқын ұзындығы λ_0)

20.2. бөлім. Оқу Зертханалық Кешен

Комптон эффектісі. Негізгі зертханалық қондырғы

Оқу Зертханалық Кешені (ОЗК) - эксперименттік қондырғының қазіргі моделі. Онда радиоактивті сәулелену көзі жоқ, ал барлық эксперимент нәтижелері негізгі зертханалық қондырғыдан алынған мәліметтер базасында сақталады.

20.3-суретте «Комптон эффектісі» қондырғысының блок-схемасы және сцинтилляциондық γ -спектрометрдің схемасы көрсетілген.



20.3-сурет. 1- радиоактивті ^{137}Cs дайындамасы бар контейнер

2-шашыратқыш-стильбен

3-сцинтилляциондық γ -спектрометр

3а- NaI сцинтилляторы

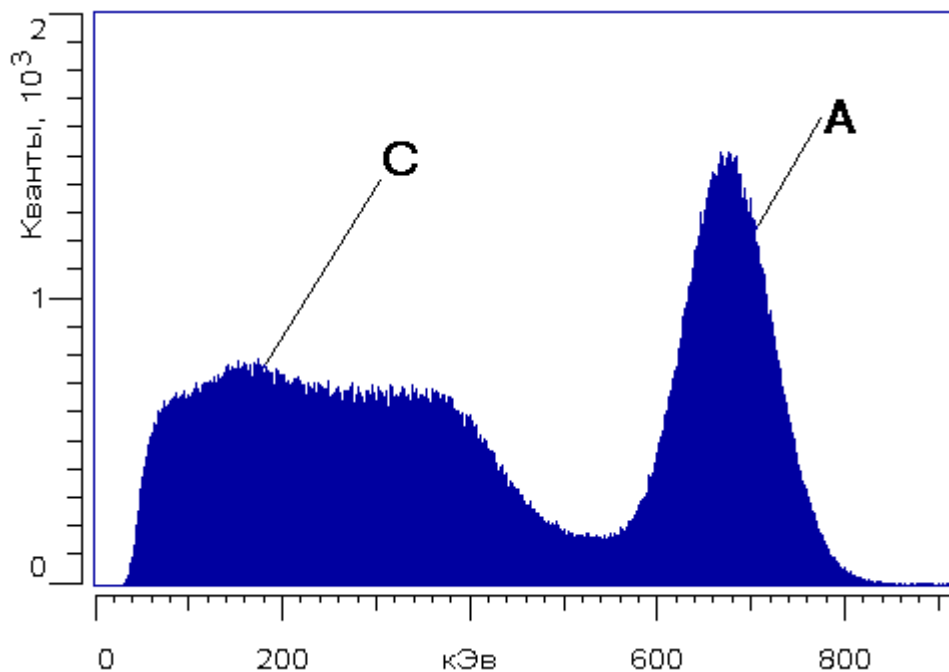
3в- ғарыштық сәулелерден қорғасындық қорғану

1. Радиоактивті көз. ^{137}Cs изотопы γ -кванттардың энергиясы 662 кЭв болатындай, сондай-ақ γ -кванттардың басқа эффекттермен әсерлесуін шашыратқыштағы (фотоионизация, электронды-позитронды жұптардың пайда болуы) заттарды елемеуге болатындай диапазонда жататын есеппен алынады.

2. Шашыратқыш. Көміртек пен сутек атомдарынан тұратын органикалық зат-стильбен. Бұл атомдардың сыртқы электрондардың байланыс энергиясы аз болғандықтан (сутек ионизациясының потенциалы 13,6 эВ және көміртектің бірінші ионизация потенциалы 11,6 эВ), γ -кванттар энергиясы 0,6-0,7 МэВ кезінде сыртқы электрондарды еркін электрондар ретінде қарастыруға болады. Барлық атомдағы шашырау эффектісі (когерентті шашырау) берілген эксперимент жағдайында өте аз болады және ығыстырылмаған компонента шашырау сәулелерінде көрінбейді.

3. Сцинтилляционды γ -спектрометр. Комптон пайдаланған кристаллды-дифракционды спектрометрге қарағанда сцинтилляционды спектрометр төмендегідей жұмыс жасайды. γ -квант арнайы таңдалған сцинтиллятор заты NaI-ге түсе отырып, фотоионизация түзе отырып, тиімді жұтылады. γ -квант энергиясы электронның $h\omega \gg E_{\omega_0}$ иондалу энергиясынан артық болғандықтан, γ -кванттың барлық дерлік энергиясы иондалған электронның кинетикалық энергиясына ауысады, ал ол энергия өз кезегінде түгелдей электронның сцинтиллятор затындағы атомдардың оптикалық өтулері мен тежеуіш сәулеленуіне жұмсалады.

Люминисценттік жарқыл жарығы ФЭК фотокатодына түсе отырып, күшейеді. Сонымен қатар, фотокөбейткіштегі электрлік импульс амплитудасы бірінші ретті γ -квант энергиясына пропорционал екені анықталды. Осылайша, бұл қондырғы бір уақытта энергияны да және сцинтилляторға түскен γ -квант сандарын анықтайды, сонымен қатар γ -кванттардың энергия бойынша таралуын, яғни спектр бойынша табуға мүмкіндік береді.



20.4-сурет. Сцинтилляционный спектрометре алынған амплитудалық спектр.

Тіркелген және күшейтілген электрлік импульстер арнайы құрылғы- амплитудалық анализатор арқылы каналдарда тек осы каналға белгілі бір амплитуданың (энергия) электрлік импульстері ғана түсетіндей таралады. 20.4-суретте осындай импульстердің спектрі көрсетілген. Абсцисса осі бойында каналдар, ал ордината осінде сол каналға түскен импульстердің саны салынған. Бұл спектрде ерекше көрінетін А шыңы. Бұл «толық жұтылу шыңы» немесе «фотошың» деп аталады. Осы шыңды анықтай отырып, біз γ -кванттың максимал энергиясын таба аламыз.

А шыңының сол жағында спектрі бірнеше шоқыға шығатын кішкене дөңес минимумдар көрінеді. Сондай-ақ, барлық сол жақ үзіліссіз және анық байқалатын шыңдары жоқ. Спектрдің бұл бөлігі бірнеше эффекттерді, ең алдымен комптондық шашырауды көрсетеді. NaI сцинтиллятор затына түсе отырып γ -кванттар әртүрлі жағдайда болады: біреулері, жоғарыда айтылғандай иондалады және затпен толықтай жұтылады; басқалары атом электрондарымен соқтығысып комптондық шашырауға ұшырайды және электронға өздерінің энергияларының бөлігін ғана беріп, γ -квант сцинтиллятор шегінен шығады. Қайтарымды электрондар, яғни γ -кванттан импульс алған электрондар құлаған фотоэлектрондар секілді еркін күйге ауысады және сцинтилляционный жарқыл мен өздеріне сәйкес келетін белгіленген амплитудадағы электрлік импульс шығарады. Бірақ, фотоэффекттен айырмашылығы, импульс барлық каналдарда үзіліссіз таралған, себебі комптондық γ -кванттар сцинтилляторда әртүрлі бұрыштармен шашырайды, сол себепті

қайтарым электрондарына әртүрлі энергия береді: 0-ден бастап кейбір шекті максимал мән $E_{эл.макс}$ -ге дейін. Бұл шаманы (20.6) формуланы пайдалану арқылы табамыз.

Бұл үшін ең әуелі γ –кванттың энергиясын $\varphi = 180^\circ$ болған кезді анықтаймыз, яғни электронмен түйіскен квантты анықтаймыз. $\lambda = \frac{2\pi c}{\omega}$ және $E_\gamma = h\omega$ болғандықтан, (20.6) формуланы түрлендіреміз:

$$\frac{2\pi c}{\omega} - \frac{2\pi c}{\omega_0} = \frac{2\pi h}{m_0 c} (1 - \cos \varphi)$$

немесе

$$\frac{m_0 c^2}{E_{\varphi, \gamma}} - \frac{m_0 c^2}{E_{0, \gamma}} = (1 - \cos \varphi)$$

Осыдан ізделінген шама $\varphi = 180^\circ$ болғанда

$$E_{180^\circ, \gamma} = \frac{E_{0, \gamma}}{1 + 2 \frac{E_{0, \gamma}}{m_0 c^2}} \quad (20.8)$$

$\frac{E_{0, \gamma}}{m_0 c^2} \gg 1$ десек, онда электроннан шашыраған γ – кванттың максималды энергиясы $1/2 m_0 c^2$ -қа тең. Басқаша айтқанда, γ –квант сақталу заңдарына сәйкес қос соқтығысу кезінде өзінің барлық энергиясын электронға беріп жібере алмайды.

Енді электронның ала алатын максималды энергиясын табайық.

$$E_{эл.макс} = E_{0, \gamma} - E_{180, \gamma} = E_{0, \gamma} - \frac{E_{0, \gamma}}{1 + 2 \frac{E_{0, \gamma}}{m_0 c^2}}$$

Осыдан

$$E_{эл.макс} = \frac{2E_{0, \gamma}^2}{2E_{0, \gamma} + m_0 c^2} \quad (20.9)$$

Осылайша, қайтарым электрондар спектрі $E_{макс}$ кейін үзілуі керек және толық жұтылу шыңы алдындағы минимум түрінде іске асады.

Қайтарым электрондар энергияларының облысына сәйкес келетін спектр күрделі сипатқа ие, себебі онда кері комптондық шашырау шыңдары, электронның сыртқы деңгейшесіндегі атомдарының γ -кванттардың қорғасын қорғану әсерінен түсіп қалу нәтижесінде пайда болатын рентгендік сәулелену немесе ондағы γ -кванттардың бірнеше есе

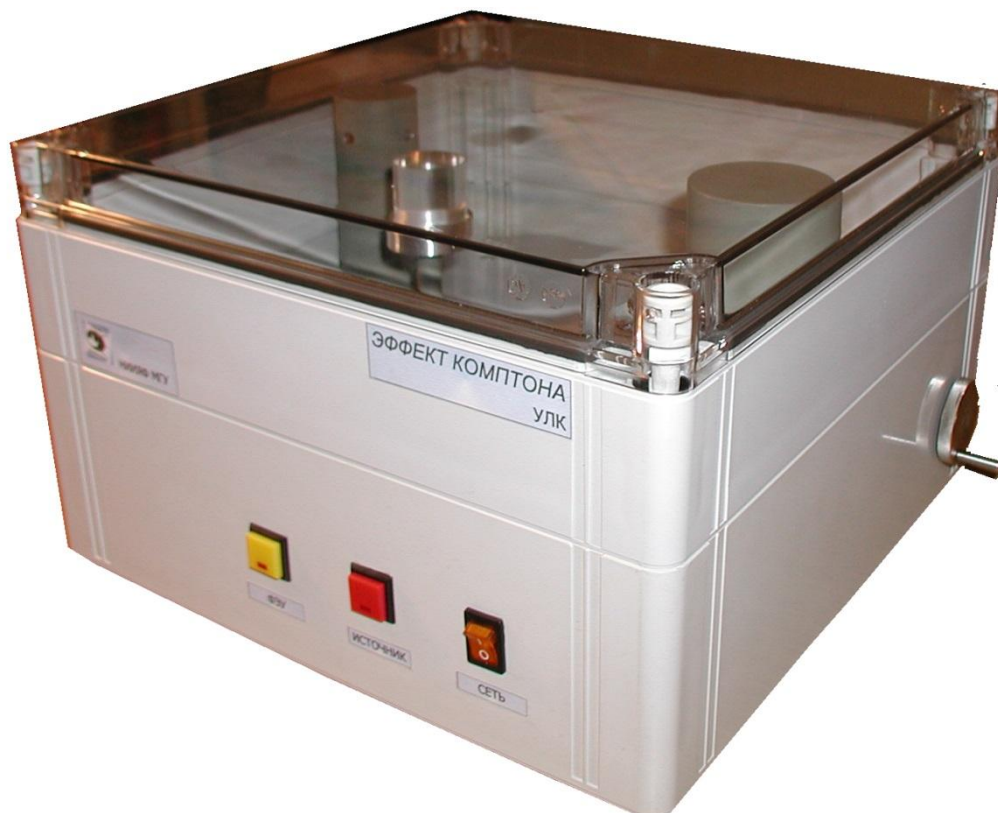
шашырауы секілді процестердің қисықтары жүреді. Бұл шындардың барлығының интенсивтілігі аз және олардың орналасқан жағдайы кішігірім нақтылықпен анықталады. Интенсивтілігі жоғарырақ шың С шыңы болып табылады және ол кері шашырауға сәйкес келеді. Бұл шың γ -кванттың 180° шамасында комптондық шашырау кезінде көздің қорғаушысы және детекторда сцинтиллятор NaI мен жұтылу нәтижесіне сәйкес келетін фотошың нәтижесінде пайда болады.

20.3. Бөлім. Оқу Зертханалық Кешені

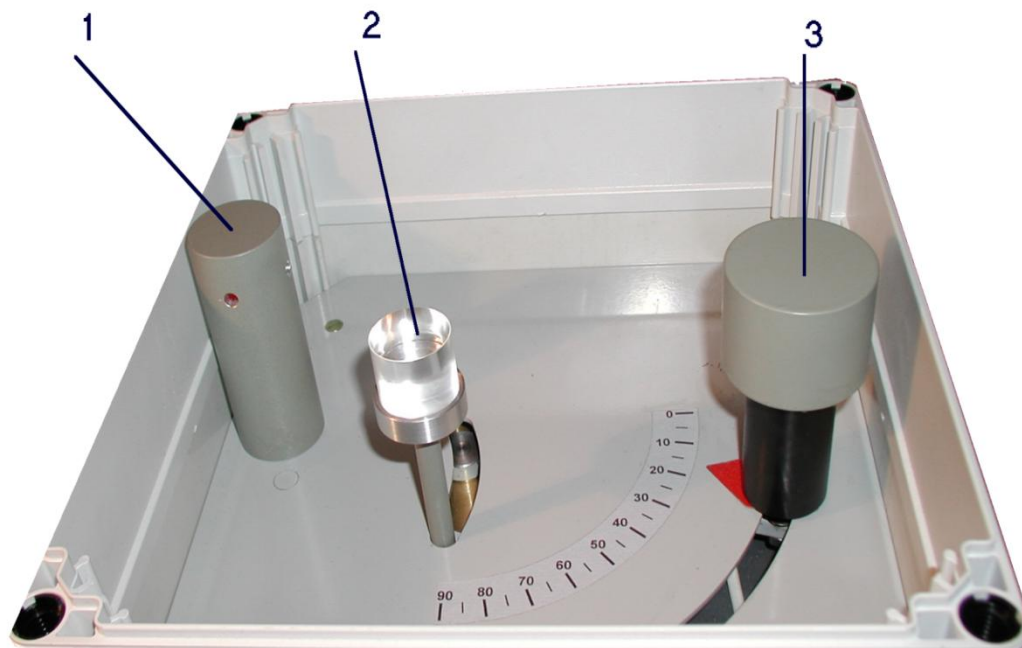
Комптон эффектісі

1. Құрылғы бөлігі

20.5-суретте қондырғының корпус түрінде жасалған, мөлдір қақпағы бар фотосуреті, 20.6-суретте оның ішкі бөліктері көрсетілген.



20.5-сурет. «Комптон эффектісі» қондырғысының сыртқы көрінісі



20.6-сурет. «Комптон эффектісі» қондырғысының ішіндегі басты түйіндерінің орналасуы

- 1.1. Радиоактивті изотопы бар контейнер
- 1.2. Шашыратқыш
- 1.3. Детекторлы-сцинтилляционды спектрометр

Қақпақтың астында қондырғының басты түйіндері көрінеді.

1. γ – кванттар көзі. Қондырғының қырында көздің «қосылуын» анықтайтын әрі қорғасын контейнердің коллимационды саңылау деңгейіне радиоактивті заттардың ампуласының шығарылуы сәйкес келетін жарық диоды орналасқан. Көздің «қосылуы» қондырғы корпусының алдыңғы жағында орналасқан «көз» тетігін басқанда орындалады.
2. **Шашыратқыш**. Қондырғының арнайы жылжымалы тіреуішінде шашыратқыш орналасқан. «Шашыратқыш» тетігі арқылы γ – кванттың сәулесінен алып тастауға болады.
3. γ – кванттар детекторы. Ж оғарыда айтылғандай, детектор сцинтилляционды γ –спектрометр түрінде болады. Мұнда оның моделі көрсетілген. Панельдің алдыңғы бөлігіндегі тетіктер арқылы детектор 0-ден 90°-қа дейінгі бұрыштарды өлшеуге мүмкіндік береді. Детектордың қосылуы қондырғы панелінің алдыңғы жағында орналасқан «ФЭЖ» тетігі арқылы іске асады.

2.Компьютерлік-бағдарламалық бөлім

Эксперименттің маңызды аспаптық және жұмыспен өтелетін бөлігі болып аппаратпен басқару бөлігі, эксперимент процесін демонстрациялау, нәтижелерді өңдеу(математикалық әдістерді пайдалану, кесте және график тұрғызу) функциялары кіретін компьютер болып табылады.

Бағдарлама бойынша сілтеме:

		<i>Методикалық басқару(басып шығару)</i>	Иа
			Жоқ
Кіру (Windows жұмыс үстеліндегі немесе папкалардың біріндегі таңбаша)	Эксперимент		Қолданушының мәліметтері
			Спектрометрді калибрлеу
			$\varphi > 0$ үшін спектрлер жинағы
			Спектрлерді өңдеу
		<i>Шығу</i>	

20.4. Экранның сипаттамасы

Windows жұмыс үстелінде немесе папкалардың бірінде(қолданушы нұсқаулығы бойынша) «Комптон эффектісі» деп аталатын бағдарламаға кіретін белгі бар. Сол белгіге кіре отырып қолданушы сілтемеде көрсетілген кез келген пунктке бара алады. Бізге керегі «Эксперимент» пункті, курсорды жылжыта отырып, тышқанның сол жағын басамыз. Пунктке сәйкес келетін мазмұн пайда болады. Бірақ, алдымен өткізілген эксперименттер мен есептеулердің нәтижелерімен жұмыс жасау үшін қолданушының мәліметтерін енгізу керек. Ең бірінші қолданушы сілтеменің пунктерімен жақсылап танысуы қажет, содан кейін

ғана «Эксперимент» бөліміне көшуге болады. Аспаптың жоғарғы бөлігінде әртүрлі процедуралардың түсіндірмелі терезесімен таңбашалар орналасқан. Қозғалмалы курсордың нұсқарын жақындата жылжыта отырып, тышқанның сол жағын басып қажетті функцияны шақыра аламыз. Сонымен, экспериментті басқару қондырғы тетіктері мен қатар, компьютер пернетақтасы арқылы жүзеге асады.

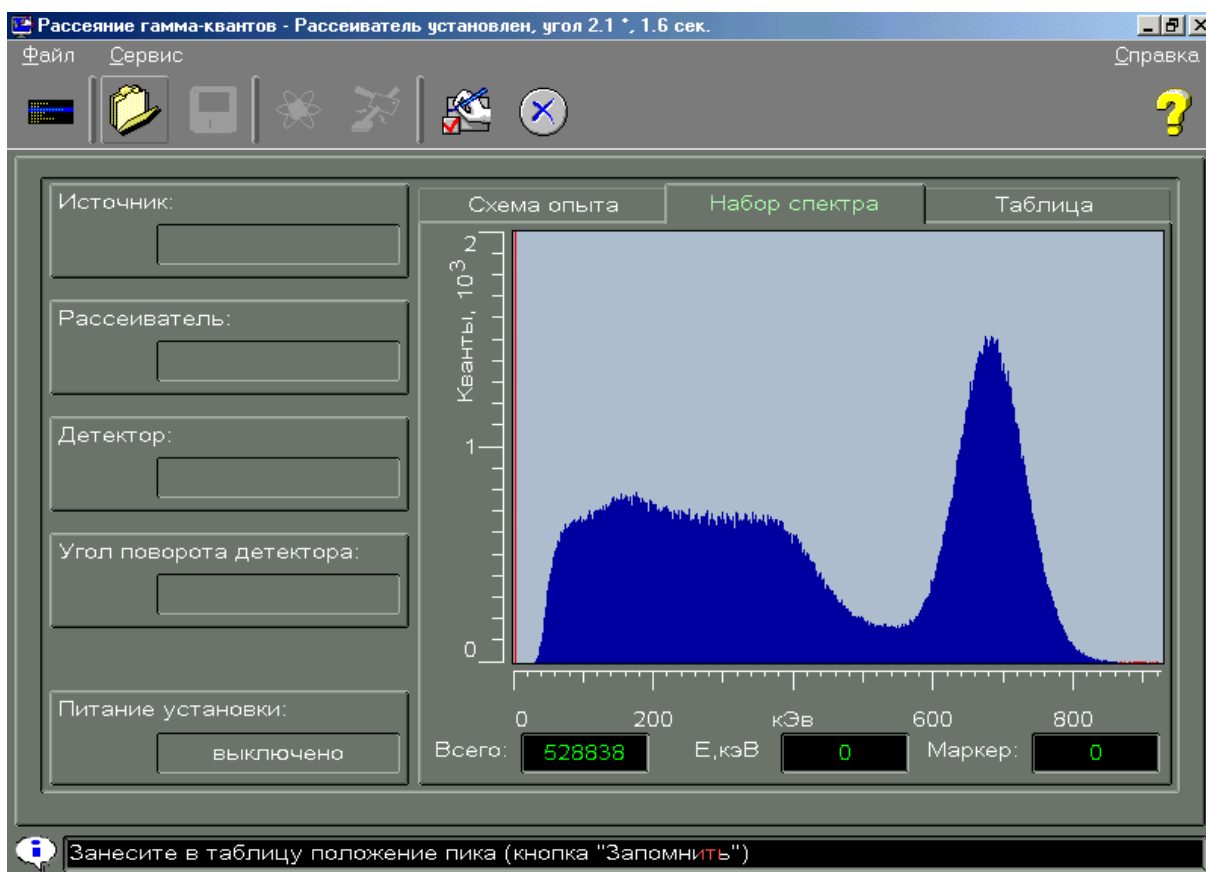
Таңбалардың функциясы.

Таңба	Түсініктеме	Значок	Пояснения
	Бөлім тізімдеріне көшу.		Спектрді дискіде сақтау
	Сақталған спектрді ашу		Дайындама спектрін жазып алу
	Нәтижелерді кестеге енгізу		Спектрометрді калибрлеу
	Шашыраған γ -кванттардың спектрін жазу		График тұрғызу
	Есептеулер нәтижелерін бағдарламаға енгізу		Экспериментке қайта оралу(мәліметтер енгізуге оралу)
	Жұмыс нәтижелерін басып шығару		Контексті тәуелді анықтаманы шақыру



Барлық бағдарлама, әрбір экран толық түсіндірме беретін контекстілі тәуелділіктегі анықтамамен жабдықталған, сондықтан егер методикалық анықтаманы оқығаннан кейін де түсініксіз немесе есте қалмаған жағдайлар болса, «Анықтама» бөлімінен керекті түсіндірмені алуға болады.

Экранның төменгі бөлігінде үнемі дәл қазіргі сәттегі операциялар жайлы мәліметтер беріп отыратын мәліметтер жолы орналасқан.



20.7-сурет. Алынған спектрдің экрандағы көрінісі

Экранның сол жағында қолданушыға қажетті басты параметр- шашырау бұрышы мен қондырғы жағдайы туралы мәлімет беретін терезе орналасқан.

Экранның оң жағы автоматты режимде жұмыс істейтін және спектр жинағы қосылған сәтте демонстрацияға ауысатын эксперимент схемасын көрсетеді. Экранның осы бөлігінде жұмыс режимін ауыстыруға арналған көрсетулер: «Эксперимент схемасы», «Спектр жинағы», «Кесте» бар. Спектр жинағының терезесіндегі абцисса осі бойында – «каналдар», калибровкадан кейін кЭВ түріндегі энергия орналасады. Ордината осінде - детектордан келген электрлік импульс санына сәйкес келетін γ –кванттар саны болады. Төменде, спектр терезесінің астында 3 кішігірім мәліметтер терезесі орналасқан: сол жағы барлық каналдардан детекторға түскен γ – кванттардың санын; ортаңғысында каналдың номері немесе маркер орналасқан абцисса осі бойымен энергия орналасқан. Оң жақ терезе-маркер алып тұрған каналдағы бөліктер санын немесе егер, тартылған маркердің бөлігі спектрде алыс болса, онда спектрдің осы бөлігіндегі бөліктер санын көрсетеді.

20.5. Эксперимент

Эксперименттегі басты тапсырма γ – кванттардың әр түрлі бұрышта шашыраған кездегі энергиясын (немесе толқын ұзындығын) өлшеу және алынған шаманы $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0$ теориялық есептелуімен салыстыру болып табылады. γ – кванттардың энергиясы толық жұтылу шыңымен анықталады. Курсорды шыңның максимумына қоя отырып, оған сәйкес келетін канал номерін, спектрометр калибровкасын тексере отырып, энергиясын табуға болады.

Спектрометр калибровкасы

Тіке сәуле үшін калибровканы шашыратқыш шыңның астынан шығарылған кезде, ал коллимационды көздің тесіктері мен детекторды байланыстыратын түзу 0° -та болатын кезде өткізген дұрыс. Бұл жағдайда спектрді ала отырып, шыңның толық жұтылуындағы канал нөмерін анықтайды. Толық жұтылу шыңы 662 кЭв-қа сәйкес келеді.

N_n канал нөмерін анықтай отырып, максимум шыңның толық жұтылуына сәйкес келетін калибрлеу тұрақтысын табамыз:

$$K = \frac{662}{N_n} \text{кЭв} \quad (20.10)$$

Калибрлеу шамасының коэффициентін диалогтік терезеге енгізіп, ОК тетігін басамыз, нәтижесінде спектр кЭв бірлігінде көрсетіледі.

Экспозиция уақыты. Эксперименттің маңызды бөлігі болып қателік саналады. Спектрлік приборлар айыру қабілетімен сипатталады, алайда номиналды айыру қабілетіне жету үшін аппаратура жұмысының тұрақтылығы (куат беру блогы, күшейткіш, т.б.) секілді бірнеше шарттар орындалу қажет. Егер осы шарттар орындалатын болса, онда спектрдің сапасы статистикамен анықталады, яғни тіркелген γ –кванттардың саны көп болған сайын, спектрдің гистограммасы соғұрлым жақсы жасалады және біз қарастырған шыңдардың орналасу жағдайы үлкен айқындылықпен анықталады. І интенсивті сәулелену қателіктің сапалық анықтамасы статистикалық қателіктің есептелуімен байланысты. Салыстырмалы статистикалық қателіктің қажетті мәні σI әдетте экспериментті жоспарлауы кезінде тәжірибе жасаушы қояды. Себебі, интенсивтілік $I = \frac{N}{t}$ (бірлік уақыттағы детекторға тіркелген бөлшектер саны) шашырау бұрышымен айтарлықтай азаятындықтан, кішкене уақыт есебінде монитордағы гистограмма бейнесі үлкен шашырау бұрыштарында шамалы болатыны сонша, сол шыңның немесе басқа сәулелену шыңының орналасу жағдайын анықтау мүмкін болмайды.

Осыдан, экспериментті экспозиция уақыты белгіленген дәлдікті алу үшін жеткілікті болатындай жоспарлау керек. Радиоактивті ыдыраудың кездейсоқ сипатымен байланысы интенсивтіліктің салыстырмалы қателігін

$$\delta I = \frac{1}{\sqrt{N}} = \frac{1}{\sqrt{I \times t}} \quad (20.11)$$

N - t уақыт ішіндегі тіркелген бөлшектер саны, N үлкен болған сайын, сәйкесінше t -да үлкейген сайын, соншалықты $\sigma I = \frac{\Delta I}{I}$ салыстырмалы статистикалық қателік азаяды, ΔI –интенсивтіліктің абсолют қателігі, I -интенсивтілік.

Әдетте, статистикалық қателікті анықтағанда барлық каналдардағы интенсивтілікті пайдаланады, алайда I интенсивтілікті энергиясы аз облыста, мысалы, спектрлік түзу алып жатқан белгілі аймақ бойынша анықтауға болады, сонымен қатар берілген түзуге қатысты қателікті табуға болады (мұндағы «түзу» «шыңға» тең). Біз барлық спектрдің сапасын

қарастыратындықтан N ретінде барлық бөлшектерді, яғни терезенің төменгі сол жағындағы көрсетулерді аламыз.

Нақты мысалды қарастырайық. Мысалы бізге 1% айқындылық, яғни $\sigma I = 0,01$ қажет. Детекторды қондырамыз, мысалға 20% қойып спектр жинағын салыстырмалы аз уақыт мөлшерінде, 10 секундқа қойып, өрескел интенсивтілікті $I_0 = N_0/t_0$ табамыз. Каналдардан шамамен 1000 фотон ала отырып, интенсивтілікті таба аламыз: $I_0 = 1000/10c = 100$ 1/с. Алынған интенсивтілік шамасын пайдалана отырып, (20.11) формуладан қажетті экспозиция уақытын табамыз:

$$t = \frac{1}{(\delta I)^2 I_0} = \frac{1}{0,0001 \cdot 100} = 100 \text{ с} \quad (20.12)$$

«Спектр жинағы» диалогтік терезесіне алынған t шамасын енгізу қажет. Экспериментті жоспарлау барысында алдын ала берілген қателіктің шамасына сүйене отырып көрсетілген тәсілмен барлық шашырау бұрышы үшін экспозиция уақытын табу қажет. Қателік шамасы тапсырмада беріледі.

Белгіленген облыстағы барлық квант саны, мысалы шыңның астындағы квант сандары төмендегідей анықталады: сол қанатқа маркерді орнатып, тышқанды жылжыту (сол жақ тетігін басып) арқылы оң қанатқа дейін жеткізу керек. «Маркер» терезесінде қажетті сан пайда болады.

γ –кванттардың шашырауы

Бұл бөлімде әр түрлі бұрышта шашыраған спектр жинағын жинау керек.

Осы мақсатпен шашыратқышты шоғыр астына қондыру қажет. Бұл прибор панелінің алдында орналасқан «Шашыратқыш» тетігі арқылы жүзеге асады. «Детектордың бұрылуы» тетігімен фотокөбейткішті қажетті бұрышқа қондыру қажет. Қондыру сөндірілген детекторда орындалады.



Құралдар шкаласынан «Тіркеу» тетігін басып, диалогтік терезеге есептелген t немесе N (әрбір бұрыштың статистикалық қателігі тапсырмада берілген) шамаларын енгізіп, «ОК» тетігін басамыз. Маркерді шыңның ортасына қоя отырып, шыңның толық жұтылу қалпын өлшейміз, спектрді сақтап, мәліметтерді кестеге енгіземіз. «Эксперимент схемасы» белгісіне қайта оралып, жаңа бұрыш орнатып, барлық процедураларды қайталаймыз.

Ескерте кеткен жөн: 0° – ден 10° – а дейінгі бұрыштар аймағында аппаратуралық себептер эксперименттің үлкен қателігін ескертеді, сондықтан бұрышты өлшеуді $\varphi \geq 10^\circ$ бастаған дұрыс.

20.6. Тапсырма

Жұмысқа дайындық.

1. Қондырғыны іске қосу (оң жақтағы төменде орналасқан тетік). Бұл ретте детектор автоматты түрде қондырғыны 0-ге қояды.

- 2.Компьютерді іске қосу.
- 3.Жұмыс үстелінен «Комптон эффектісі» папкасын тауып, ашу
4. «Эксперимент» белгішесін ашып, алынған мәліметтерді сұрату терезесіне енгізу.
5. «Меню»-ге кіру.

Спектрометр калибровкасы

1. Детекторды түзу шоғыр астында орнату.
2. Прибор панелінің алдындағы тетік арқылы шашыратқышты шоғыр жолынан алып тастау.
3. Детекторды іске қосу
4. Көзді іске қосу.



5. «Тіркеу» тетігін басу.
- 6.Тура шоғыр астындағы интенсивтілік үлкен болғандықтан, жинақты $t=10$ с уақыт есебімен, қателікті есепке алмай тапқан дұрыс.
7. Толық жұтылу шыңының максимум қалпын шамамен өлшеп, диалогтік терезеге калибрлеу коэффициентін енгізу.



- 8.Құрал-саймандар панелінде «Калибрлеу» тетігі арқылы калибровка жасау.
- 9.Спектрді сақтау.

Шашыраған γ –кванттардың спектрлер жинағы

1.Шашыраған γ – кванттардың $\varphi = 10^\circ, 20^\circ, 40^\circ, 60^\circ, 90^\circ$ бұрыш шамаларында спектр жинағын алу. Шашыраудың дұрыс есептелуі үшін детектордың (фотокөбейткіштің) қозғалысын бір бағытта жүргізу керек. Бұл ереже есептеулердің нәтижесіне механикалық системалардағы люфттің әсерін алдын алу үшін тұрақты түрде қолданылады (берілген жағдайда шашырау бұрышы).

Назар аударыңыз! Прибор ақауын болдырмау үшін 0° пен 90° -тың шегіне шығуға болмайды.

2. $\sigma I \approx 0,4\%$ екенін ескеріп, әрбір бұрыш үшін экспозиция уақытын табу. Осы мақсатта әрбір бұрыш үшін өрескел интенсивтілікті I_0 (жинақтау уақыты $t=10$ с) есептеу. Спектрдегі барлық γ -кванттардың санын анықтау. Кейін (13) формула бойынша экспозиция уақытын t табу. Алдын ала айтылғандай, алынған N мәнге сүйене отырып, басқа есептеу тәсілін пайдалануға болады.

3.Мәліметтерді диалогтік терезеге енгізу арқылы алынған экспозиция уақыты t немесе N көмегімен спектр жинағын құрастыру және сақтау. Кейін маркерді шыңның толық жұтылуының ортасына апарып, құрал-сайман панеліндегі «Кесте» тетігін басу.



4. $\varphi = 180^\circ$ үшін шашыратқышты алып тастау, детекторды түзу сәуленің астына орнату, маркерді С шыңына (кері шашырау – 4-суретке қараңыз) бағыттап, энергия мәндерін құрал-саймандар панеліндегі «Кері шашырау шыңы» тетігін басу арқылы кестеге енгізу.

5. «Меню»-ге өтіп, «Спектрді өңдеу» пунктіне өту.

6. 10° және 90° бұрыштағы алынған спектрлерді басып шығару.

Спектрлерді өңдеу

Спектрлерді өңдеу оның қарапайымдылығына байланысты қолмен микрокалькуляторға енгізіледі.

Диалогтік терезесіне есептелінген мәндер енгізіледі:

$\lambda_0 - E = 662$ кЭв энергия мәніне сәйкес келеді.

Δ -электрон үшін комптондық толқын ұзындығы

Кейін, кезекпен-кезек кестедегі жолдарды белгілей отырып, шашыраған γ -квант үшін алдын ала табылған энергияларды есептейді.

Шамаларды есептеңіз:

1. Толқын ұзындығын (ангстрем түрінде)

2. Комптондық ығысу-эксперимент жүзінде (ангстрем түрінде)

Комптондық ығысу-теориялық түрде (ангстрем түрінде)



Есептеу тәсілі «Көмек» бөлімінде толықтай қарастырылады.

Есептеу тек бастапқы 3 бұрыш үшін $\varphi = 10^\circ, 20^\circ, 40^\circ$ жүргізіледі. Қалған бұрыштар үшін есептеу автоматты түрде есептеледі, сондықтан график тұрғызуға 3 бұрыш мәнін алғаннан кейін «График» тетігі арқылы іске асады.



4. Графикті тұрғызу программаның инструменттер панелінде «График» тетігі арқылы жүзеге асырылады.

20.7. Бақылау сұрақтары

1. Комптон эффектісі дегеніміз не?
2. Түскен рентген сәулесі мен заттағы еркін электронның әсерлесу процесін түсіндіру.
3. Комптон эффектісі үшін формуланы жазу.

4. Электронның комптондық толқын ұзындығына арналған формула қандай?
5. Комптон эффектісінде фотонның электронмен әсерлесуі кезінде қандай сақталу заңдары орындалады?
6. Комптон эффектісі үшін энергия және импульстің сақталу заңдарын жазу.
7. Шашыраған фотонның толқын ұзындығының максимал мәні неге тең және ол қай уақытта бақыланады?

20.8. Әдебиет

1. И. В. Савельев. «Жалпы физика курсы», 3 том

2. Э. В. Шпольский. «Атомдық физика», 1 том