

ҚАЗАҚСТАН РЕСПУБЛИКАСЫ
БІЛІМ ЖӘНЕ ҒЫЛЫМ МИНИСТРЛІГІ

Қ.И. Сәтбаев атындағы
Қазақ ұлттық техникалық университеті

Дуаметұлы Б.

ЖАЛПЫ ФИЗИКА

КУРСЫНЫҢ НЕГІЗДЕРІ

Университеттің Ғылыми-әдістемелік кеңесі
оқу құралы ретінде ұсынған

Алматы 2012

ЖОК 530.1 (075.8).

Д 77

Дуаметұлы Б. Жалпы физика курсының негіздері: Оқу құралы.
– Алматы: ҚазҰТУ, 2012. -217 бет. Сурет – 21. Әдебиеттер тізімі –16 атау.
ISBN 978-601-228-334-1

Бұл оқу құралы жоғары оқу орындары үшін жалпы физика курсының типтік оқу бағдарламасына және жоғары білімді инженер-техникалық мамандарды дайындаудағы талаптарға, сондай-ақ, мемлекеттік стандарттарға сәйкестендіріліп жазылған.

Оқу құралы жалпы 9 тараудан тұрады. Бұл оқу құралында физиканың негізгі заңдары, физикалық шамалар мен ұғымдары жүйелі түрде берілді. Әр тараудың соңында ел ішінде және шетелдерде жарық көрген басылымдардағы жалпы физика курсының бақылау сұрақтарының маңыздылары мен сапалы сұрақтары таңдап алынып, оған егжей-тегжейлі сараптама жасалып, дәлелді жауаптар берілді. Студенттер осы бақылау сұрақтары және олардың жауаптарымен танысу арқылы жалпы физикадан алған білімдерін тереңдете түсуге толық мүмкіндік алады.

ЖОК 530.1 (075.8).

Пікір жазғандар:

Көмеков С.Е. – Қ.И.Сәтбаев атындағы ҚазҰТУ-дың әл-Машани атындағы жоғары технологиялар және тұрақты даму институтының директоры, физ.-мат. ғыл. докт., профессор;

Мұқашев Қ.М. – Абай атындағы ҚазҰПУ-нің құрметті кафедра меңгерушісі, физ.-мат. ғыл. докт., профессор;

Көшерев Т.С. – Алматы технологиялық университеті физика кафедрасының меңгерушісі, физ.-мат. ғыл. докт., профессор.

Қазақстан Республикасы Білім және ғылым министрлігінің 2012 жылғы жоспары бойынша басылды.

ISBN 978-601-228-334-1

© Б. Дуаметұлы, 2012

© ҚазҰТУ, 2012

АЛҒЫ СӨЗ

Бұл оқу құралы – жоғары оқу орындары үшін жалпы физика курсының типтік оқу бағдарламасына және жоғары білімді инженер-техникалық мамандарды дайындаудағы талаптарға, сондай-ақ, мемлекеттік стандарттарға сәйкестендіріліп жазылған.

Кредиттік жүйе бойынша оқыту технологиясының ең басты мақсаты – студенттердің өз бетінше оқу жұмыстарын сапалы орындау мүмкіншілігімен қамтамасыз етумен қатар, оқытушылардың да оқу-әдістемелік жұмысына да жаңаша көзқарасын талап етеді. Кредиттік оқу технологиясы үнемі жаңарып және заман талабына сай дамып, өзгеріп отыратындықтан оқытушыға да студенттерге де үнемі жаңаша міндеттер жүктеледі.

Кредиттік оқыту жүйесі студенттердің пәнге қызығушылығын арттыру, олардың білімге деген ізденістерін қамтамасыз ету, осыған байланысты оқытудың әртүрлі әдістері мен тәсілдерін жетілдіру, оқу-әдістемелік жұмыстардың сапасын жақсарту ісі жүйелі түрде қарастырылады. Сондай-ақ, студенттердің пайдаланатын оқу-әдістемелік кешендерін жасап, оны оқу процесіне ендіру қарастырылады.

Соңғы жылдары жоғары оқу орындарының бағдарламасына енгізілген рейтингтік жүйе көптеген жақсы жақтарымен бірге студенттердің білімін тестілік әдіс бойынша анықтау барысында, ол білімін толық және дұрыс көрсете алады деп тұжырым жасау қиынырақ. Физикалық ұғымдар мен материалдарды мұндай әдіспен оқытып тестілік жолмен сыналған жағдайда, олардың білімінің қаншалықты терең және тиянақты екендігін анықтау да көптеген олқылықтарды байқатады. Сондықтан ұсынылып отырған бұл оқу құралы – сол жетіспеушіліктердің орнын толтыруға өзінің орынды септігін тигізеді деп ойлаймын.

Студенттер жалпы физика курсынан алған білімдерді дұрыстап игеру үшін ең әуелі физикалық заңдылықтар мен теориялардың мағынасын және олардың қолдану аясын жетік білуге тура келеді. Физика пәнін оқыту барысында студенттердің физиканың есептерінен гөрі бақылау сұрақтарына жауап бере алмай қалатын жағдайлары үнемі кездесіп отырады. Мұны студенттердің физикалық ұғымдарды дұрыстап игере білмегендігі себебінен деп түсінген жөн. Студенттер физикалық мәселелерге талдау жасау және оларды шешу арқылы физиканың теориялары мен ұғымдарын дұрыс игеруге, физикалық заңдар мен құбылыстардың мағынасын кеңірек және тереңдей түсінуге мүмкіндік алады.

Бұл оқу құралында физиканың жалпы курсы толық қамтылып, физиканың негізгі заңдары, физикалық шамалар мен ұғымдары жүйелі түрде берілді. Әр тараудың соңында ел ішінде және шетелдерде жарық көрген оқулық және оқу құралдары ішіндегі бақылау сұрақтарының ең негізгілері тандап алынып, оларға егжей-тегжейлі дәлелді жауаптар берілді. Студенттер осы бақылау сұрақтарымен және олардың жауаптарымен танысу арқылы жалпы физика курсынан алған теориялық білімдерін тереңдете түсуге мүмкіндік алады.

1-ТАРАУ

МАТЕРИАЛЫҚ НҮКТЕ ҚОЗҒАЛЫСЫНЫҢ КИНЕМАТИКАСЫ ЖӘНЕ НЬЮТОННЫҢ ҚОЗҒАЛЫС ЗАҢДАРЫ

Механика — қозғалыстың ең қарапайым түрлерінің заңдылықтарын, дене қозғалысының кеңістікте уақыт өтуіне байланысты немесе олардың бөліктерінің бір-біріне қатысты орын ауыстыруын зерттейді. Механика зерттелетін қозғалыстың сипатына қарай: кинематика, динамика және статика болып үш түрге бөлінеді.

Кинематика — қозғалысты тудыратын немесе оны өзгертетін себептерге тәуелсіз қозғалыс заңдылықтарын қарастыратын механиканың бөлімі. Кинематикада берілген дененің өлшемі және пішіні есепке алынбайтын болса, оны материялық нүкте деп қарастыруға болады. Мысалы, Күннің айналасында планеталардың қозғалыс заңдылықтарын зерттеу барысында оларды материялық нүкте деп қарастыруға болады.

1.1. Материялық нүкте қозғалысының кинематикалық сипаттамалары

Материялық нүкте қозғалысының траекториясы — деп нүктенің кеңістікте жүріп өткен сызығы (геометриялық нүктелер жиыны) айтылады. Траекторияның пішініне байланысты қозғалыс түзу сызықты және қисық сызықты (шенбер бойымен, парабола бойынша, кез келген қисық сызық бойынша қозғалыс) болып бөлінеді.

Кез келген механикалық қозғалыс есептерін қарастырғанда нүктенің басып өткен жолы немесе радиус-векторы уақытқа тәуелді функция болады. Координаттар басынан берілген нүктеге дейінгі жүргізілген түзу радиус-вектор деп аталады. Берілген уақыт аралығында материялық нүктенің басып өтетін траекториясының бөлігі жол ұзындығы деп аталады. Жол ұзындығы — скаляр шама, уақыт функциясы болып табылады. Қозғалатын нүктенің бастапқы күйінен оның берілген уақыт

мезетіндегі күйіне дейінгі жүргізілген вектор орын ауыстыру векторы деп аталады.

1.2. Жылдамдық және үдеу

Қозғалыстың кинематикалық сипаттамалары векторлық шамалар $\vec{v}$ – жылдамдық және $\vec{a}$ – үдеу болып табылады. Жылдамдық қозғалыстың уақыт бойынша өзгеруін, сондай-ақ оның берілген уақыт мезетіндегі бағытын анықтайды.

$\langle \vec{v} \rangle$ орташа жылдамдық Δs жол өзгерісінің Δt уақыт өзгерісіне қатынасымен анықталады:

$$\langle \vec{v} \rangle = \frac{\Delta s}{\Delta t} \quad (1.1)$$

Лездік жылдамдық. Егер Δt аз уақыт ішінде нүкте $\vec{r}$ орын ауыстырса, онда Δt уақыт аралығы шексіз азайған кездегі $\Delta r / \Delta t$ қатынасының шегі лездік жылдамдық деп аталады, яғни

$$\vec{v} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t} = \frac{d\vec{r}}{dt} \quad (1.2)$$

жылдамдық орын ауыстыру векторының уақыт бойынша алынған бірінші туындысына тең шама. Жылдамдық – векторлық шама, оның бағыты траекторияның кез келген нүктесіндегі жанама арқылы анықталады. Уақыт шексіз азаятын болса, орын ауыстыру векторы жол бөлігіне жақындай түседі. Жылдамдық шамасы жол теңдеуінің бірінші туындысы арқылы да анықталады.

$$v = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{|\Delta r|}{\Delta t} = \frac{ds}{dt} \quad (1.3)$$

(1.3) өрнегінен

$$dS = v \cdot dt \quad (1.4)$$

Бұл материялық нүктенің өте аз dt уақыт ішінде жүрген шексіз аз жолы. Берілген t уақыт ішінде жүрілген жол (1.4) өрнегін интегралдау арқылы анықталады.

$$S = \int_0^S dS = \int_0^t v dt \quad (1.5)$$

Халықаралық бірліктер жүйесінде (ХБЖ) жылдамдықтың өлшем бірлігі $[v] = \frac{M}{c}$. Егер қозғалыс кезінде нүктенің жылдамдығы өзгермесе ($\vec{v} = const$), онда қозғалыс бірқалыпты деп аталады.

Жылдамдықтың шама бойынша және бағыты бойынша өзгеруін сипаттайтын шаманы үдеу деп атайды. Орташа үдеудің шамасы (1.6) өрнегі арқылы анықталады.

$$\langle a \rangle = \frac{\Delta v}{\Delta t} \quad (1.6)$$

Егер аз Δt уақыт аралығында нүкте жылдамдығы $\vec{v}_1$ -ден $\vec{v}_2$ -ге өзгерсе, онда жылдамдық өзгерісі $\Delta \vec{v} = \vec{v}_2 - \vec{v}_1$ болады.

Лездік үдеу деп, $\Delta t \rightarrow 0$ кезінде $\Delta \vec{v} / \Delta t$ қатынасы ұмтылатын шекті айтады, яғни

$$\vec{a} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t} = \frac{d \vec{v}}{dt} \quad (1.7)$$

(1.2) теңдікті есепке ала отырып

$$\vec{a} = \frac{d}{dt} \frac{d \vec{r}}{dt} = \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} \quad (1.8)$$

Үдеу – уақыт бойынша жылдамдық векторы бірінші туындысына тең немесе радиус-векторының уақыт бойынша алынған екінші туындысына тең векторлық шама. Түзу сызықты

қозғалыс кезінде үдеу векторы нүкте қозғалатын түзу сызық бойымен бағытталған. Егер $\vec{a} = \text{const}$, жағдайында қозғалыс бірқалыпты айнымалы деп аталады. Үдеудің өлшем бірлігі $[a] = \frac{m}{c^2}$. Кез келген t уақыт кезіндегі жылдамдық $dv = a dt$ қатынасын интегралдау арқылы анықтауға болады:

$$\int_{v_0}^v dv = \int_0^t a \cdot dt \quad (1.9)$$

Мұндағы v_0 уақыттың $t = 0$ мезетіндегі бастапқы жылдамдық.

$$v = v_0 + at \quad (1.10)$$

(1.10) теңдеуінен бірқалыпты айнымалы қозғалыс кезінде жылдамдық уақыт бойынша сызықтық түрде өзгертіндігі көрінеді. Жылдамдықтың мәнін (1.5) теңдеуге қойып жолды табамыз

$$S = \int_0^t (v_0 + at) dt = v_0 t + \frac{1}{2} at^2 \quad (1.11)$$

Бірқалыпты түзу сызықты қозғалыс – деп жылдамдықтың модулі және бағыты өзгермейтін қозғалысты айтады. Материялық нүкте бірқалыпты түзу сызықты қозғалыс жасаған кезде, кез келген бірдей уақыт аралығында жүрген жолы бірдей болады. Бұл кездегі оның траекториясы түзу сызықты болып, x өсі бойынша координатасы (жүрген жолы) төмендегі өрнек арқылы анықталады:

$$x = x_0 + vt \quad (1.12)$$

Мұндағы x_0 уақыттың $t = 0$ мезетіндегі бастапқы орны.

Бірқалыпты айнымалы қозғалыс кезіндегі материялық нүктенің x өсі бойынша координатасы

$$x = x_0 + v_0 t + \frac{1}{2} at^2 \quad (1.13)$$

Жылдамдықтың координата бойынша өзгерісі

$$v^2 - v_0^2 = 2a(x - x_0) \quad (1.14)$$

Тік төмен (вертикаль) еркін түскен дененің қозғалысы теңдеу

$$\begin{cases} v = gt \\ h = \frac{1}{2}gt^2 \\ v^2 = 2gy \end{cases} \quad (1.15)$$

тік жоғары (вертикаль) лақтырылған дененің қозғалыс теңдеуі

$$\begin{cases} v = v_0 - gt \\ h = v_0t - \frac{1}{2}gt^2 \\ v^2 = v_0^2 - 2gy \end{cases} \quad (1.16)$$

Жер бетіне a бұрыш жасай лақтырылған денелердің x және y осі бойынша қозғалыс жылдамдықтары

$$\begin{cases} v_x = v_0 \cos a \\ v_y = v_0 \sin a - gt \end{cases} \quad (1.17)$$

Ал оның тыныштықтағы санақ жүйесіне қатысты координатасы

$$\begin{cases} x = v_0 \cos a \cdot t \\ y = v_0 \sin a \cdot t - \frac{1}{2}gt^2 \end{cases} \quad (1.18)$$

Жер бетіне a бұрыш жасай лақтырылған денелердің түсу қашықтығы

$$X = \frac{v_0^2 \sin 2a}{g} \quad (1.19)$$

Жер бетіне a бұрыш жасай лақтырылған денелердің көтерілу биіктігі

$$Y = \frac{v_0^2 \sin^2 a}{2g} \quad (1.20)$$

Жер бетіне a бұрыш жасай лақтырылған денелердің жер бетіне түскенге дейінгі уақыты ең жоғарыға көтерілу уақытының екі есесіне тең болады:

$$t = \frac{2v_0 \sin \alpha}{g} \quad (1.21)$$

Жер бетіне a бұрыш жасай лақтырылған денелердің траектория теңдеуі

$$y = x \operatorname{tg} \alpha - \frac{gx^2}{2v_0^2 \cos^2 \alpha} \quad (1.22)$$

1.3. Айналмалы қозғалыстың кинематикасы.

Бұрыштық жылдамдық және бұрыштық үдеу

Дененің айналу бұрышының уақыт бойынша бірінші туындысына тең векторлық шама бұрыштық жылдамдық деп аталады, яғни:

$$\vec{\omega} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{\varphi}}{\Delta t} = \frac{d\vec{\varphi}}{dt} \quad (1.23)$$

Егер $\omega = \text{const}$ болса, онда айналмалы қозғалыс бірқалыпты деп аталады. φ бұрышы $d\varphi$ -дан алынған интегралға тең, яғни

$$\varphi = \int d\varphi = \omega \int_0^t dt = \omega t \quad (1.24)$$

Бірқалыпты айналмалы қозғалысты айналу периоды арқылы сипаттауға болады. Толық бір айналуға ($\varphi = 2\pi$) кеткен уақытты айналу периоды T деп атайды. Жоғарыдағы (1.24) өрнегінен ($t=T$) болған жағдайда,

$$\omega = \frac{2\pi}{T} \quad (1.25)$$

немесе

$$\omega = 2\pi n \quad (1.26)$$

Мұндағы $n = \frac{l}{T}$ – дененің шеңбер бойымен бірқалыпты қозғалысының уақыт бірлігі ішінде жасайтын толық айналу саны, бұл шаманы айналу жиілігі деп атайды.

Дененің бірқалыпты емес айналу кезінде бұрыштық жылдамдықтың өзгеруін бұрыштық үдеу арқылы сипаттауға болады. Егер шексіз аз Δt уақыт ішінде дененің бұрыштық жылдамдығы $\Delta\omega$ шамаға өзгерсе, онда бұрыштық үдеу

$$\vec{\varepsilon} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{\omega}}{\Delta t} = \frac{d\vec{\omega}}{dt} = \frac{d^2\vec{\varphi}}{dt^2} \quad (1.27)$$

Дененің бұрыштық үдеуі бұрыштық жылдамдықтың уақыт бойынша алынған бірінші туындысына немесе айналу бұрышының уақыт бойынша алынған екінші туындысына тең шама.

1.4. Бұрыштық және сызықтық жылдамдық векторларының арасындағы байланыс

Айналу өсінен айналушы нүктеге жүргізілген, радиусы $\vec{R}$ шеңбер траекториясындағы нүктенің орнын анықтайық. Жылдамдық $\vec{v}$ векторы $\vec{\omega}$ және $\vec{R}$ векторларымен оң бұранда ережесі бойынша байланысқан. Нүкте қозғалысының сызықтық жылдамдық шамасы келесі жолмен анықталады. Δt уақыт ішінде айналушы дененің кез келген нүктесінің жүрген жолын $\Delta S = R\Delta\varphi$ шеңбер ұзындығымен өлшеуге болады, мұндағы R – шеңбер радиусы. Бұл өрнектің екі жағын да Δt -ға бөліп, $\Delta t \rightarrow 0$ кезіндегі шекте, келесі өрнек шығады

$$\frac{dS}{dt} = R \frac{d\varphi}{dt} \quad \text{немесе}$$

$$v = \omega R \quad (1.28)$$

яғни, нүктенің сызықтық жылдамдығы шеңбер радиусына пропорционал болады. Сызықтық жылдамдық модулі $\left| \vec{v} \right| = \omega R$.

Егер $\vec{\omega}$ және $\vec{R}$ векторлары өзара перпендикуляр болса, онда олардың векторлық көбейтіндісінің модулі

$$\left| \left[\vec{\omega} \vec{R} \right] \right| = \omega R \sin 90^\circ. \quad (1.29)$$

Соңғы екі өрнекті салыстырсақ:

$$\vec{v} = \left[\vec{\omega} \vec{R} \right] \quad (1.30)$$

Айналмалы қозғалыста нүктенің сызықтық жылдамдық векторы бұрыштық жылдамдық векторы мен нүктенің радиус-векторының векторлық көбейтіндісіне тең.

Тангенциалды үдеуді де бұрыштық үдеу арқылы өрнектеуге болады

$$a_\tau = \frac{dv}{dt} = \frac{d}{dt}(\omega R) = R \cdot \varepsilon \quad (1.31)$$

немесе векторлық түрде

$$\vec{a}_\tau = \left[\vec{\varepsilon} \vec{R} \right] \quad (1.32)$$

Нормал үдеуді бұрыштық жылдамдық арқылы өрнектесе

$$a_n = \frac{v^2}{R} = \omega^2 R \quad (1.33)$$

Сонымен, біз ілгерілемелі және айналмалы қозғалыстар кинематикасының заңдылықтарын қарастырдық. Дененің кез келген күрделі қозғалысын ілгерілемелі және айналмалы қозғалыстарының жиынтығы ретінде қарастыруға болады.

Дененің шеңбер бойымен бірқалыпты айнымалы қозғалысының толық үдеуі тангенциалды үдеу мен нормал үдеудің векторлық қосындысына тең:

$$\vec{a} = \vec{a}_\tau + \vec{a}_n \quad (1.34)$$

Толық үдеудің модулі

$$a = \sqrt{a_\tau^2 + a_n^2} \quad (1.35)$$

1.5. Материялық нүктенің және қатты дененің динамикасы

Ньютонның бірінші заңы: егер денеге басқа денелер әсер етпесе немесе басқа денелердің тең әсер етушісі нөлге тең болса, ол тыныштық күйін немесе өзінің бірқалыпты түзу сызықты қозғалыс күйін сақтайды.

Денелердің тыныштық күйін немесе бірқалыпты түзу сызықты қозғалысын сақтау қабілетін инерттілік деп атайды. Инерттіліктің өлшемі ретінде масса алынады. Массасы үлкен дене үлкен инерттілікке ие болады. Ньютонның бірінші заңы орындалатын санақ жүйесі инерциалды деп аталады. Ньютонның бірінші заңының өзі инерция заңы деп аталады.

Ньютонның екінші заңы: егер бір денеге екінші дене әсер етсе, ол дененің қозғалыс күйі өзгереді, яғни үдеу алады. Қозғалыстың өзгеру бағыты әсер етуші күш бағытында болады. Денелердің өзара әсері күш арқылы анықталады. Күштің әсері арқылы алатын дененің үдеуі осы күштің шамасына тура пропорционал және дене массасына кері пропорционал болады

$$\vec{a} = \frac{\vec{F}}{m} \quad (1.36)$$

Күш – денеге басқа денелер жағынан немесе өрістер жағынан механикалық әсерлердің өлшемі болып табылатын векторлық шама. Күштің әсерінен дене үдеу алады немесе өзінің өлшемін және пішінін өзгертуді, яғни деформацияланады.

ХБЖ жүйесінде күштің өлшемі – Ньютон (Н). 1 Ньютон – күш әсерінің бағытында массасы 1 кг денеге 1 м/с^2 үдеу беретін күш:

$$1\text{Н}=1\text{кг} \cdot 1\text{м/с}^2$$

Ньютонның екінші заңын басқа түрдегі өрнекпен беруге болады. $\vec{m\dot{v}} = \vec{p}$ векторы импульс (дененің қозғалыс мөлшері) деп аталады немесе $d(\vec{m\dot{v}}) = d\vec{p}$ – векторы импульстің элементар өзгерісін көрсетеді.

$$d(\vec{m\dot{v}}) = \vec{F} dt$$

немесе

$$d\vec{p} = \vec{F} dt. \quad (1.37)$$

$\vec{F} dt$ векторы аз аралық уақыт ішіндегі элементар күш импульсі деп аталады.

(1.37) теңдеу динамиканың негізгі заңдарының бірі болып табылады: дене импульсінің элементар өзгерісі оған әсер ететін элементар күш импульсіне тең. Мұндағы $\vec{F}$ денеге әсер ететін барлық күштердің қорытқы шамасына тең болады, яғни:

$$\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \dots + \vec{F}_n = \sum_{i=1}^n \vec{F}_i$$

(1.37) теңдігін мына түрде жазуға болады:

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} \quad (1.38)$$

Ньютонның үшінші заңы: бір дененің екінші денеге әсері – өзара әсер сипатында болады, денелердің өзара әсер күштері модульдері бойынша тең және бағыттары бойынша карама-карсы болады, яғни

$$\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21} \quad (1.39)$$

Бұл күштер әртүрлі денелерге әсер етеді, сондықтан денелер қозғалысқа келеді. Күштің әсер ету нүктесін дәл анықтау, оның физикалық шама ретінде ерекшелігін көрсетеді.

Бүкіл әлемдік тартылыс заңы: табиғаттағы кез келген екі дене бірін-бірі тартады. Тартылу күшінің шамасы олардың массаларының көбейтіндісі тура пропорционал, ал арақашықтығының квадратына кері пропорционал болады.

$$F = G \frac{m_1 m_2}{r^2} \quad (1.40)$$

мұндағы $G=6.67 \times 10^{-11} \text{ Н} \cdot \text{м}^2/\text{кг}^2$ – гравитациялық тұрақтысы деп аталады.

Ауырлық күш – деп Жер шарының денеге беретін әсер күшін айтады. Оның бағыты – үнемі Жер шарының центріне қарай бағытталады.

$$P = G \frac{Mm}{r^2} = mg \quad (1.41)$$

мұндағы g – ауырлық күш үдеуі. Оның шамасын жоғарыдағы өрнектен келтіріп шығаруға болады.

$$g = G \frac{M}{r^2} \quad (1.42)$$

Ауырлық күш үдеуінің шамасы дененің массасына тәуелді емес, денеден Жер шарының центріне дейінгі арақашықтыққа байланысты өзгереді.

Гук заңы: серпімділік күші дененің ұзындығының өзгерісіне тура пропорционал, ал бағыты – дененің құрама бөлшектерінің деформация кезіндегі қозғалыс бағытына қарама-қарсы болады.

$$F = - kx \quad (1.43)$$

мұндағы k – серіппенің қатандық коэффициенті.

Үйкеліс күші: денелердің бір-біріне салыстырмалы орын ауыстыру барысында олардың түйіскен беттерінде қозғалысқа қарама-қарсы күш әсер етеді. Оны үйкеліс күші деп атайды. Егер сыртқы күш әсері денені орнынан қозғауға жеткіліксіз

болса, онда дене тыныштық үйкеліс күшінің әсерінде болады. Тыныштық үйкеліс күшінің ең үлкен мәні

$$F_{\max} = \mu_0 N \quad (1.44)$$

мұндағы N – қысым күші, μ_0 – тыныштық үйкеліс коэффициенті.

Егер сыртқы күш әсері денені орнынан қозғалтса, онда денеге сырғанау үйкеліс күші әсер етеді.

$$F = \mu N \quad (1.45)$$

мұндағы N – қысым күші, μ – сырғанау үйкеліс коэффициенті.

1.6. Қатты дененің айналмалы қозғалысының динамикасы

Абсолют қатты дене – деп деформацияланбайтын және осы дененің кез келген екі нүктесінің арақашықтығы қозғалыстың барлық уақытында тұрақты болып қалатын денені айтады. Осындай дене ілгерілемелі немесе айналмалы қозғалуы мүмкін. Абсолют қатты дененің кез келген еркін екі нүктесі арқылы жүргізілген түзу сызық кеңістіктегі орын ауыстыру кезінде өзіне өзі параллель болып қалса, қозғалыс ілгерілемелі деп аталады.

Айналмалы қозғалыс – деп абсолют қатты дененің барлық нүктелері қозғалмайтын айналу өсі деп аталатын нүкте бойынша радиустары әртүрлі шеңберлерді сызатын қозғалысты айтамыз.

Қозғалмайтын айналу өсінен r қашықтықта орналасқан массасы Δm_i бөлшекке F_i күш әсер етсін. Күш пен радиус-вектор айналу өсіне перпендикуляр жазықтықта жатады және олар арасындағы бұрыш α -ға тең. Күш моменті – деп күш пен күш иінінің көбейтіндісін айтады. Ал күш иіні – деп айналу өсінен күш бағытындағы ең қысқа қашықтықты айтады.

$$\vec{M}_i = \left[\vec{r}_i \vec{F}_i \right] \quad (1.46)$$

Δm_i масса элементі күштің тангенсиал құраушы F_τ әсерінен радиусы r_i шеңбер бойымен қозғалып a_τ үдеуге ие болады. Ньютонның екінші заңы бойынша

$$F_\tau = \Delta m_i a_\tau$$

Бұл теңдіктің екі жағында r_i көбейтіп және сызықтық үдеуді ($a = \varepsilon \cdot r_i$) бұрыштық ε үдеу арқылы өрнектесек, онда

$$F_\tau r_i = \Delta m_i r_i^2 \varepsilon \quad (1.47)$$

Теңдіктің сол жағы (1.46) бойынша M_i күш моментіне тең. (1.47) теңдігін векторлық түрде жазайық

$$\vec{M}_i = \Delta m_i r_i^2 \vec{\varepsilon} \quad (1.48)$$

Материялық нүктенің массасы мен айналу өсіне дейінгі ара қашықтығының квадратына көбейтіндісі $\Delta m_i r_i^2$ материялық нүктенің осы оське қатысты инерция моменті деп аталады және оны J_i арқылы белгілейміз:

$$J_i = \Delta m_i r_i^2 \quad (1.49)$$

Денені құраушы барлық масса элементтеріне түсірілген айналдырушы моменттердің векторлық қосындысы:

$$\sum \vec{M}_i = \vec{\varepsilon} \sum \Delta m_i r_i^2 \quad (1.50)$$

мұндағы $\vec{M} = \sum \vec{M}_i$ денеге түсірілген толық күш моменті деп аталады. Денені құраушы элементар массалардың инерция моменттерінің қосындысы

$$\sum \Delta m_i r_i^2 = \sum J_i = J \quad (1.51)$$

мұндағы тұрақты шама J берілген оське қатысты дененің инерция моменті деп аталады.

Қатты дененің кез келген айналу өсіне қатысты инерция моменті (J) айналу өсі дененің масса центрінде болған кездегі инерция моментін (J_0), айналу өсі мен масса центрінің арақашықтығының квадратын дене массасына көбейтіп қосқанға тең:

$$J = J_0 + ma^2 \quad (1.52)$$

Бұл өрнек – Штейнер теоремасы деп аталады. Мұндағы a – айналу өсі мен масса центрі арасындағы қашықтық, J_0 – айналу өсі дененің масса центрінде болған кездегі инерция моменті, m – дененің массасы.

(1.48) теңдеуін мынадай түрде жазуға болады:

$$\vec{M} = J \vec{\varepsilon} \quad \text{немесе} \quad \vec{\varepsilon} = \frac{\vec{M}}{J} \quad (1.53)$$

Бұл өрнек қатты дененің айналмалы қозғалысы динамикасының негізгі теңдеуі деп аталады. (1.53) өрнегін $\vec{F} = m \vec{a}$ теңдеуіне ұқсастығынан айналмалы қозғалыс үшін Ньютонның екінші заңы деп атауға да болады.

Бұл заң былай айтылады: айналушы дененің бұрыштық үдеуі денелерге түсірілген күш моменттерінің қосындысына тура пропорционал, ал дененің айналу өсіне қатысты инерция моментіне кері пропорционал болады. Енді айналу өсіне қатысты дененің инерция моменті тұрақты ($J = \text{const}$) болса, онда (1.53) өрнегін былай жазуға болады:

$$\vec{M} = J \frac{d\vec{\omega}}{dt} = \frac{d}{dt}(J \vec{\omega}) \quad (1.54)$$

$$J \vec{\omega} = \vec{L} \quad (1.55)$$

Бұл өрнекті айналу өсіне қатысты дененің импульс моменті деп атайды. Олай болса, берілген өське қатысты дененің импульс моменті дененің инерция моменті мен бұрыштық жылдамдығының көбейтіндісіне тең. $\vec{L}$ мен $\vec{\omega}$ векторларының бағыттары сәйкес келеді. Массасы m материялық нүктенің импульс моменті:

$$L = mr^2 \omega = mr^2 \frac{v}{r} = mvr \quad (1.56)$$

мұндағы r – дөңгелек траекторияның радиусы, v – материялық нүктенің сызықтық жылдамдығы $J \vec{\omega} = \vec{L}$ екендігін ескеріп және (1.54) теңдеуіне қарап (1.55) өрнегін былай жазуға болады:

$$\vec{M} = \frac{d\vec{L}}{dt} \quad (1.57)$$

Бұл өрнек айналмалы қозғалыс динамикасының негізгі теңдеуінің жалпы түріндегі жазылуы. Демек, айналушы дененің импульс моментінің өзгеру жылдамдығы осы денеге әсер ететін күш моментіне тең.

1-тараудың бақылау сұрақтары мен жауаптары

1. Жол мен орын ауыстыру векторының айырмашылығы қандай?

Жауап. Жол – дегеніміз уақытқа тәуелді скаляр шама. Ал орын ауыстыру векторы дененің бастапқы және соңғы орнына ғана байланысты. Мысалы, дене радиусы R болған шеңбер бойымен қозғалып бір рет айналып шыққан кездегі жүрген жолы $2\pi R$ болса, ал орын ауыстыру векторы нөлге тең болады.

2. Дене жылдамдығының шамасы (модулі) өзгермесе, жылдамдығы тұрақты деуге бола ма?

Жауап. Жылдамдық – дегеніміз векторлық шама және берілген уақыт аралығында қозғалыстың шапшаңдығы мен

бағытын сипаттайды. Жылдамдық өзгермеу үшін жылдамдықтың шамасы және бағыты тұрақты болу керек. Егер дененің жылдамдығының шамасы тұрақты болып, бағыты өзгертін болса, онда жылдамдықты тұрақты деуге болмайды. Мысалы, материялық нүктенің шеңбер бойымен бірқалыпты қозғалысы осыған сәйкес келеді.

3. Дене қандай қозғалыста болған кезде оның лездік жылдамдығы мен орташа жылдамдығы үнемі өзара тең болады.

Жауап. Дене бірқалыпты түзу сызықты қозғалыста болған кезде, оның лездік жылдамдығы мен орташа жылдамдығы үнемі өзара тең болады.

4. Дененің үдеуі нөлге тең емес, бірақ жылдамдығы нөлге тең болуы мүмкін бе?

Жауап. Үдеу – дегеніміз уақыт бірлігіндегі жылдамдықтың өзгерісі. Ендеше бір мезеттегі дененің жылдамдығы нөлге тең болып, Δt уақыт өткен соң жылдамдығы v болса, онда бұл кездегі дененің үдеуі нөлге тең болмайды. Сондықтан дененің үдеуі бар, жылдамдығы болмауы мүмкін. Мысалы, маятниктің тепе-теңдік күйден ең үлкен ауытқыған кездегі жылдамдығы нөлге тең болады. Бірақ бұл кездегі үдеуі $a = g \sin \theta$ нөлге тең болмайды.

5. Дене түзу сызықты қозғалыс жасаған кезде қозғалыс бағыты мен үдеудің бағыты үнемі бірдей бола ма?

Жауап. Үнемі бірдей бола бермейді. Егер дене бірқалыпты үдемелі түзу сызықты қозғалыста болса, онда қозғалыс бағыты мен үдеудің бағыты бірдей болады. Егер дене бірқалыпты кемімелі түзу сызықты қозғалыста болса, онда қозғалыс бағыты мен үдеудің бағыты бір-біріне қарама-қарсы болады.

6. Төмендегі 3 түрлі көзқарас дұрыс па?

(1) Дененің үдеуі үлкен болған кезде жылдамдығы да үлкен болады.

(2) Дене түзу сызық бойымен ілгерілемелі қозғалыс жасаған кезде оның үдеуі азайса, дененің жылдамдығы да азаяды.

(3) Дене үдеуінің шамасы өте үлкен болғанда, жылдамдықтың шамасы тұрақты болуы мүмкін емес.

Жауап. (1) Үдеу жылдамдықтың қысқа уақыт аралығында өзгеруін сипаттайды. Сондықтан жылдамдықтың уақыт бойынша өзгерісі үлкен болған кезде үдеуі де үлкен болады. Жылдамдық пен үдеу бір-біріне ұқсамайтын физикалық шама. Дененің үдеуі үлкен болған кезде жылдамдықтың үлкен болуы екі талай. Сол сияқты, жылдамдық үлкен болған кезде үдеудің де үлкен болуы екі талай. Тіпті үдеудің нөлге тең болуы да мүмкін.

(2) Дененің үдемелі немесе кемімелі қозғалысы үдеу мен жылдамдықтың бағытына тәуелді. Жылдамдықтың бағыты дененің қозғалысының бағытымен бірдей болады. Үдеу мен жылдамдықтың бағыты бағыттас болса, дене үдемелі қозғалыс жасайды, ал екеуінің бағыты қарама-қарсы болса, онда дене кемімелі қозғалыс жасайды. Дененің үдеуі азайғанымен үдеудің бағыты жылдамдық бағытымен бағыттас болса, дене жалғасты үдемелі қозғалыс жасап, дененің жылдамдығы артады. Бірақ бұл кездегі жылдамдықтың арту шамасы бұрынғыдан біраз аздау болады.

(3) Егер үдеудің бағыты мен жылдамдықтың бағыты бір-бірімен перпендикуляр болса, үдеу тек жылдамдықтың бағытын ғана өзгерте алады. Бірақ жылдамдық шамасын (модулін) өзгерте алмайды. Сондықтан дененің үдеуі өте үлкен, бірақ жылдамдықтың шамасы тұрақты болуы мүмкін. Мысалы, дененің шеңбер бойымен бірқалыпты айналмалы қозғалысы дәл осындай қозғалысқа жатады.

Ендеше жоғарыдағы 3 түрлі көзқарастың бәрі дұрыс емес.

7. Бірқалыпты үдемелі қозғалыс сөзсіз түзу сызықты қозғалыс бола ма?

Шеңбер бойымен бірқалыпты айналмалы қозғалысты бірқалыпты үдемелі қозғалыс деп айтуға бола ма?

Жауап. Бірқалыпты үдемелі қозғалыстың сөзсіз түзу сызықты қозғалыс болуы екі талай. Бұл үшін бастапқы жылдамдықтың бағыты мен үдеудің бағытының бірдей болуы қажетті шарт. Егер екеуінің бағыты бірдей болса, онда түзу сызықты қозғалыс болады. Мысалы, тік төмен қарай лақтырылған дененің қозғалысы. Егер екеуінің бағыты бірдей

болмаса, онда қисық сызықты қозғалыс болады. Мысалы, горизонталь лақтырылған дененің қозғалысы.

Шеңбер бойымен бірқалыпты айналмалы қозғалыс пен бірқалыпты үдемелі қозғалыстың сипаты ұқсамайды. Өйткені, бірқалыпты үдемелі қозғалыс – деп дененің үдеуі тұрақты, яғни үдеудің шамасы мен бағыты тұрақты болатын қозғалысты айтамыз. Дене шеңбер бойымен бірқалыпты айналмалы қозғалыс жасаған кезде жылдамдықтың шамасы тұрақты, бірақ бағыты үнемі жанама бойынша өзгеріп отырады. Бұл кездегі дененің толық үдеуі нормал үдеу арқылы анықталып, бағыты шеңбер кіндігіне қарай бағытталады және үнемі өзгеріп отырады. Нормал үдеудің шамасы дене жылдамдығының шамасы арқылы анықталатындықтан жылдамдықтың шамасы тұрақты болған кезде нормал үдеудің шамасы да тұрақты болады. Сондықтан үдеудің шамасы тұрақты, бірақ бағыты үнемі өзгеріп отыратын қозғалысты бірқалыпты үдемелі қозғалыс деп айтуға болмайды.

8. Дене қисық сызықты қозғалыс жасаған кезде жылдамдық бағыты үнемі жол сызығына жанама бағытта болады. Жылдамдықтың кіндікке бағытталған (нормал) құраушысы болмайды (нөлге тең). Бұл кезде үдеудің нормал құраушысы нөл бола ма?

Жауап. Жылдамдықтың нормал құраушысы нөл болғанымен, үдеудің нормал құраушысы нөлге тең болмайды. Мысалы, дене шеңбер бойымен бірқалыпты айналмалы қозғалыс жасаған кезде жылдамдықтың нормал құраушысы нөлге тең болады. Бірақ үдеудің нормал құраушысы нөлге тең болмайды. Үдеудің нормал құраушысының шамасы $a_n = \frac{v^2}{R}$ өрнегі бойынша анықталады. Нормал үдеудің бағыты үнемі кіндікке бағытталып, жылдамдық бағытына перпендикуляр болады.

9. Материялық нүкте шеңбер бойымен бірқалыпты үдемелі қозғалыс жасаған кезде, келесі 3 түрлі жағдайда үдеуде өзгеріс бола ма?

(1) Үдеудің жанама құраушысының шамасы және бағыты өзгере ме?

(2) Үдеудің нормал құраушысының шамасы және бағыты өзгере ме?

(3) Толық үдеудің шамасы және бағыты өзгере ме?

Жауап. (1) Шеңбер бойымен бірқалыпты үдемелі қозғалыстың негізгі ерекшелігі үдеудің тангенциаль (жанама) құраушысының шамасы тұрақты, бірақ бағыты үнемі жанама бағыт бойынша өзгеріп отырады.

(2) Шеңбер бойымен бірқалыпты үдемелі қозғалыста жылдамдықтың модулі барған сайын артады. Үдеудің нормал құраушысы $a_n = \frac{v^2}{R}$ болғандықтан, жылдамдық v барған сайын

артатын болса, үдеудің нормал құраушысының шамасы да артады. Бағыты үнемі өзгеріп отырады және үнемі шеңбер кіндігіне қарай бағытталады.

(3) Толық үдеудің бағыты және шамасы $a = \sqrt{a_n^2 + a_\tau^2}$ өрнегіне сәйкес өзгереді. Өйткені, толық үдеудің шамасы нормал және жанама құраушысы арқылы анықталады. Екі құраушының бағыты үнемі өзгеріп отыратындықтан, толық үдеудің бағыты да өзгереді. Нормал құраушысы барған сайын артатындықтан, толық үдеу шамасы да барған сайын артады.

10. Дененің толық жылдамдығының шамасы оның құраушыларына тең немесе олардан кіші болуы мүмкін бе?

Жауап. Егер дененің толық жылдамдығы екі құраушы жылдамдықтан құралған болса және осы екі жылдамдық арасындағы бұрыш $\frac{2\pi}{3}$ мен π -дің аралығында болса, онда

толық жылдамдықтың шамасы құраушы жылдамдықтың шамасына тең немесе құраушы жылдамдықтан кіші болады.

11. Бірқалыпты түзу сызықты қозғалыстағы поезд ішіндегі адам тік жоғары бағытта бір кішкене денені лақтырған болса.

(1) Дене лақтырған орынға қайта түсе ме?

(2) Поезд ішіндегі отырған адаммен салыстырғанда дененің жол ізі қалай болады?

(3) Жердегі адамға қарағанда дененің жол ізі қалай болады?

Жауап. (1) Поезд жерге қарата бірқалыпты түзу сызықты қозғалыста болғандықтан, дене лақтырған жеріне қайта түседі.

(2) Поезд ішіндегі адамға байланысты дененің траекториясы (жол ізі) тік сызық болады.

(3) Жердегі адамға қарата дененің жол ізі парабола болады.

12. Материялық нүкте шеңбер бойымен қозғалған кезде, егер радиусы екі есе артатын болса, (1) Қандай жағдайда сызықтық жылдамдығы бұрынғысынан екі есе артық болады?

(2) Қандай жағдайда сызықтық жылдамдығы бұрынғысынан $\sqrt{2}$ есе артық болады?

Жауап. (1) Сызықтық жылдамдықтың өрнегіне $v = R\omega$ сәйкес, радиусы екі есе артса, бұрыштық жылдамдығы тұрақты $\omega = \text{const}$ болған жағдайда сызықтық жылдамдық екі есе артады.

$v = \sqrt{aR}$ өрнегіне сәйкес, радиусы мен нормал үдеуінің екеуі де екі есе артқанда, сызықтық жылдамдық бұрынғысынан екі есе артық болады.

(2) Радиусы бұрынғысынан екі есе артық болса, $v = \sqrt{aR}$ өрнегіне сәйкес, нормал үдеуі тұрақты $a = \text{const}$ болған жағдайда сызықтық жылдамдық бұрынғысынан $\sqrt{2}$ есе артық болады.

Радиусы бұрынғысынан екі есе артық болса, $v = R\omega$ өрнегіне сәйкес, бұрыштық жылдамдық ω бұрынғының $\frac{\sqrt{2}}{2}$ есесіне

теңгерілгенде, сызықтық жылдамдық бұрынғысынан $\sqrt{2}$ есе артық болады.

13. Төмендегі 3 сұраққа қысқаша жауап беріңіз:

(1) Үдеуі тұрақты қозғалысты түзу сызықты қозғалыс деуге бола ма?

(2) Шеңбер бойымен айналмалы қозғалыста жылдамдықтың шамасы тұрақты болмаса, үдеудің бағыты кіндікке бағыттала ма?

(3) Дененің үдеуі нөл болған кезде, дене қандай қозғалыста болады?

Жауап. (1) Түзу сызықты қозғалыс – деп жылдамдық бағыты өзгермейтін қозғалысты айтамыз. Ал үдеуі тұрақты қозғалыс деп жылдамдық өзгерісінің шамасы мен бағыты өзгермейтін қозғалысты айтамыз. Дененің үдеуі тұрақты болғанымен кейде жылдамдық бағыты өзгереді жағдайлар да болады. Мысалы, ауырлық күш өрісінде горизонталь лақтырылған дененің үдеуі g тұрақты болады. Бірақ оның жол сызығы түзу сызық емес, қисық сызық болады. Сондықтан үдеуі тұрақты қозғалысты түзу сызықты қозғалыс деп айтуға болмайды.

(2) Шеңбер бойымен айналмалы қозғалыста үдеудің нормал құраушысының бағыты шеңбер кіндігіне бағытталады. Ал үдеудің тангенциаль құраушысының бағыты үнемі жанама бағытта болады. Сондықтан көбінесе толық үдеудің бағыты кіндікке бағытталмайды. Тек үдеудің тангенциаль құраушысы нөлге тең болған кезде ғана толық үдеу шеңбер кіндігіне бағытталады.

(3) Дененің үдеуі нөлге тең болғанда, дене тыныштық күйде немесе бірқалыпты түзу сызықты қозғалыста болады.

14. F серпімділік күші арқылы тартылған екі серіппені ΔL шамасына ұзарту үшін төмендегі екі түрлі жағдайда қаншалық күш жұмсау керек?

(1) Екі серіппе тізбектей жалғанса.

(2) Екі серіппе параллель жалғанса.

Жауап. (1) Екі серіппе тізіле жалғанса, оларды жалпы ΔL шамасына ұзарту үшін әрбір серіппені $\frac{\Delta L}{2}$ ұзарту керек. Гук заңына $F = k |\Delta L|$ сәйкес, бұл кездегі серпімділік күші бастапқысының жартысына тең $\frac{F}{2}$ болуы керек.

(2) Екі серіппені параллель жалғаған кезде әрбір серіппені ΔL шамасына ұзартуға тура келеді. Сондықтан екі серіппенің

екеуін де ΔL шамасына ұзарту үшін бастапқысының екі есесіне тең $2F$ күш қажет болады.

15. $2v_0$ бастапқы жылдамдықпен бір дене тік жоғары лақтырылғаннан кейін екінші бір дене v_0 жылдамдықпен тік жоғары лақтырылған. Ол екі дененің h биіктікте өзара кездесуі мүмкін бе?

Жауап. Екі дене h биіктікте өзара кездесу үшін, v_0 бастапқы жылдамдық $\sqrt{2gh}$ -тан кіші болмауы керек.

Егер v_0 бастапқы жылдамдық $\sqrt{2gh}$ -қа тең болса, онда екінші дене ең жоғары биіктікке көтерілген кезде төмен түсіп келе жатқан бірінші денемен өзара кездеседі.

Егер v_0 бастапқы жылдамдық $\sqrt{2gh}$ -тан үлкен болса, екі дене төмендегідей екі түрлі жағдайда өзара кездеседі. Біріншісі, $2v_0$ бастапқы жылдамдықпен ең жоғары биіктікке көтеріліп қайтадан төмен еркін түскен кезде, v_0 бастапқы жылдамдықпен тік жоғарыға көтеріліп келе жатқан екінші денемен h биіктікте кездеседі. Екіншісі, бірінші дене $2v_0$ бастапқы жылдамдықпен ең жоғары биіктікке көтеріліп қайтадан төмен еркін түскен кезде, v_0 бастапқы жылдамдықпен ең жоғары биіктікке көтеріліп қайтадан төмен еркін түсіп келе жатқан екінші денемен h биіктікте кездеседі. Яғни, төмен түсіп келе жатқан бірінші дене төмен түсіп келе жатқан екінші денені қуып жетіп кездеседі.

16. Жылдамдық модулі өзгермейтін қозғалыстағы денеге әсер ететін күштің бағыты қозғалыс бағытына перпендикуляр болса, төмендегі 3 түрлі жағдайда дененің траекториясы қалай болады?

- (1) Күштің шамасы тұрақты болған кезде.
- (2) Күштің шамасы үздіксіз өскен кезде.
- (3) Күштің шамасы үздіксіз азайған кезде.

Жауап. (1) Егер күштің бағыты қозғалыс бағытына перпендикуляр болып, күштің шамасы тұрақты болса, дене шеңбер бойымен бірқалыпты айналмалы қозғалыс жасайды.

(2) Күштің бағыты қозғалыс бағытына перпендикуляр болып, шамасы үздіксіз өскен кезде және жылдамдық модулі

тұрақты болса $|v| = \text{const}$, $F = ma_n = \frac{mv^2}{R}$ өрнегіне сәйкес,

траекториясының кисықтық радиусы барған сайын азаяды. Яғни, дененің траекториясы барған сайын азайған спираль болады.

(3). Күштің шамасы үздіксіз азайса, процесс (2) жағдайға керісінше болады. Дене қозғалысының кисықтық радиусы барған сайын ұлғайып, траекториясы барған сайын үлкейген спираль болады.

17. Дене F күштің әсерінен бірқалыпты үдемелі түзу сызықты қозғалыс жасайды. Егер күш F бірте-бірте азайса, дененің жылдамдығы мен үдеуі қалай өзгереді?

Жауап. Ньютонның екінші заңына сәйкес, денеге әсер етуші күш азайса, үдеуі де төмендейді. Тең уақыт аралығында дененің жылдамдық өзгерісі де азаяды. Бірақ дененің жылдамдығы арта береді. Арту шамасы бұрынғыдан бәсең болады. Сыртқы әсер күш азайып нөлге тең болған кезде, үдеуі де нөлге тең болып, жылдамдық өзгеріссіз қалады.

18. Жіптің бір ұшына ауыр жүк байлап, енді бір ұшын қолға ұстап шеңбер бойымен айналдырса,

(1) Әр секундағы айналым саны тұрақты болғанда, ұзын жіп оңай үзіле ме, әлде қысқа жіп оңай үзіле ме? Неліктен?

(2) Жүктің сызықтық жылдамдығы тұрақты болса, ұзын жіп оңай үзіле ме, әлде қысқа жіп оңай үзіле ме? Неліктен?

Жауап. (1) Әр секундағы айналым саны тұрақты – дегеніміз бұрыштық жылдамдық тұрақты деген сөз. $F_n = mR\omega^2$ өрнегіне сәйкес, m , ω шамасы өзгермеген кезде, күш F_n жіптің ұзындығына, яғни айналу радиусына R тура пропорционал болады. Жіп ұзарған сайын радиус R үлкен болып, дененің кіндікке тартқыш күші ұлғая түседі. Ньютонның

үшінші заңы бойынша, жіптің тартылу күші де үлкен болады. Сондықтан ұзын жіп оңай үзіледі.

(2) Жүктің сызықтық жылдамдығы v тұрақты болған кезде, $F_n = \frac{mv^2}{R}$ өрнегіне сәйкес, күш F_n пен радиус R кері пропорционал болады. Жіп қысқа болған сайын, радиусы кіші болып, кіндікке тартқыш күш соғұрлым үлкен болады. Сондықтан қысқа жіп оңай үзіледі.

19. Кейбіреулер Ньютонның бірінші заңы – дегеніміз Ньютонның екінші заңының ерекше бір түрі, яғни қорытқы күш нөлге тең болған күйі деп қарайды. Ендеше Ньютонның бірінші заңы деудің қажеті не?

Жауап. Ньютонның бірінші заңын оның екінші заңының ерекше бір түрі-деп қарауға болмайды. Ньютонның бірінші заңының өзіндік физикалық мәні және орны бар. Бірінші заңда дененің инерциясы деген ұғым енгізіледі. Дененің бастапқы қозғалыс күйін сақтауға ұмтылу қасиетін инерция деп атаймыз. Сондай-ақ, Ньютон күш ұғымын — қозғалыстағы денелердің арасындағы бір түрлі өзара әсердің бар екендігін енгізді.

Ал Ньютонның екінші заңы дененің инерциясын және денеге күш әсер етпеген жағдайды да түсіндіріп бере алмайды.

20. Жүк машинасы жылдам жүріп келе жатып шұғыл бұрылған кезде, машина үстінде тұрған адам сыртқа қарай жығыла жаздайды. Біреулер мұны кіндікке тартқыш күштің кері әсер күшінен болады деп қарайды. Бұл көзқарас дұрыс па?

Жауап. Машина жүріп келе жатып шұғыл бұрылған кезде, адамның аяғы машинамен бірге бұрылады. Бірақ адам денесі инерция әсерінен әлі де алға қарай қозғалған күйде болады. Сондықтан адам алға қарай құлап қала жаздайды. Бірақ бұл кіндікке тартқыш күштің кері әсер күшінің есебінен емес. Адам машинамен бірге бұрылғанда арасында кіндікке тартқыш күш пайда болады. Бұл күш адам аяғымен жер арасындағы тыныш үйкеліс күші болып, адам денесінің қозғалыс күйіне тікелей ықпал жасамайды.

21. Адамның таразы үстінде тыныш тұрған кездегі салмағы mg . Егер адам шұғыл отыратын болса, таразының салмақ

көрсеткіш тілі қалай өзгереді?

Жауап. Адам шұғыл отырған кезде, ауырлық центрі тыныштық күйден қозғалып төмен қарай үдеу алады. Бұл кездегі қозғалыс теңдеуін мынадай етіп жазуға болады: $mg - N = ma$. Мұндағы N – таразының реакция күші, шамасы $N = m(g - a) < mg$. Таразының көрсететін саны дәл осы реакция күшінің кері әсер күші болып, шамасы mg -ден кіші болады.

Адам дәл отырып болған кезде, ауырлық центрінің төмен бағытталған қозғалысы тоқтайды да, жоғары бағытталған үдеу a' пайда болады. Қозғалыс теңдеуін $N' - mg = ma'$ деп жазуға болады. Бұдан $N' = m(g + a') > mg$ екендігін білеміз. Бұл кездегі таразының реакция күші N' адамның бастапқы салмағы mg -ден үлкен болады.

Жоғарыдағыны қорытындыласақ, адам отырған кезде таразының салмақ көрсеткіш стрелкасы алғашында азды, одан соң көпті көрсетеді. Яғни, таразының салмақ көрсеткіш стрелкасы оңды-солды тербеледі.

22. Жердің жасанды серігінің жер шарын айнала қозғалу жылдамдығы $v = \sqrt{\frac{gR^2}{r}}$, мұндағы R – жердің радиусы, r – жер серігінен жер центріне дейінгі аралық. Бұдан жер серігін қаншалық алысқа ұшыру үшін жылдамдығы соғұрлым кіші болады деген ұғым келіп шыға ма?

Жауап. Жоғарыдағы өрнек жер серігінің жер шарын орбита бойынша айнала қозғалған кездегі жылдамдығын білдіреді. Бұл жер серігін радиусы r болған орбитаға ұшыру жылдамдығы емес. Механикалық энергияның сақталу заңына сәйкес, жер серігін радиусы r болған орбитаға шығару үшін ұшыру жылдамдығы $v_1 = \sqrt{2Rg(1 - \frac{R}{2r})}$ болуы кекек. Сондықтан орбитаға дейінгі аралық r үлкен болған сайын ұшыру жылдамдығы v_1 үлкен болады, бірақ орбитаны айналу жылдамдығы v соғұрлым аз болады.

23. Өте жеңіл нәрсені, мысалы, мақтаны өте алысқа лақтыруға болмайды. Сол сияқты өте ауыр нәрсені, мысалы

үлкен зеңбірек оғын өте алысқа лақтыруға келмейді. Динамиканың принципі бойынша бұл екі құбылысты түсіндіріңіз.

Жауап. Радиусы және жылдамдығы бірдей мақта мен темір шар горизонталь лақтырылған делік. Олардың ұшыраған ауаның қарсылық күші F бірдей болсын. Ньютонның екінші заңына сәйкес, ауаның қарсылық күшін $F = ma$ деп жазуға болады. Мақтаның массасы темірдің массасынан көп кіші болғандықтан, мақта ұшыраған ауаның қарсылық күшінің үдеуі темір шардан көп үлкен болады. Сондықтан мақтаны өте алысқа лақтыруға болмайды.

Ал енді ұқсас күшпен зеңбіректің оғын және көлемі онымен бірдей ағаш цилиндрді лақтырды делік. Ньютонның екінші заңы $F = ma$, және кинематиканың өрнегіне $v_l = at$ сәйкес, зеңбірек оғының массасы ағаш цилиндрдің массасынан үлкен. Лақтырылған кездегі зеңбірек оғының үдеуі ағаш цилиндрден аз болады. Сондай-ақ, зеңбірек оғының лақтырылған жылдамдығы ағаш цилиндрдің жылдамдығынан кем болады. Горизонталь лақтырылған дененің түсу арақашықтық өрнегіне $x = vt$ сәйкес, зеңбірек оғының түсу арақашықтығы ағаш цилиндрден аз болады.

Жоғарыдағыларды қорытындыласақ, ұқсас көлемдегі мақта мен зеңбірек оғын салыстырғанда, мақтаның массасы аз болғандықтан, ол ұшыраған ауаның қарсылық күшінің үдеуі үлкен болып алысқа лақтыруға келмейді. Зеңбірек оғының массасы үлкен, үдеуі аз және бастапқы жылдамдығы төмен болғандықтан, оны да өте алысқа лақтыруға болмайды.

24. Егер Жер шарын орбитамен айнала қозғалатын жердің жасанды серігінен реактивтік қондырғысы жоқ бір бомба тасталатын болса, онда оның жер шарына келіп соғылуы мүмкін бе?

Жауап. Жер шарына жетуі мүмкін емес. Өйткені, жердің жасанды серігінің жерді айналу жылдамдығы өте тез 8000 м/с болады. Егер жердің жасанды серігінен бір реактивтік қондырғысы жоқ бомба тасталса, оның жер серігіне қарата салыстырмалы жылдамдығы өте үлкен болмайды. Сондықтан тасталған бомба жердің жасанды серігінің жылдамдығына таяу

жылдамдықпен жер шарын айнала қозғалып жүреді.

25. Жіптің бір ұшына бір денені байлап, тік жазықтықта шеңбер бойымен айналмалы қозғалыс жасаған болса, төмендегі екі түрлі көзқарас дұрыс па?

(1) Дене ең биік нүктеге жеткен кезде, үш түрлі күштің, яғни Жер шарының тарту күші, жіптің тарту күші және кіндікке тартқыш күштің әсеріне ұшырайды.

(2) Жоғарыдағы үш түрлі күштің бағытының бәрі төмен бағытталған. Бірақ дене төменге құламайды. Сондықтан дене және бір жоғары бағытталған кіндіктен тебу күшінің әсерінде тепе-теңдік күйде болады.

Жауап. (1) Дене шеңбер бойымен қозғалып, ең жоғары биіктікке жеткен кезде тек қана Жер шарының тарту күші мен жіптің тарту күшіне ұшырайды. Осы екі күштің қорытқы күші кіндікке тартқыш күш болып табылады. Кіндікке тартқыш күш – дегеніміз Жер шарының тарту күші мен жіптің тарту күшінен басқа үшінші бір күш емес, осы екі күштің себебінен денеге кіндікке тартқыш үдеу беретін күш пайда болады. Сондықтан бірінші көзқарас дұрыс емес.

(2) Кіндікке тартқыш күштің қарсы әсер күші – кіндіктен тебу күші. Бұл күш шеңбер бойымен айнала қозғалыс жасаған дененің жер шары мен жіпке қарата тарту күші болып, дененің ұшыраған күші емес. Сондықтан екінші көзқарас та дұрыс емес.

Егер шеңбер бойымен қозғалған денені санақ жүйесі етіп белгілесек, дене үш түрлі күштің – ауырлық күш, жіптің тарту күші және инерциялық кіндіктен тебу күшінің әсеріне ұшырайды. Үш түрлі күш өзара тепе-тең болғанда дене тепе-теңдік күйде болады. Осылай болған күннің өзінде дене ұшыраған күштер – Жер шарының тарту күші, жіптің тарту күші және инерциялық кіндіктен тебу күші сияқты үш түрлі күш болып, бұлардан басқа төртінші бір кіндікке тартқыш күшінің әсеріне ұшырамайды.

26. Адам арбаны итерген кезде арба да адамды кері итереді. Нәтижеде арба алға жылжиды да, адам кейінге шегінбейді. Бұл не үшін? Адам мен арбаның қандай күштердің әсеріне ұшырайтындығын баяндаңыз.

Жауап. Түсінікті болу үшін арба мен адамның горизонталь бағыттағы ұшыраған күштерін жеке-жеке талдап көрейік. Түзу жолмен арбаны итерген кезде, арба горизонталь бағытта екі түрлі күштің әсеріне ұшырайды. Біріншісі, адамның арбаны алға қарай итеру күші. Екіншісі, жер бетінің қозғалыс бағытына карама-қарсы үйкеліс күші. Адамның итеру күші жер бетінің арбаға қарата үйкеліс күшінен көп болғандықтан, арба алға қарай жылжиды. Бұл Ньютонның екінші заңына сәйкес келеді.

Адамның горизонталь бағыттағы ұшыраған күштері де екі түрлі болады. Біріншісі, арбаның адамды кері бағытта итеру күші. Екіншісі, жер бетімен адам аяғы арасындағы үйкеліс күші, яғни жер бетінің адамды алға қарай итеру күші. Жер бетінің адамды алға қарай итеру күші арбаның адамды кері бағыттағы итеру күшінен көп болғандықтан адам алға қарай қозғалады. Бұл да Ньютонның екінші заңына сәйкес келеді.

Адам мен арба арасындағы әсер күш пен қарсы әсер күшке келетін болсақ, әр қандай кезде олар шама жағынан бір-біріне тең, ал бағыты жағынан бір-біріне карама-қарсы болып, Ньютонның үшінші заңына сәйкес келеді.

27. Үйкеліс коэффициенті бірден көп болуы мүмкін бе?

Жауап. Үйкеліс коэффициентінің бірден көп болуы мүмкін емес. Әдеттегі жағдайда денені горизонталь бағытта итеріп қозғалтатын күш үнемі дененің салмағынан аз болады. Сондықтан үйкеліс коэффициенті үнемі бірден аз болады.

28. Машина доңғалақ пен жер арасындағы үйкеліс күштің әсерінен алға қарай қозғалады. Бұл тек қана үйкеліс күші болса, машина алға қарай жүреді дегенді білдіре ме?

Жауап. Машинаны алға қарай қозғаушы күш – машина доңғалағы мен жер арасындағы үйкеліс күші. Өйткені, егер доңғалақ пен жер арасында үйкеліс күші болмаса, машина алға қарай жүре алмайды (машина мұз үстінде жүре алмайтыны осының дәлелі). Бірақ бұл тек қана үйкеліс күші болса, машина алға қарай жүреді дегенді білдірмейді. Өйткені, үйкеліс күші өздігінен пайда болмайды. Машина доңғалағы айналған кезде жер мен доңғалақ арасында үйкеліс күші пайда болады. Доңғалақтың айналуы машина двигателінің жұмыс істегендігінен.

Сондықтан үйкеліс күші “энергияны тасымалдаушы қызметін” атқарады. Ол двигательдің энергиясын машинаның масса центріне жеткізеді. Сол арқылы машинаның қозғалыс энергиясы артады. Демек, үйкеліс күші энергияны тасымалдаушы қызметінде болып, өз алдына жеке жұмыс істемейді. Машинаның қозғалыс энергиясының артуы двигательдің жұмыс істегендігінен. Ал двигательдің жұмыс істеуі жанар-жағармайдың химиялық энергиясын тұтынғандықтан болады.

29. Бір кіп-кішкене құмырсқаның үлкен бір машинаны итеріп орнынан қозғай алуы мүмкін бе?

Жауап. Қозғай алуы мүмкін. Төмендегідей идеал жағдайды ойластырып көрейік. Үлкен машина үйкеліс күші жоқ тап-тайғақ жазықтықта тұрады делік. Ал кіп-кішкене құмырсқа дәл үйкеліс күші бар жерде тұрсын дейік (олай болмағанда құмырсқа жүре алмайды). Құмырсқа жүріп барып машинаны итерген кезде, машина горизонталь бағыттағы күштің әсеріне ұшырайды. Нәтижеде машинада үдеу пайда болып орнынан қозғалады.

30. Жіптің дәл ортасынан массасы m болған жүкті асып, екі қолмен жіптің екі ұшынан тартып ұстау керек. Қаншалық күшпен тартқанда жіпті горизонталь бағытта ұстауға болады? (Жіптің массасы ескерілмейді).

Жауап. Жүкті жіптің ортасынан асқан кездегі жіп пен горизонталь бағыттағы аралық бұрыш θ десек, жіптің тарту күші T төмендегідей болады: $T = \frac{1}{2} mg \csc \theta$. Жіпті горизонталь

бағытта тартып ұстау үшін, яғни аралық бұрышы $\theta=0$ болу үшін тарту күші T шексіз үлкен болуы керек. Сондықтан жіпті горизонталь бағытта тартып ұстау мүмкін емес.

31. Машинамен жүк тасымалдаған кезде, төмендегідей үш түрлі жағдайда жүк пен машина арасындағы үйкеліс күшінің бағыты қалай болады?

- (1) Машина бірқалыпты түзу сызықты қозғалыс жасаған.
- (2) Машина үдемелі түзу сызықты қозғалыс жасаған.
- (3) Машина кемімелі түзу сызықты қозғалыс жасаған.

Жауап. (1) Үйкеліс күші нөлге тең болады.

(2) Үйкеліс күшінің бағыты мен қозғалыс бағыты бағыттас болады.

(3) Үйкеліс күшінің бағыты мен қозғалыс бағыты бір-біріне қарама-қарсы болады.

32. Үйкеліс күші туралы төмендегі көзқарастар дұрыс па?

(1) Үйкеліс күшінің бағыты үнемі қозғалыс бағытына қарама-қарсы болады.

(2) Үйкеліс күші үнемі теріс жұмыс істейді.

(3) Үйкеліс күші үнемі денелер арасындағы салыстырмалы қозғалысқа кедергілік жасайды.

Жауап (1) Дұрыс емес. Өйткені, үйкеліс күшінің бағыты мен қозғалыс бағыты бірдей болатын кездер де болады. Мысалы, жоғарғы сұрақтағы машина үдемелі түзу сызықты қозғалыс жасаған кезде машина мен жүк арасындағы үйкеліс күштің бағыты қозғалыс бағытымен бағыттас болады.

(2) Жоғарыдағы (1)-дің жауабы бойынша үйкеліс күшінің жұмысы үнемі теріс бола бермейді. Сондықтан дұрыс емес.

(3) Дұрыс. Үйкеліс күшінің бағыты үнемі дене арасындағы салыстырмалы қозғалысқа тосқындық жасайды.

33. Машина жер бетіндегі үйкеліс күштің көмегімен алға қарай қозғалады. Бірақ және бір жағынан үйкеліс күші машинаның қозғалысына тосқындық жасайды. Бұны қалай түсіндіруге болады?

Жауап. Машинаның артқы доңғалағы қозғаушы қондырғы арқылы айналады делік. Артқы доңғалақпен жер беті арасындағы үйкеліс күшінің бағыты алға қарай бағытталады. Бұл күш бір жағынан доңғалақтың айналуына тосқындық жасаса және бір жағынан машинаның алға қозғалуына түрткілік рөл ойнайды. Ал машинаның алдыңғы доңғалағы итеру арқылы қозғалатындықтан, алдыңғы доңғалақ пен жер арасындағы үйкеліс күшінің бағыты артқа қарай бағытталады. Бұл күш машинаның алға қарай қозғалуына тосқындық жасайды. Әдеттегі жағдайда, алға бағытталған үйкеліс күші артқа бағытталған үйкеліс күшінен көп болады. Сондықтан машина алға қарай қозғалады.

34. Қатты дене айналмалы қозғалыс жасаған кезде, оның

бұрыштық жылдамдығы өте жоғары болса, оған әсер ететін күш те көп бола ма? Денеге әсер ететін күш моменті де көп бола ма?

Жауап. Қатты дененің айналмалы қозғалысы тек күш моментіне байланысты болып, күшпен тікелей байланысты болмайды. Қатты денеге әсер ететін күштің мөлшері көп, бірақ оның күш моменті нөлге тең болса, онда дене тек ілгерілемелі қозғалыс жасап, айналмалы қозғалыс жасамайды. Сондай-ақ, қатты денеге әсер ететін күш моменті айналмалы қозғалыстың бұрыштық үдеуіне байланысты болады. Яғни,

$$M = I\varepsilon,$$

мұндағы M – күш моменті, I – инерция моменті, ε – бұрыштық үдеу. Күш моменті мен бұрыштық жылдамдық тікелей байланысты емес. Күш моменті өте көп болған кезде, бұрыштық жылдамдық нөл бола береді. Ал мұның керісінше күш моменті өте аз болған кезде, бұрыштық жылдамдығы көп бола береді.

35. Қатты дене күш моментінің әсерінен қозғалмайтын өстен айналған кезде, егер күш моменті көбейсе бұрыштық жылдамдық пен үдеу қалай өзгереді? Егер күш моменті азайса, бұрыштық жылдамдық пен бұрыштық үдеу қалай өзгереді?

Жауап. Қатты дене күш моментінің әсерінен қозғалмайтын өстен айналған кезде күш моменті көбейсе, бұрыштық жылдамдық пен бұрыштық үдеудің екеуі де көбейеді. Ал күш моменті азайса (жалғасты оң мәнге ие болған кезде) бұрыштық үдеуі де азаяды. Бірақ бұрыштық жылдамдық жалғасты көбейеді. Тек көбею шамасы бұрынғыдан бәсең болады.

36. Ұзын темір таяқты дәл ортасынан көтеру шет жағынан көтеруге қарағанда оңай болатыны неліктен?

Жауап. Ұзын темір таяқты көтеріп тыныш тұру үшін таяқтың ауырлығына тең күшпен дәл ортасынан жоғары көтеріп тұрса болғаны. Ал ол таяқты шет жағынан көтеріп тыныш тұру үшін, таяқтың шет жағына кем дегенде екі күш әсер етуі керек. Бұл екі күштің біреуі төмен бағытталса, енді біреуі жоғары бағытталады. Сондай-ақ бұл екі күштің шамасы да таяқтың ауырлық күшінен үлкен болады. Сондықтан таяқтың ортасынан көтеру шет жағынан көтергенге қарағанда оңай болады.

37. Теңбіл доп қақпашысы төмендегідей екі түрлі жағдайда допты ұстаған. Біріншісінде доп өз өсін айналмай аспанмен ұшып келген. Екіншісінде доп жер бетімен домалап келген. Егер екі доптың массасы және ілгерілемелі қозғалыс жылдамдығы бірдей болса, осы екі допты ұстау үшін істеген жұмысы бірдей бола ма?

Жауап. Қақпашының екі допқа істеген жұмысы бірдей болмайды. Өйткені, бірінші доп өз өсін айналмағандықтан оның кинетикалық энергиясы $E_{k1} = \frac{1}{2}mv^2$ болады. Ал екінші доптың толық энергиясы – ілгерілемелі қозғалыстың кинетикалық энергиясы мен айналмалы қозғалыстың кинетикалық энергиясының қосындысына тең болады. Яғни, $E_{k2} = \frac{1}{2}mv^2 + \frac{1}{2}I\omega^2$. Сондықтан қақпашының екінші допқа істеген жұмысы бірінші доптан көп болады.

38. Піскен жұмыртқа мен шикі жұмыртқаны үстел үстіне қойып айналдырсақ, қайсы жұмыртқаның піскен, қайсы жұмыртқаның шикі екендігін білуге болады. Бұның себебін түсіндіріңіз.

Жауап. Шикі жұмыртқа айналған кезде біршама орнықты болып, айналу уақыты ұзын болады. Өйткені, шикі жұмыртқаның іші сұйық күйде болғандықтан, жұмыртқаның іші еркін қозғалады да айналған кезде масса центрі өздігінен айналыс өсіне жөткеліп, импульс моментінің сақталу заңы орындалады. Сондықтан біраз көп уақыт орнықты айналған соң тоқтайды. Ал піскен жұмыртқаның ішкі жағы қатты күйде болады. Оның масса центрі әдетте айналу өсінде болмайды. Сондықтан айналдырған кезде орнықты күйде болмайды және өте аз уақыт ішінде тоқтап қалады.

39. Екі қолын созып гантель ұстаған адам белгілі бұрыштық жылдамдықпен айналған орындық үстінде отырған (үйкеліс күші есепке алынбайды). Егер бұл кісі қолын жиып алғанда инерция моменті бұрынғының жарымына тең болса, бұрыштық жылдамдық қалай өзгереді? Айналмалы қозғалыстың кинетикалық энергиясы қалай өзгереді?

Жауап. Егер I_1, ω_1 арқылы адам қолын созып тұрған кездегі инерция моменті мен бұрыштық жылдамдығын және I_2, ω_2 арқылы қолын жиып алған кездегі инерция моменті мен бұрыштық жылдамдығын белгілесек, импульс моментінің сақталу заңы $I_1\omega_1 = I_2\omega_2$ және сұрақтың шартына сәйкес, $I_2 = \frac{I_1}{2}$,

$\omega_2 = 2\omega_1$ бұрыштық жылдамдығы екі есе артады. Айналмалы қозғалыстың кинетикалық энергиясы да екі есе артады. Яғни, $\frac{1}{2}I_2\omega_2^2 = 2\left(\frac{1}{2}I_1\omega_1^2\right)$.

40. Мысық биік жерден жерге құлап түскен кезде, үнемі аяғымен жерге түсетіні неліктен?

Жауап. Мысық биік жерден жерге құлағанда, егер арқасымен жерге түсетін болса, құлап өлуі де мүмкін. Сондықтан құлап түсіп бара жатқан кезде құйрығын айналдырып қозғалту арқылы денесін бұрып аяғымен жерге түседі. Импульс моментінің сақталу заңы бойынша, мысықтың денесі құйрығының айналыс жағына қарама-қарсы бағытта бұрылады. Сол себепті мысық биік жерден байқамай құлап түскен кезде, үнемі аяғымен жерге түседі. Ал мысық аяғының серпімділігі өте күшті болғандықтан оңайлықша құлап өлмейді.

немесе

$$\frac{d}{dt}(\sum_{i=1}^n m_i \vec{v}_i) = \vec{F} \quad (2.1)$$

мұндағы $\sum_{i=1}^n m_i \vec{v}_i = \vec{p}$ – жүйенің толық импульсі, ал

$$\vec{F} = \sum_{i=1}^n \vec{F}_i \text{ – барлық сыртқы күштердің қорытқы күшін былай}$$

жазамыз:

$$\frac{d \vec{p}}{dt} = \vec{F} \quad (2.2)$$

яғни жүйе импульсінің өзгерісі барлық сыртқы күштердің қорытқы күштеріне тең. Егер жүйе тұйық болса (яғни сыртқы күштер болмаған кезде),

$$\frac{d \vec{p}}{dt} = \sum \frac{d}{dt}(m_i \vec{v}_i) = 0 \quad (2.3)$$

Бұдан

$$\vec{p} = \sum m_i \vec{v}_i = \text{const} \quad (2.4)$$

Бұл теңдеу импульстің сақталу заңын өрнектейді: тұйық жүйенің импульсі тұрақты болады, яғни уақыт бойынша өзгермейді.

2.2. Энергия, жұмыс және қуат

Энергия – дене қозғалысының әртүрлі күйін сипаттайтын физикалық шама болып табылады. Дене қозғалысы әртүрлі болуы мүмкін: механикалық, жылулық, сәулелік, электрмагниттік және т.б. Демек энергияны да жылулық қозғалыс, механикалық қозғалыс, сәулелік қозғалыс, т.б. энергиялары деп қарастыруымыз керек.

Жұмыс. Жұмыс – энергияның қандай да бір түрінің басқа түріне өзгеруін сипаттайтын негізгі физикалық шамалардың бірі. Жұмысты энергия ретінде қарастыруға болмайды, ол тек қана энергияның өзгеруін сипаттайды. Материалды нүктеге әсер ететін тұрақты күштің жұмысы орын ауыстыру шамасы мен оның бағытындағы күш проекциясының көбейтіндісі арқылы анықталады.

$$A = F S \cos \alpha = F_S S \quad (2.5)$$

(2.5) өрнегі тұрақты күш және түзу сызықты жол жағдайында дұрыс келеді. Бұл теңдеуді $\vec{F}$ орын ауыстыру $\vec{S}$ -тің скалярлы көбейтіндісі түрінде жазуға мүмкін:

$$A = (\vec{F} \cdot \vec{S})$$

Жұмыс қабылданған жүйе бойынша оң не теріс болуы мүмкін. Сондықтан α бұрышының шамасына байланысты, егер

$\alpha < \frac{\pi}{2}$ кезеңінде күш жұмысы оң, бұл жағдайда F_S

кұраушысы жылдамдық $\vec{v}$ векторымен бағыты бойынша сәйкес келеді; егер $\alpha > \frac{\pi}{2}$ болса, онда жұмыс теріс шама (мысалы,

үйкеліс күшінің жұмысы). Егер $\alpha = \frac{\pi}{2}$ болса, жұмыс нөлге

тең. Бұл жағдайда $\vec{F}$ күш және $\vec{S}$ орын ауыстыру өзара перпендикуляр.

Жұмыстың өлшемі – джоуль (Дж). 1Дж жұмыс – 1 Н күштің 1м арақашықтықтағы істеген жұмысына тең шама, яғни 1Дж = 1Н·м.

Қуат. Қуат – дегеніміз уақыт бірлігінде істелетін жұмыс, яғни

$$N = \frac{dA}{dt} \quad (2.6)$$

Егер dt уақыт ішінде $\vec{F}$ күші $\vec{F} d\vec{S}$ жұмыс жасаса, онда берілген уақыт моментіндегі осы күштің қуаты

$$N = \frac{\vec{F} d\vec{r}}{dt} = \vec{F} \cdot \vec{v}. \quad (2.7)$$

Қуат – скаляр шама. Қуаттың өлшемі – ватт (Bm). $1Bm$ қуат -деп, 1секунд ішінде істелетін $1Дж$ жұмысты айтады, яғни $1Bm = 1Дж/с$.

2.3. Кинетикалық және потенциалдық энергия

Механикада энергия денелер жылдамдықтары арқылы, сондай-ақ осы денелердің бір-біріне қатысты өзара орналасу сипатымен анықталады. Механикада есептің сипатына қарай энергия кинетикалық және потенциалдық болып екі түрге бөлінеді.

а) Кинетикалық энергия. Кинетикалық энергия (K) денелер жылдамдықтары арқылы анықталады және қозғалушы жүйенің толық тоқтағанға дейінгі жұмысымен анықталады.

Екі өзара әсер етуші денелерді қарастырайық. Массасы m бірінші дене екінші денеге F_{12} тұрақты күшпен әсер етсін, күш бағыты дененің $\vec{v}$ жылдамдығына сәйкес келсін. dt уақыт ішінде екі дене де ds жолын жүреді. Екінші дене жағынан бірінші денеге Ньютонның үшінші заңы бойынша $-F_2$ кедергі күштің істейтін жұмысы

$$dA = -F_{21} dS = -m \frac{dv}{dt} \cdot dS = -m v dv \quad (2.8)$$

F_{12} күшінің әсері бірінші дененің кинетикалық энергиясының кемуіне алып келеді, яғни

$$dA = dK$$

Толық тоқтағанға дейінгі жасалатын жұмыстың шамасы

$$A = -\int_v^0 m v dv = \frac{mv^2}{2} = K \quad (2.9)$$

мұндағы $K = \frac{mv^2}{2}$ – кинетикалық энергия. Кинетикалық энергияға (2.9) өрнегінен басқаша түр беруге болады. Берілген өрнектің алымын да, бөлімін де m массаға көбейтейік

$$K = \frac{mv^2}{2} = \frac{m^2 v^2}{2m} = \frac{p^2}{2m} \quad (2.10)$$

мұндағы $mv = p$ – дене импульсі.

б) *Потенциалдық энергия.* Денелердің пішінін немесе орнын өзгерту барысында жұмыс жасау мүмкіншілігі бар жүйелер потенциалдық энергияға ие болады. Бұл жағдайлар консервативті күштер арқылы болады. Егер күштің әсерінен жасалынған жұмыс жүргізілген жолдың формасына қарамай тұрақты болып қала берсе, онда күшті консервативті күш деп атайды. Консервативті күштердің тұйық жолдағы істейтін жұмысы нөлге тең. Мысалы ауырлық күші консервативті күш болып табылады. Созылған серіппенің потенциалдық энергиясын есептейік. Серіппенің деформация кезінде пайда болатын серпімді күші

$$F_{сер} = -kx \quad (2.11)$$

мұндағы k – серіппенің қатаңдық коэффициенті, теріс таңбасы x ығысу бағыты мен бұл кезде пайда болатын күштің қарама-қарсы болатындығын көрсетеді. Шексіз аз бөліктегі (dx) істелетін элементар жұмыс.

$$dA = -kx dx \quad (2.12)$$

Өзінің толық бастапқы қалпына келтіргенге дейінгі серіппенің істейтін жұмысы мына түрде анықталады:

$$A = -k \int_x^0 x dx = \frac{kx^2}{2} \quad (2.13)$$

Сондықтан, қарастырылған серіппенің потенциялық энергиясы

$$\Pi = \frac{kx^2}{2}$$

Соңғы өрнектің толық дифференциалы

$$d\Pi = kx dx \quad (2.14)$$

Сонда (2.12) мен (2.14) салыстырғанда элементар жұмыс пен энергияның өзгеруі

$$dA = -d\Pi \quad (2.15)$$

тең, яғни берілген жағдайда жұмыс (жүйеге консервативті күштер әсер еткен кезде) дене энергиясының кемуіне тең болады. Егер потенциялық энергия уақытқа тәуелді болмаса $\Pi = \Pi(x,y,z)$ функциясының нақты түрі өріс күшінің сипатына байланысты болады. Мысалы, Жер бетінен h биіктікке көтерілген массасы m дененің энергиясы $\Pi = mgh$ болады.

2.4. Энергияның сақталу заңы

Энергияның сақталу және түрлену заңы – табиғаттың іргелі заңдарының бірі болып есептеледі. Бұл заң бойынша кез келген тұйық жүйенің энергиясы, ондағы өтетін кез келген процестер кезінде сақталады. Егер жүйе тұйық болса және оған тек консервативті күштер әсер етсе, онда осы қорытқы күштердің элементар жұмысы жоғарыда айтылған бойынша потенциалды энергияның кемуіне тең

$$dA = -d\Pi$$

ал, екінші жағынан кинетикалық энергияның өсімшесіне тең

$$dA = dK$$

Олай болса

$$dK = -d\Pi$$

немесе

$$dK + d\Pi = 0 \quad (2.16)$$

Дифференциалдардың қосындысы – қосындылардың дифференциалына тең, сонда

$$d(K+Π) = 0$$

мұндағы $(K+Π)$ – жүйенің толық энергиясы, ол кинетикалық K және $Π$ потенциалдық энергияларының қосындысына тең. Бұл – дегеніміз тұйық жүйенің толық механикалық энергиясы тұрақты деген сөз.

$$K+Π = \text{const} \quad (2.17)$$

(2.17) өрнегі механикалық энергияның сақталу заңының теңдеуі. Сонымен, тек консервативті күштер әсер еткенде, тұйық жүйедегі денелердің толық механикалық энергиясы тұрақты болады. Егер жүйенің потенциалды энергиясы кемісе, онда оның кинетикалық энергиясы артады және керісінше кинетикалық энергиясы кемісе, потенциалдық энергиясы артады.

2.5. Импульс моментінің сақталу заңы

Айналмалы қозғалыс динамикасының негізгі теңдеуі жалпы түрде былай жазылады:

$$\vec{M} = \frac{d \vec{L}}{dt} \quad (2.18)$$

мұндағы $\vec{M}$ – қозғалмайтын өске қатысты айналатын денеге әсер ететін күш моменті, $\vec{L}$ – айналушы дененің импульс моменті.

Егер денеге әсер ететін сыртқы күштердің қосынды моменті нөлге тең болса ($\vec{M} = 0$), онда (2.18) өрнегінен

$$\frac{d \vec{L}}{dt} = 0 \quad (2.19)$$

немесе

$$\vec{L} = J \vec{\omega} = \text{const} \quad (2.20)$$

(2.20) теңдеу импульс моментінің сақталу заңының математикалық түрде жазылуы: егер сыртқы күш моменттерінің қосындысы нөлге тең болса, онда жүйенің импульс моменті уақыт бойынша өзгермейді. Егер дененің инерция моменті өзгермесе (абсолют қатты денелер үшін орынды), онда (2.20)

теңдеуден бұрыштық жылдамдықтың $\vec{\omega}$ тұрақтылығы шығады. Егер дене абсолют қатты болмаса немесе ол ішкі күштердің әсерінен бір - біріне қатысты орын ауыстыру мүмкіншілігі бар жеке бөліктерінен тұрса, онда дененің инерция моменті өзгереді және бұрыштық жылдамдық тұрақты болмайды. (2.20) өрнек дененің инерция моментінің бірнеше есе кемуі оның бұрыштық жылдамдығының сонша есе артуын көрсетеді.

$$J_1 \omega_1 = J_2 \omega_2$$

2-тараудың бақылау сұрақтары мен жауаптары

1. A және B екі дененің массасы мен жылдамдық модулі өзара тең емес екендігі белгілі. Егер A дененің импульсі B денеден үлкен болса, онда A дененің кинетикалық энергиясы да B денеден үлкен деуге бола ма?

Жауап. Үлкен болуы екіталай. Өйткені, импульстің шамасы жылдамдыққа тура пропорционал болса, ал кинетикалық энергияның шамасы жылдамдық квадратына тура пропорционал болады. Мысалы, егер A дененің массасы B денеден 3 есе көп,

жылдамдығы жартысына тең $m_A = 3m_B$, $v_A = \frac{v_B}{2}$ болса, онда

$m_A v_A > m_B v_B$ болады. Бірақ кинетикалық энергиясы

$$E_A = \frac{1}{2} m_A v_A^2, E_B = \frac{1}{2} m_B v_B^2 = \frac{4}{3} \frac{1}{2} m_A v_A^2 = \frac{4}{3} E_A.$$

Сондықтан $E_A < E_B$ болады.

2. “Егер санақ жүйесі дұрыстап таңдап алынса, денелер өзара әсерлескен кездегі импульстің сақталу заңы үнемі орындалады” деген көзқарас дұрыс па? Неліктен?

Жауап. Жоғарыдағы тұжырым дұрыс айтылған. Өйткені, импульстің сақталу заңының шарты – жүйедегі барлық сыртқы күштердің қосындысы нөлге тең болуы керек. Егер бір жүйеге сыртқы күш әсер етсе онда импульс сақталмайды. Бірақ біз ол жүйені кеңейтіп сыртқы күштерді де жүйеге енгізсек, бұл кезде сыртқы күш ішкі күшке айналады да, импульстің сақталу заңы орындалады.

3. Массасы M болған адам, қолына массасы m болған денені алып, v_0 бастапқы жылдамдықпен горизонтқа θ бұрыш жасап алға қарай секірген. Секірген адам ең жоғары биікке жеткен кезде қолындағы денені адаммен u салыстырмалы жылдамдықта артқа қарай лақтырып, алға секіру аралығын арттырған. Арту аралығын екі адам төмендегідей екі түрлі есептеп шығарған. Қай адамның дұрыс есептегендігін анықтаңыз.

$$(1) \Delta x = \frac{m}{M+m} \frac{v_0 u \sin \theta}{g}, \quad (2) \Delta x = \frac{m}{M} \frac{v_0 u \sin \theta}{g}.$$

Жауап. Бірінші адамның есептеуі дұрыс. Импульстің сақталу заңы бойынша адамның ең биік нүктеде денені лақтырғаннан кейінгі жылдамдығы v_2 -ні есептеп шығарайық. Адамның ең биік нүктеде денені лақтырудан бұрынғы жылдамдығы $v_1 = v_0 \cos \theta$ болса, $Mv_2 + m(v_2 - u) = (m + M)v_1$;

мұның шешімі төмендегідей болады: $v_2 = v_1 + \frac{m}{M+m} u$.

Денені лақтыру арқылы адамның артқан жылдамдығы Δv десек, онда $\Delta v = v_2 - v_1 = \frac{m}{M+m} u$ болады.

$$\text{Сол себепті артқан аралық: } \Delta x = \Delta v \cdot t = \frac{m}{M+m} u \cdot \frac{v_0 \sin \theta}{g}$$

болады.

Сондықтан бірінші адамның алған нәтижесі дұрыс.

4. Үлкен кіші екі қайықтың жағаға дейінгі аралығы бірдей болса, кіші қайықтан жағаға секіріп шығу қиын, ал үлкен қайықтан жағаға секіріп шығу оңай болатыны неліктен?

Жауап. Қайық үстінен адамның жағаға секірген кездегі жұмсаған күші бірдей делік (олай болмағанда оларды салыстыруға болмайды). Кіші қайықтың массасы кіші болғандықтан оңай қозғалады. Адам кіші қайық үстінен жағаға секірген кезде адам аяғы мен қайықтың әсерлесу уақыты қысқа болғандықтан, адамның күш импульсі де кіші болады. Сондықтан кіші қайықтан жағаға секіру қиын болады.

5. Массасы және жылдамдық модулі өзара тең, екі жабысқақ жұмсақ шар өзара қарама-қарсы бағытта бір түзу сызық бойымен соқтығысқан соң бір-біріне жабысып қалады. Соқтығысу кезінде кинетикалық энергиясы және импульсі сақтала ма? Не үшін?

Жауап. Екі шарды бір жүйе – деп қарасак, импульсі сақталады. Соқтығысқаннан кейін екі шар бір-біріне жабысып, тыныштық күйде қалады. Жылдамдығы нөлге тең болғандықтан кинетикалық энергиясы да нөл болады. Сондықтан кинетикалық энергиясы сақталмайды. Бастапқы кинетикалық энергиясы толығымен ішкі энергияға (деформация энергиясына) айналады.

6. Дененің импульсі өзгергенде оның кинетикалық энергиясы да өзгере ме? Мысалмен түсіндіріңіз.

Жауап. Дененің импульсі өзгерген кезде кинетикалық энергиясы да өзгереді деп айтуға болмайды. Өйткені, импульс – векторлық шама, ал кинетикалық энергия – скалярлық шама. Мысалы, бір кіші шар жер бетінен h биіктіктен жерге құлап түсті делік. Егер соқтығысу абсолют серпімді болса, бастапқы жылдамдығы $v = \sqrt{2gh}$ болып, бағыты тік төмен бағытталады. Абсолют серпімді соқтығысудан кейін шардың жылдамдығы және де $v = \sqrt{2gh}$ болады. Бірақ бағыты жоғарыға бағытталғандықтан импульсі өзгереді. Алайда шардың кинетикалық энергиясы өзгермейді. Үздіксіз төмендегідей бола

береді: $\frac{1}{2}mv^2 = mgh$.

7. Айдың жер шарын айнала қозғалысын шеңбер бойымен бірқалыпты қозғалыс деп қарасақ, оның импульсі тұрақты бола ма?

Жауап. Айдың импульсі тұрақты болмайды. Өйткені, ай жер шарын айнала бірқалыпты қозғалыс жасаған кезде, сөзсіз кіндікке тартқыш үдеу мен қорытқы күш пайда болады. Сондықтан импульстің шамасы тұрақты болмайды. Сондай-ақ, импульстің бағыты да үнемі өзгеріп отырады.

8. Тік жоғары лақтырылған шарик шыққан орнына қайта келген кездегі жылдамдық модулі бастапқы жылдамдық модуліне тең болса, шардың қозғалыс барысындағы импульсі тұрақты бола ма?

Жауап. Тұрақты болмайды. Өйткені, ауырлық күш үздіксіз денеге әсер етеді. Ауырлық күш нөлге тең болмағандықтан, төмендегі өрнек бойынша импульсі де тұрақты болмайды.

$$mg = \frac{dP}{dt}$$

$$mg \neq 0; \text{ сондықтан } P \neq \text{Const}.$$

9. Бір дененің механикалық энергиясы болып, импульсі болмауы мүмкін бе, импульсі болып энергиясы болмауы мүмкін бе?

Жауап. Механикалық энергия – кинетикалық энергия мен потенциалдық энергияның қосындысы. Егер дененің импульсі нөлге тең болса, кинетикалық энергиясы да нөлге тең болады. Бірақ потенциалдық энергиясы нөл болмауы мүмкін. Сондықтан белгілі шамадағы механикалық энергиясы болады. Мысалы, дененің жер бетіндегі потенциалдық энергияны нөл деп алсақ, таудың төбесіндегі тыныш тұрған тас белгілі механикалық энергияға ие болады.

Егер дененің белгілі шамадағы импульсі болса, онда оның кинетикалық энергиясы да болады. Бірақ потенциалдық энергияның нөлдік нүктесін қалағанша белгілеуге болатындықтан, егер белгілі бір орынды нөлдік нүкте етіп белгілесек және бұл орындағы потенциалдық энергиясы минус мәнге ие болып, сандық шамасы жағынан дәл дененің

кинетикалық энергиясына тең болса, $E_p = -E_k$, онда бұл дененің механикалық энергиясы $E = E_p + E_k = 0$ болады. Сондықтан дененің импульсі болып, энергиясы болмауы мүмкін.

10. Массасы тең емес екі дененің кинетикалық энергиясы өзара тең болса, қай дененің импульсі көп болады? Массасы тең емес екі дененің импульсі өзара тең болса, қай дененің кинетикалық энергиясы көп болады?

Жауап. Массасы тең емес екі дененің кинетикалық энергиясы өзара тең болса, оны төмендегідей жазуға болады.

$$\frac{1}{2} m_1 v_1^2 = \frac{1}{2} m_2 v_2^2$$

Бұлардың импульсі P_1 және P_2 десек, жоғарғы теңдеу арқылы

$$\frac{P_1^2}{m_1} = \frac{P_2^2}{m_2}, \quad \text{сондықтан} \quad \frac{P_1}{P_2} = \sqrt{\frac{m_1}{m_2}}.$$

Екі дененің импульсінің қатынасы олардың массаларының квадрат түбіріне тура пропорционал болады. Сондықтан массалары тең емес екі дененің кинетикалық энергиясы өзара тең болған кезде, массасы көп дененің импульсі де көп болатындығын білуге болады.

Егер массасы тең емес екі дененің импульстері бірдей болса, яғни:

$$m_1 v_1 = m_2 v_2 \quad \text{онда} \quad v_1 = \frac{m_2}{m_1} v_2$$

$$\frac{1}{2} m_1 v_1^2 = \frac{1}{2} m_1 \left(\frac{m_2}{m_1} v_2 \right)^2 = \frac{m_2}{m_1} \left(\frac{1}{2} m_2 v_2^2 \right)$$

Егер $m_1 > m_2$ болса, жоғарғы теңдеуді төмендегідей жазуға болады.

$$\frac{1}{2} m_1 v_1^2 < \frac{1}{2} m_2 v_2^2$$

Демек, массалары тең емес екі дененің импульсі өзара тең болған кезде, массасы көп дененің кинетикалық энергиясы аз болады.

11. Біреулер “қозғалыс жұмыс істеудің қажетті шарты, бірақ жеткілікті шарты емес” дейді. Бұл сөз дұрыс па?

Жауап. Жоғарыдағы сөз дұрыс айтылған. Жұмыс істеу үшін үш түрлі шарт болу керек. Күш әсері, орын ауыстыру және күш пен орын ауыстыру векторы арасындағы бұрыш 90° -қа тең болмауы керек. Сондықтан тек қана қозғалыс болса, жұмыс істейді деуге болмайды. Қозғалыс жұмыс істеудің қажетті шарты, бірақ жеткілікті шарты емес.

12. Адам тыныш тұрған денені h биіктікке көтерген кезде, дене v жылдамдыққа ие болған. Бұл кезде адамның денеге істеген жұмысы $A = \frac{1}{2}mv^2 + mgh$ болады. Бұл байланысты “барлық күштердің істеген жұмысы дененің кинетикалық энергиясының өзгерісі мен потенциалдық энергиясының өзгерісінің қосындысына тең” деп қарауға бола ма?

Жауап. Олай деуге болмайды. Адам массасы m болған денені h биіктікке көтеріп, денеге v жылдамдық беру үшін істеген жұмыс расында жоғарыдағыдай болады. Бірақ бұл күш денеге әсер еткен барлық күш емес. Өйткені, дене адамның әсер күшінен басқа ауырлық күштің $P=mg$ әсеріне ұшырайды. Сондықтан барлық күштердің істеген жұмысы дененің кинетикалық энергиясының өзгересіне тең болады. Бұны өрнек арқылы төмендегідей жазуға болады.

$$(F - P)h = \frac{1}{2}mv^2, \quad F \cdot h - mgh = \frac{1}{2}mv^2,$$

$$\therefore F \cdot h = A, \quad \therefore A = \frac{1}{2}mv^2 + mgh$$

жоғарыдағы $F \cdot h$ – дегеніміз тек адамның істеген жұмысы болып, барлық күштердің істеген жұмысы емес.

13. Массасы M болатын ағаш шар жіпке ілінген. Массасы m , жылдамдығы v болған оқ горизонталь бағытпен ағаш шарға кірген. Оқ ағаш шарға кірген соң, ағаш шар h биіктікке көтерілген. Көтерілу биіктігі h -ты мына өрнек

$\frac{1}{2}mv^2 = (M + m)gh$ арқылы табуға бола ма? Оқ шардың ішінде қалады және онымен центр арқылы өтетін түзу бойымен соқтығысады деп қаралсын.

Жауап. Оқтың ағашқа кіруі – абсолют серпімсіз соқтығысу болғандықтан, оқтың кинетикалық энергиясы жарым-жартылай ішкі энергияға өтеді. Сондықтан жоғарғы өрнек арқылы биіктікті табу дұрыс емес. Ең алдымен импульстің сақталу заңы бойынша, оқ ағашқа кіргеннен кейінгі ағаш пен оқтың ортақ жылдамдығы V -ні табу керек. $mv = (M + m)V$ болғандықтан,

$V = \frac{mv}{(m + M)}$ болады. Одан кейін механикалық энергияның

сақталу заңы бойынша көтерілу биіктігін табуға болады. Яғни,

$$\frac{1}{2}(m + M)V^2 = (m + M)gh, \quad h = \frac{V^2}{2g} = \frac{m^2v^2}{2g(M + m)^2}.$$

14. Бір адам көп қабатты үйдің төбесінен, бастапқы жылдамдықтары бірдей u мен тік жоғарыға және горизонталь бағытқа денелер лақтырған. Егер ауаның қарсылық күшін есепке алмасақ, жоғарыдағы екі түрлі жағдайда екі дененің жерге түскен кездегі жылдамдығы бірдей бола ма?

Жауап. Екі дене жерге түскен кездегі жылдамдық модулі бірдей болады. Үйдің биіктігін h , потенциалдық энергиясын mgh десек, екі дененің жер бетіне түскен кездегі жылдамдығы v_1 және v_2 болады. Механикалық энергияның сақталу заңын екі дене үшін жазатын болсақ:

$$\frac{1}{2}mu^2 + mgh = \frac{1}{2}mv_1^2, \quad \frac{1}{2}mu^2 + mgh = \frac{1}{2}mv_2^2.$$

Сондықтан екі дененің жерге түскен кездегі жылдамдық модулі бірдей $|v_1| = |v_2|$, бірақ жылдамдығы бірдей болмайды. Екі дененің жылдамдығы бірдей болу үшін олардың шамасы және бағыты бірдей болуы керек. Жоғарыдағы екі түрлі жағдайда дене жер бетіне түскен кездегі бағыттары бірдей болмайды.

Алдыңғы дене жер бетіне тікбұрышпен түссе, кейінгі дене жер бетіне көлбеу бұрыш жасай түседі.

15. Бірдей кинетикалық энергиямен бірдей биіктіктен екі дене лақтырылған. Төмендегі екі түрлі жағдайда ең жоғары биіктікке жеткен кездегі екі дененің кинетикалық энергиясы бірдей бола ма? Потенциалдық энергиясы бірдей бола ма?

(1) Екі дененің массасы бірдей емес, тік жоғары бағытқа лақтырылған.

(2) Екі дененің массасы бірдей, бірақ біреуі тік жоғарыға, енді біреуі горизонтқа бұрыш жасай лақтырылған.

Жауап. Бұл екі дененің лақтырылған кездегі кинетикалық энергиясы мен биіктігі бірдей болғандықтан, лақтырылған кездегі екі дененің механикалық энергиясы өзара тең болады.

(1) Массасы тең емес екі дене тік жоғарыға лақтырылғандықтан ең жоғары биіктікке жеткен кезде екі дененің кинетикалық энергиясы нөлге тең болады. Лақтырылған кездегі механикалық энергиясы бірдей болғандықтан, екі дененің ең жоғары биіктікке жеткен кездегі потенциалдық энергиясы да бірдей болады. Бірақ массасы бірдей болмағандықтан, ең жоғары көтерілу биіктігі бірдей болмайды.

(2) Тік жоғарыға лақтырылған дененің ең жоғары биіктікке жеткен кездегі жылдамдығы нөлге тең болғандықтан кинетикалық энергиясы нөлге тең болады. Горизонтқа бұрыш жасай лақтырылған дене ең жоғары биіктікке жеткен кезде және де горизонталь жылдамдығы болады. Яғни, кинетикалық энергиясы нөлге тең болмайды. Сондықтан ең жоғары биіктікке жеткен кездегі потенциалдық энергиясы да бірдей болмайды.

16. Массасы m кг, кинетикалық энергиясы A болатын зеңбірек оғы горизонталь бағытта ұшып келе жатып массалары

бірдей екі бөлікке бөлінген. Біреуі кинетикалық энергиясы $\frac{A}{2}$ болып, кері бағытпен қайтқан. Енді біреуі алға қарай бағытталған болса, осы бөлігінің кинетикалық энергиясы $\frac{A}{2}$ бола ма?

Жауап. Алға қарай бағытталған бөлігінің кинетикалық энергиясы $\frac{A}{2}$ -дан үлкен болады. Өйткені, бұл кезде кинетикалық энергия сақталмайды. Зеңбірек оғы жарылған кезде химиялық энергия механикалық энергияға айналады да, кинетикалық энергияның шамасы артады. Сондықтан бұл сұрақты импульстің сақталу заңы бойынша шешеміз. Зеңбірек оғының жарылудан бұрынғы жылдамдығы v , жарылғаннан кейінгі кері бағытталған бөлігінің жылдамдығы v_1 , алға қарай қозғалған бөлігінің жылдамдығы v_2 десек, импульстің сақталу заңы және сұрақтың берілу шарты бойынша,

$$mv = \frac{m}{2}v_2 - \frac{m}{2}v_1, \quad \frac{1}{2}mv^2 = A, \quad v = \sqrt{\frac{2A}{m}},$$

$$\frac{1}{2} \frac{m}{2} v_1^2 = \frac{A}{2} \text{ деп жазуға болады.}$$

$$v_1 = \sqrt{\frac{2A}{m}} \text{ болғандықтан } v = v_1 \text{ екендігін білеміз.}$$

Жоғарыдағы импульстің сақталу заңының өрнегіне шамаларды енгізсек, онда

$$mv + \frac{m}{2}v_1 = \frac{m}{2}v_2,$$

$$v = v_1 \text{ екендігін ескерсек } v_2 = 3v \text{ келіп шығады.}$$

Алға қарай бағытталған бөлігінің кинетикалық энергиясын есептесек, онда

$$E_k = \frac{1}{2} \frac{m}{2} (3v^2) = \frac{9}{2} \frac{1}{2}mv^2 = \frac{9}{2}A \text{ келіп шығады.}$$

3-ТАРАУ

ТЕРБЕЛІСТЕР МЕН ТОЛҚЫНДАР

3.1. Тербелістер

Тербелмелі қозғалыс немесе тербеліс – деп уақыттың өтуіне байланысты үнемі қайталанып отыратын қозғалыстарды айтады. Синус немесе косинус заңы бойынша уақытқа тәуелді өзгертін тербелісті гармониялық тербеліс дейді. Ол келесі формуламен өрнектеледі:

$$x = A \cos(\omega t + \varphi) \quad (3.1)$$

мұндағы x – тербеліп тұрған дененің (жүйенің) тепе-теңдік күйден ығысуы, A – жүйенің тепе-теңдік күйден ең үлкен ауытқуы болып оны тербеліс амплитудасы деп атайды, $(\omega t + \varphi)$ – берілген t уақыт мезетіндегі тербеліс фазасы, φ – бастапқы фазасы деп аталады. Фаза радиан немесе градус бірліктерінде өлшенеді, ω – циклдік жиілік, ол уақыт бірлігі ішіндегі толық тербелістердің санына тең шама. Уақыт өткен сайын жүйенің қозғалысы дәл қайталанып отырса, онда мұндай тербелісті периодтық деп атайды. Толық бір тербеліске кететін уақыт период (T) деп аталады. Тербелуші жүйеге үйкеліс күштері әсер етпесе, онда ол еркін тербеледі, оның амплитудасы, периоды өзгермейді. Егер жүйе t уақыт ішінде n

рет тербелсе, онда $1c$ ішінде $v = \frac{n}{t}$ тербеліс жасайды, ал мұны тербеліс жиілігі деп атайды, ол периодқа кері шама

$$T = \frac{n}{t} = \frac{1}{v} \quad (3.2)$$

Период пен циклдік жиілік арасындағы байланыс

$$T = \frac{2\pi}{\omega} \quad (3.3)$$

Жиілік (v) сек⁻¹ өлшенеді. Бір секундта бір тербеліс жасалатын болса, онда тербеліс жиілігі бірге тең, оның өлшем

бірлігі герц ($\Gamma\text{ц}$) деп аталады. Тербелмелі қозғалыс тек x пен ғана емес, сонымен бірге жылдамдық v және a үдеумен сипатталады. Олардың мәндері (3.1) өрнегінен анықталады. (3.1) өрнегін уақыт арқылы дифференциалдап жылдамдық теңдеуін аламыз:

$$v = \frac{dx}{dt} = -A\omega \sin(\omega t + \varphi) = A\omega \cos(\omega t + \varphi + \frac{\pi}{2}) \quad (3.4)$$

(3.4) өрнегі бойынша жылдамдық та гармониялық заңға бағынады, $A\omega$ – жылдамдық амплитудасы. (3.1) мен (3.4) өрнектерін салыстырсақ, жылдамдық ығысудан фаза бойынша $\frac{\pi}{2}$ -ге озып отырады. (3.4) тағы да уақыт бойынша дифференциалдап, үдеудің өрнегін табамыз:

$$a = \frac{dv}{dt} = -A\omega^2 \cos(\omega t + \varphi) = A\omega^2 \cos(\omega t + \varphi + \pi) \quad (3.5)$$

(3.1) мен (3.5)–ті салыстырсақ, онда үдеу мен ығысу қарама-қарсы фазада болатындығы шығады, яғни ығысу өзінің ең үлкен оң мәніне жеткенде, үдеу өзінің ең үлкен теріс мәніне жетеді және керісінше болады.

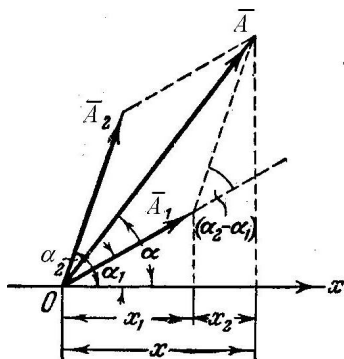
3.2. Бір бағыттағы және бірдей жиіліктегі гармониялық тербелістерді қосу

Тербелуші дененің x ығысуы келесі түрде жазылатын x_1 және x_2 ығысулардың қосындысына тең болады:

$$\begin{aligned} x_1 &= A_1 \cos(\omega t + \alpha_1) \\ x_2 &= A_2 \cos(\omega t + \alpha_2) \end{aligned} \quad (3.6)$$

Осы екі тербелісті диаграммада $\vec{A}_1$ және $\vec{A}_2$ векторларының көмегімен көрсетейік (3.1-сурет). Қорытқы $\vec{A}$

векторын векторларды қосу ережесі бойынша анықтаймыз. Сонда бұл вектордың x өсіндегі проекциясы қосылған векторлардың проекцияларының x_1 және x_2 қосындысына тең екендігі суреттен оңай көрінеді:



3.1- сурет

тудасы, ал α – оның бастапқы фазасы.

3.1- суреттен A амплитудасының квадраты мынаған тең:

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\alpha_2 - \alpha_1) \quad (3.7)$$

ал бастапқы фаза төмендегі теңдеу арқылы анықталады

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{A_1 \sin \alpha_1 + A_2 \sin \alpha_2}{A_1 \cos \alpha_1 + A_2 \cos \alpha_2} \quad (3.8)$$

(3.7) өрнегінен, қорытқы тербелістің амплитудасы қосылған тербелістердің $(\alpha_2 - \alpha_1)$ бастапқы фазаларының айырымына тәуелді екені шығады. Дербес жағдайларды қарастырайық: Фаза айырымы $(\alpha_2 - \alpha_1)$ нөл немесе 2π -ге еселенген болсын.

$$(\alpha_2 - \alpha_1) = 2\pi n, \quad n = 0, 1, 2, 3 \dots$$

Онда

$$\cos(\alpha_2 - \alpha_1) = 1 \quad \text{және} \quad A = A_1 + A_2,$$

яғни қорытқы тербелістің амплитудасы A_1 мен A_2 -нің қосындысына тең. Қосылған тербелістердің $(\alpha_2 - \alpha_1)$ фаза айырымы π -дің тақ санына тең: $(\alpha_2 - \alpha_1) = (2n + 1)\pi, n = 0, 1, 2, 3, \dots$

Онда $\cos(\alpha_2 - \alpha_1) = -1$ және $A = |A_1 - A_2|$,

яғни қорытқы тербелістің амплитудасы A_1 мен A_2 -нің айырымына тең.

3.3. Серіппелі, физикалық және математикалық маятниктер

Серіппелі маятник. Серпімді күштің әсерінен болатын тербелістерді, мысалы серіппелі маятниктің тербелісін қарастырайық. Серіппелі маятник ретінде абсолют серпімді серіппеге ілінген массасы m жүкті алуға болады. $F = -k \cdot x$ серпімді күштің әсерінен серіппелі маятник гармоникалық тербеліс жасайды. Серпімділік коэффициент k серіппенің қатандық коэффициенті деп аталады. Тепе-теңдік күйден бірқалыпты ауытқитын тербелістегі жүйеге сырттан ешқандай күш әсер етпеген кездегі жүйенің тербелісі еркін тербеліс деп аталады. Ньютонның екінші заңына серпімді (немесе квазисерпімді) күштің өрнегін қойсақ:

$$m \cdot \frac{d^2 x}{dt^2} = -kx \quad (3.9)$$

немесе

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + \omega_0^2 x = 0 \quad (3.10)$$

мұндағы $\omega_0^2 = k / m$, ω_0 – тербелмелі жүйенің меншікті жиілігі деп аталатын шама. Сонымен, үйкеліс күші болмаған кезде, серпімді (немесе квазисерпімді) күш әсерінен болатын қозғалыс (3.10) дифференциалды теңдеуімен сипатталады, оның шешімі

$$x = A \cos(\omega_0 t + \varphi_0) \quad (3.11)$$

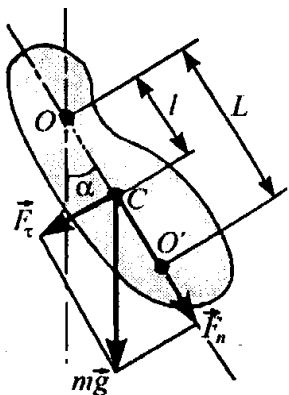
Олай болса, $F = -k \cdot x$ түріндегі күш әсерінде тұрған жүйе қозғалысы гармоникалық тербеліс болып табылады. Серіппелі маятниктің тербеліс периоды

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{m}{k}} \quad (3.12)$$

Бұл өрнек, серіппе массасы дене массасымен салыстырғанда аз болған кезде орынды.

Квазисерпімді күштердің әсерінен (серпімді күштерден табиғаты бөлек, бірақ ығысуға пропорционал, яғни $F = -k \cdot x$ шартын қанағаттандыратын күш) гармониялық тербеліс жасайтын денелерге физикалық және математикалық маятниктер жатады. Бұл маятниктер өте маңызды практикалық мәнге ие.

Физикалық маятник. Физикалық маятник деп O айналу өсі оның C ауырлық центрінде болмайтын кез келген тербелетін қатты денені айтамыз. (3.2-сурет) l -ға тең OC қашықтығы физикалық маятниктің ұзындығы деп аталады. Маятникті тепе-теңдік қалпынан α бұрышқа бұрған кезде, маятникті алғашқы қалыпқа алып келуге тырысатын айналдырушы момент пайда болады. F_τ күшінің айналдырушы моменті



3.2-сурет

$$M = mgl \sin \alpha \quad (3.13)$$

Шексіз аз бұрыш кезінде $\sin \alpha \approx \alpha$ екенін ескеріп, момент $M = -mgl\alpha$ болады. Маятниктің айналу бұрышының уақытқа тәуелділігін алу үшін, қозғалмайтын өске қатысты айналатын дене динамикасының негізгі заңын пайдаланамыз:

$$M = J\varepsilon = J \frac{d^2\alpha}{dt^2} \quad (3.14)$$

(3.13) және (3.14) теңдеулерді теңестіріп, келесі өрнекті аламыз:

$$J \frac{d^2 \alpha}{dt^2} = -mgl\alpha \quad (3.15)$$

немесе

$$J \frac{d^2 \alpha}{dt^2} + mgl\alpha = 0 \quad (3.16)$$

мұндағы J – O өсіне қатысты маятниктің инерция моменті, $\frac{d^2 \alpha}{dt^2} = \varepsilon$ – бұрыштық үдеу. $\omega_0^2 = mgl / J$ деп белгілейік, онда

$$\frac{d^2 \alpha}{dt^2} + \omega_0^2 \alpha = 0 \quad (3.17)$$

Бұл өрнектің шешімі:

$$\alpha = A \cos(\omega_0 t + \varphi_0) \quad (3.18)$$

Сондықтан, аз тербелістер кезінде физикалық маятниктің ауытқуы уақыт бойынша гармониялық заң арқылы өзгереді. Олай болса, физикалық маятниктің аз тербелістер кезіндегі T периоды

$$T = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi \sqrt{\frac{J}{mgl}} \quad (3.19)$$

Бұл өрнекті техникада дененің инерция моментін олардың тербелістерінің периоды бойынша тәжірибелік анықтау кезінде жиі пайдаланады.

Математикалық маятник. Созылмайтын және салмақсыз жіпке ілінген, барлық массасы бір нүктеге жинақталған материялық нүктені математикалық маятник деп атайды. Тәжірибеде ұзындығы дененің сызықтық мөлшерінен көп есе үлкен болатын жеңіл жіпке ілінген кішкентей ауыр денені математикалық маятник деп есептеуге болады. Егер математикалық маятникті тепе-теңдік күйінен азырақ ауытқытып еркін жіберсек, онда ол вертикал жазықтықта өзінің

ауырлық күші құраушысының әсерінен тербеле бастайды. Берілген жағдайда дененің инерция моменті $J = ml^2$ болады, мұндағы l – математикалық маятник ұзындығы. Математикалық маятник физикалық маятниктің дербес түрі деп есептеп, (3.19) өрнегінен алатынымыз

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{ml^2}{mgl}} = 2\pi\sqrt{\frac{l}{g}} \quad (3.20)$$

Математикалық маятниктің тербеліс периоды тек маятник ұзындығына және ауырлық күші үдеуіне тәуелді болып массасына тәуелсіз. (3.19) және (3.20) өрнектерін салыстырсақ

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{J}{mgl}} = 2\pi\sqrt{\frac{l_{\text{кел}}}{g}} \quad (3.21)$$

мұндағы $l_{\text{кел}} = \frac{J}{ml}$ – физикалық маятниктің келтірілген ұзындығы. Келтірілген ұзындық – деп тербеліс периоды физикалық маятниктің периодымен сәйкес келетін математикалық маятникті айтамыз. Гюйгенс-Штейнер теоремасы бойынша массасы m айналу өсі массалар центрінен өтпейтін кез келген қатты дененің инерция моментін есептейміз.

$$J = J_c + ml^2 \quad (3.22)$$

мұндағы J_c – айналу өсі массалар центрі арқылы өткен кездегі қатты дененің инерция моменті. l – айналу өсінен массалар центріне дейінгі арақашықтық. Сондықтан, физикалық маятниктегі OC түзу бойлап ұзындығы $l_{\text{кел}} = OO'$ түзу кесіндісін алайық. O' нүкте айналу центрі деп аталады. Бұл нүктені математикалық нүкте ретінде қабылдасақ және осы нүктеге физикалық маятниктің барлық массасы жинақталған деп есептесек, оның тербеліс периоды өзгермейді. Демек, маятниктің іліну нүктесі O мен айналу центрі O' массалар центрі C нүктенің екі жағында жатады және массалар центрінен

бірдей қашықтықта жатқан барлық іліну нүктелері үшін маятниктің келтірілген ұзындықтары $l_{\text{кел}}$ және тербеліс периодтары T бірдей болады. Бұл жағдайда іліну нүктесі O мен айналу центрі O' бір-бірімен орын алмасуы мүмкін.

$$l_{\text{кел}} = \frac{J_c + ml^2}{ml} = l + \frac{J_c}{ml}h \quad (3.23)$$

Егер маятникті айналу центрі O' нүктесіне ілсек, оның тербеліс периоды өзгермейді, бұрынғы іліну нүктесі жаңа айналу центрі болады. Бұл тұжырым Гюйгенс теоремасы деп аталады. Гармониялық тербелістер жасайтын денелер кинетикалық және потенциалдық энергияларға ие болады. Егер тербеліс

$$x = A \cos(\omega_0 t + \varphi)$$

өрнекпен сипатталса, онда жүктің жылдамдығы

$$v = \frac{dx}{dt} = -\omega_0 A \sin(\omega_0 t + \varphi_0) \text{ -ға тең.}$$

Олай болса, дененің кинетикалық энергиясы

$$E_{\kappa} = \frac{1}{2} m \left(\frac{dx}{dt} \right)^2 = \frac{1}{2} m \omega_0^2 A^2 \sin^2(\omega_0 t + \alpha_0) \quad (3.24)$$

$F = -k \cdot x$ түріндегі күштің әсерінде тұрған жүйенің потенциалдық энергиясы

$$E_n = \frac{1}{2} kx^2 = \frac{1}{2} kA^2 \cos^2(\omega_0 t + \varphi_0)$$

немесе $k = m\omega_0^2$ екендігін ескерсек, онда

$$E_n = \frac{1}{2} m \omega_0^2 A^2 \cos^2(\omega_0 t + \varphi_0) \quad (3.25)$$

Тербелістегі механикалық жүйенің толық энергиясы

$$E_{\text{тол}} = E_{\kappa} + E_n = \frac{1}{2} m \omega_0^2 A^2 = \text{const} \quad (3.26)$$

3.4. Толқын тендеуі

Тұтас ортадағы тербелістің таралу процесі толқындық процесс немесе толқын деп аталады. Органың бөлшегі толқынмен бірге қозғалмайды, олар өзінің тепе-теңдік қалпы маңында тербеледі. Толқын массаны тасымалдамай, энергияны тасымалдайды. Серпімді ортада таралатын механикалық қозуды серпімді немесе механикалық толқындар деп атайды. Олар кума және көлденең толқын болып екі түрге бөлінеді. Кума толқын таралу бағыты мен тербеліс бағыты бірдей (параллель) толқын. Мысалы, дыбыс толқыны газдар мен сұйықтарда кума толқын болады. Көлденең толқын – таралу бағыты мен тербелу бағыты перпендикуляр болады. Мысалы тербеліп тұрған жіптегі толқын және электрмагниттік толқындар көлденең толқындарға жатады.

Көлденең толқындар тек–қатты денелерде тарайды. Егер толқынның таралу кезіндегі органың v бөлшектерінің тербелістері гармониялық болса, онда толқын да гармониялық деп аталады. Бір фазада тербелетін ең жақын бөлшектердің арасындағы қашықтық толқын ұзындығы λ деп аталады. Периоды T -ға тең уақыт ішінде таралатын белгілі фаза қашықтығын толқын ұзындығы деп атайды, яғни, егер толқынның ортадағы таралу жылдамдығы v -ға тең болса, толқын ұзындығы

$$\lambda = v \cdot T = \frac{v}{\nu} \quad (3.27)$$

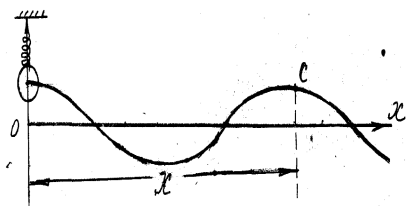
мұндағы T – период, ν – жиілік.

Толқын ұзындығы λ -ға тең қашықтыққа таралуға кеткен уақыт толқын периоды T , ал бірлік уақыт ішінде өткен тербелістер саны жиілік ν деп аталады. Толқынның таралу жылдамдығы v

$$v = \lambda / T = \lambda \nu \quad (3.28)$$

Жіп бойымен толқынның таралуын қарастырайық. Алдымен x өсі бойымен тартылған иілгіш жіптің координаталар басына тербеліс көзі қойылған делік. Сонда x өсі бойымен

тартылған жіптің бойында синусоидалық толқынның таралуына оңай көз жеткізуге болады (3.3-сурет).



3.3-сурет

Тербелмелі қозғалыс x өсі бойымен v жылдамдықпен тарайды. Координатаның бас нүктесінен x қашықтықта орналасқан C нүктесіне тербеліс $\tau = x/v$ уақытта жетеді. Егер тербеліс координаталар басында мынадай заң бойынша тербелсе,

$$y = A \cos \omega_0 t \quad (3.29)$$

онда C нүктесіндегі тербелмелі қозғалыс $x=0$ нүктесіндегі тербелмелістен уақыт бойынша τ уақытқа кешігеді. Сондықтан C нүктесінің тербелісі мынадай өрнек бойынша сипатталады:

$$y = A \cos \omega_0 \left(t - \frac{x}{v} \right) \quad (3.30)$$

мұндағы A – толқын амплитудасы, ω_0 – циклдік жиілік. (3.30) өрнегі берілген уақыттағы кез келген x нүктесінің ығысуын анықтайды және ол жазық толқынның теңдеуі деп аталады. Біртекті изотропты ортадағы толқынның таралуы жалпы жағдайда дербес туынды дифференциалдық теңдеулермен сипатталады.

3.5. Тұрғын толқындар

Жиіліктері және амплитудалары бірдей екі жазық толқын бір-біріне қарама-қарсы бағытта кездесе, олардың қосылуы (интерференциясы) нәтижесінде тұрғын толқындар пайда болады. Мұндай толқындар екі шеті де бекітілген сым немесе жіптің бойында болуы мүмкін. Тұрғын толқынның теңдеуін қорытып шығару үшін таралатын толқындардың бастапқы фазасын нөлге тең деп қабылдайық. Тура және шағылған (қарама-қарсы) толқындардың теңдеулері

$$\begin{aligned} y_1 &= A \cos(\omega t - kx) \\ y_2 &= A \cos(\omega t + kx) \end{aligned} \quad (3.31)$$

Бұл екі теңдеуді қосып, тұрғын толқын теңдеуін аламыз:

$$y = y_1 + y_2 = 2A \cos kx \cos \omega t = 2A \cos(2\pi x / \lambda) \cos \omega t \quad (3.32)$$

мұндағы $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – толқын саны. Тұрғын толқынның амплитудасы

$$A_{cm} = \left| 2A \cos \frac{2\pi x}{\lambda} \right| \quad (3.33)$$

x координатасына тәуелді болады. Ортаның мынадай нүктелерінде

$$\frac{2\pi x}{\lambda} = \pm m\pi \quad (m=1,2,3) \quad (3.34)$$

амплитуда максимал шамаларға $2A$ ие болады. Бұл нүктелер толқынның шоғырлары деп аталады. Ал ортаның мынадай нүктелерінде

$$\frac{2\pi x}{\lambda} = \pm m + \frac{1}{2} \pi, \quad (m=0,1,2,3\dots) \quad (3.35)$$

амплитуда нөлге айналады. Бұл нүктелер түйіндер деп аталады. Шоғырлар мен түйіндердің координаталарын табайық. Шоғырлар координаталары

$$x_n = \pm m \frac{\lambda}{2}, \quad (m=0,1,2,3\dots) \quad (3.36)$$

Түйіндер координаталары

$$x_y = \pm m + \frac{1}{2} \frac{\lambda}{2}, \quad (m=0,1,2,3\dots) \quad (3.37)$$

Екі ұшы бекітілген сымның немесе жіптің ұзындығына бүтін жарты толқын ұзындықтары орналасуын дәлелдейік. Сымның ұштарында тербелістің болмау себебінің шекті шарттары

$$y_{(0)} = 0, \quad y_{(\ell)} = 0 \quad (3.38)$$

теңдеулер болып табылады. $\omega_0 = 2\pi\nu = \frac{2\pi v}{\lambda}$ екенін ескерсек, онда теңдеуді мына түрге келтіруге болады

$$\frac{d^2 y}{dx^2} + \frac{4\pi^2}{\lambda^2} y = 0 \quad (3.39)$$

$k = \frac{2\pi}{\lambda}$ толқындық саны белгілеуін енгізсек, онда

$$\frac{d^2 y}{dx^2} + k^2 y = 0 \quad (3.40)$$

Бұл дифференциалды теңдеудің шешімі

$$y_{(x)} = A \sin kx \quad (3.41)$$

болады. (3.40)-дан (3.41) шарттарын ескерсек

$$k\ell = n\pi \quad \text{мұндағы } n = 1, 2, 3 \dots \quad (3.42)$$

(3.42)-ден

$$l = \frac{n\pi}{k} = n \frac{\lambda}{2}, \quad \text{мұндағы } n = 1, 2, 3 \dots \quad (3.43)$$

Демек, l ұзындықта жарты толқын ұзындықтарының бүтін саны (еселенген) орналасады. Келтірілген шартпен анықталатын тербелістер меншікті деп аталады.

3-тараудың бақылау сұрақтары мен жауаптары

1. Материялық нүктенің тепе-теңдік күйінен ауытқу шамасы екі гармоникалық тербелістің қабаттасуы арқылы белгіленген. Яғни, $x = A \sin \omega \cdot t + B \sin 2\omega \cdot t$

Бұл материялық нүктенің қозғалысы гармоникалық тербеліс бола ма?

Жауап. Гармоникалық тербелістің динамикалық шарты бойынша,

$$F = -kx = -k[A \sin \omega \cdot t + B \sin 2\omega \cdot t]$$

Мұнда үдеу $a = \frac{d^2x}{dt^2} = -\omega^2 A \sin \omega \cdot t - 4\omega^2 B \sin 2\omega \cdot t$, материялық

нүктенің ұшыраған күші $F = ma = -m\omega^2 A \sin \omega \cdot t - 4m\omega^2 B \sin 2\omega \cdot t$,

Демек, гармоникалық тербелістің шартына сәйкес келмейді. Сондықтан гармоникалық тербеліс бола алмайды.

2. Гармоникалық тербелістегі $t=0$ дегеніміз материялық нүктенің қозғалысы бастаған кезі ме, әлде бақылаудың басталған кезі ме?

Жауап. $t=0$ дегеніміз материялық нүктенің қозғалысы бастаған кезі емес, күзетудің басталған кезі.

3. Математикалық маятник тепе-теңдік күйінен θ бұрыш жасаған жерде қоя беріліп еркін тербеліс жасаған болса, маятник тербелісінің бастапқы фазасы θ бола ма?

Жауап. Бұл жердегі θ бұрыш маятниктің бастапқы фазасы емес. Бастапқы фаза былай есептеледі: Егер маятникті қоя берген кезді күзетудің басталған кезі десек, $x = A \cos(\omega \cdot t + \varphi)$ бойынша, $t=0$ болған кездегі маятниктің тепе-теңдік күйінен ауытқуы ең үлкен болып, $x=A$ болғандықтан $\cos \varphi = 1$ болады. Бұл кезде φ -дің мәні 0 не π болады, міне бұл бастапқы фаза болып табылады.

4. Материялық нүкте гармоникалық тербеліс жасаған кезде жылдамдықтың орташа мәні, үдеудің орташа мәні және жылдамдық модулінің орташа мәні қалай болады?

Жауап. Материялық нүкте гармоникалық тербеліс жасаған кезде, егер алдыңғы жарты периодтағы жылдамдық пен үдеу оң

таңбалы болса, кейінгі жарты периодта теріс таңбалы болады. Оның үстіне сәйкес нүктелердің шамалары да өзара тең. Сондықтан толық период ішіндегі жылдамдық пен үдеудің орташа мәні нөлге тең болады. Яғни,

$$\langle \vec{v} \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T v dt = \frac{1}{T} \int_0^T -\omega A \sin(\omega \cdot t + \varphi) dt = 0$$

$$\langle \vec{a} \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T a dt = \frac{1}{T} \int_0^T -\omega^2 A \cos(\omega \cdot t + \varphi) dt = 0$$

Жылдамдық модулінің орташа мәнін табу үшін тек шамасының үлкен кішілігі ғана ойластырылады. Сондықтан алдыңғы жарты периодтағы орташа мәнін тапсақ жеткілікті. Әлбетте бұл шама нөлге тең болмайды.

$$|\vec{v}| = \frac{2}{T} \int_0^{\frac{T}{2}} \omega A \sin(\omega \cdot t + \varphi) dt = \frac{4A}{T}$$

(бастапқы фаза $\varphi=0$ деп алынды).

5. Қатандығы бірдей екі серіппеге массалары тең емес екі кішкене шар ілінген болса, тербеліс периоды бірдей бола ма?

Жауап. Қатандығы бірдей екі серіппеге массалары бірдей емес екі кішкене шар ілінген болса, олардың тербеліс периоды бірдей болмайды. Өйткені, серіппелі маятниктің период өрнегіне

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{m}{k}} \quad \text{сәйкес екі серіппенің қатандығы } k \text{ бірдей}$$

болғанымен массалары m бірдей болмаса, тербелістің периоды бірдей болмайды.

6. Екі ұқсас серіппеге массалары тең емес екі дене ілінген. Егер олар бірдей амплитудамен гармоникалық тербеліс жасаса, тербелістің энергиясы бірдей бола ма?

Жауап. Екі түрлі жағдайда тербелістің энергиясы бірдей болады. Өйткені, тербелістің энергия өрнегіне $E = \frac{1}{2} k A^2$ сәйкес,

энергия тек k -мен A -ға байланысты болып, масса m -ге байланысты болмайды.

7. Серіппелі маятник гармоникалық тербеліс жасаған кезде, серпімділік күштің бір периодтағы істеген жұмысы қандай, жарты периодтағы істеген жұмысы қалай болады?

Жауап. Екеуінде де жұмыс нөлге тең болады. Өйткені, серіппелі маятник бір период немесе жарты периодтан соң бастапқы орнына қайтып келеді. Потенциалдық энергиясы бірдей, сондай-ақ, жылдамдықтың модулі де бірдей болғандықтан кинетикалық энергиясы бірдей болады. Демек, серіппелі маятниктің механикалық энергиясында өзгеріс болмайды. Сондықтан серпімділік күш жұмыс істемейді.

8. Ұқсас бір серіппелі маятник көлденең және тік бағытта гармоникалық тербеліс жасаған болса, оның тербеліс жиілігі бірдей бола ма?

Жауап. Серіппелі маятник тербелісінің жиілік өрнегіне $f = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m}}$ сәйкес, жиілік тек серіппелі маятниктің m массасы мен k қатандығына байланысты болып, оның тұрған орнымен байланысы жоқ. Сондықтан ол көлденең немесе тік бағытта тербелсе де бәрібір тербеліс жиілігі бірдей болады.

9. Механикалық маятник лифтің төбесіне байланып, лифт бірқалыпты үдемелі қозғалыспен $a(a < g)$ тік бағытта қозғалады. Төмендегідей екі түрлі жағдайда маятниктің периоды қалай өзгереді?

(1) Лифт жоғары бағытта үдемелі қозғалған.

(2) Лифт төмен бағытта үдемелі қозғалған.

Жауап. (1) Лифт жоғары бағытта үдемелі қозғалған кезде, лифт ішіндегі дене асқын салмақ күйде болады. Салмағы mg -ден $m(g+a)$ -ға дейін артады, яғни ауырлық күш үдеуі g -ден $g+a$ -ға дейін артады. Математикалық маятниктің тербеліс периоды $T = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}}$ өрнегі бойынша, егер ауырлық күш үдеуінің шамасы

g -ден $g+a$ -ға дейін артатын болса, онда тербеліс периоды қысқарады.

(2) Лифт бірқалыпты үдемелі қозғалыспен төмен қарай түскен кезде, лифт ішіндегі дененің салмағы азаяды, яғни қозғалыс кезіндегі дененің үдеуі g -ден $g-a$ -ға кеміді деп түсінуге болады. Сондықтан тербеліс периоды артады.

10. Гармоникалық тербеліс жасаған материялық нүктенің төмендегі жағдайлардағы орнын көрсетіңіз.

(1) Тепе-теңдік күйден ауытқу шамасы нөлге тең болған кездегі орны.

(2) Тепе-теңдік күйден ауытқу шамасы ең үлкен болған кездегі орны.

(3) Жылдамдығы нөлге тең болған кездегі орны.

(4) Жылдамдығы теріс таңбалы болып, ең үлкен мәнге ие орны.

(5) Үдеуі нөлге тең болған кездегі орны.

(6) Үдеуі ең үлкен болған кездегі орны.

Жауап. (1) Материялық нүкте тепе-теңдік күйде болған кезде оның тепе-теңдік күйден ауытқуы нөлге тең болады.

(2) Жылдамдығы нөлге тең болған кездегі тепе-теңдік күйінен ауытқуы ең үлкен болады.

(3) Тепе-теңдік күйінен ауытқуы ең үлкен болған жердегі жылдамдығы нөлге тең болады.

(4) Оң таңбалы күйден теріс таңбалы күйге өту барысындағы дәл тепе-теңдік күй кезіндегі теріс мәнді жылдамдық шамасы ең үлкен болады.

(5) Тепе-теңдік күй мезетіндегі үдеуі нөлге тең болады.

(6) Тепе-теңдік күйінен ауытқуы ең үлкен болған жердегі үдеуі ең үлкен болады.

11. Гармоникалық тербелістің жылдамдығы және үдеудің өрнегінде үнемі теріс (-) таңба болады. Бұл жылдамдық пен үдеу үнемі теріс таңбалы болады дегенді білдіре ме және де олардың бағыттары үнемі бірдей болады дегенді білдіре ме?

Жауап. Бұл айтқанымыз олар үнемі теріс таңбалы болады дегенді білдірмейді. Сондай-ақ, олар үнемі бағыттары бірдей болады деген сөз де емес. Оларды салыстыру үшін ауытқуды косинус функция түрінде жазайық,

$$x = A \cos(\omega \cdot t + \varphi)$$

$$v = \frac{dx}{dt} = -A\omega \sin(\omega \cdot t + \varphi) = A\omega \cos\left[(\omega \cdot t + \varphi) + \frac{\pi}{2}\right]$$

$$a = \frac{d^2x}{dt^2} = -A\omega^2 \cos(\omega \cdot t + \varphi) = A\omega^2 \cos[(\omega \cdot t + \varphi) + \pi] \cdot$$

Жоғарғы теңдеуден, жылдамдықтың фазасы тепе-теңдік күйден ауытқу шамасынан $\frac{\pi}{2}$ алда болатындығын, сондай-ақ, үдеудің фазасы тепе-теңдік күйінен ауытқу шамасынан π алда болатындығын білуге болады.

12. Гармоникалық тербелістің тепе-теңдік күйінен ауытқуы, жылдамдығы және үдеуі уақыттың косинус немесе синус функциясы екендігі белгілі. Ендеше

(1) Жоғарыдағы үшеуінің амплитудасының шамасы бірдей бола ма?

(2) Үшеуінің периоды бірдей бола ма?

(3) Үшеуінің бастапқы фазасы бірдей бола ма?

(4) Ұқсас бір уақыттағы фазасы бірдей бола ма?

Жауап. (1) Амплитудасының шамасы бірдей болмайды. Өйткені, тепе-теңдік күйінен ауытқу шамасының амплитудасы – A , жылдамдықтың амплитудасы – ωA , үдеудің амплитудасы – $\omega^2 A$.

(2) Үшеуінің периоды бірдей болады. Өйткені, $x = A \cos(\omega t + \varphi)$, $v = -\omega A \sin(\omega t + \varphi)$, $a = -\omega^2 A \cos(\omega t + \varphi)$. Периоды ұқсас

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

(3) Бастапқы фазасы бірдей болмайды. Өйткені,

$$x = A \cos(\omega t + \varphi)$$

$$v = -\omega A \sin(\omega t + \varphi) = \omega A \cos(\omega t + \varphi + \pi/2)$$

$$a = -\omega^2 A \cos(\omega t + \varphi) = \omega^2 A \cos(\omega t + \varphi + \pi)$$

Жоғарыдағы өрнектен үшеуінің бастапқы фазалары айырым-айырым φ , $\varphi + \pi/2$ және $\varphi + \pi$ екендігін білуге болады.

(4) Ұқсас бір уақыттағы фазасы бірдей болмайды. Өйткені, кез келген уақыт мезеті t кезіндегі фазасы айырым-айырым төмендегідей болады. $\omega t + \varphi$, $\omega t + \varphi + \pi/2$, $\omega t + \varphi + \pi$.

13. Материялық нүкте гармоникалық тербеліс жасаған кезде, төмендегі үш түрлі физикалық шаманың – тепе-теңдік күйден ауытқу шамасы, жылдамдығы, үдеуі бір уақытта максимум мәнді алуы мүмкін бе? Сондай-ақ, бір уақытта минимум мәнге ие болуы мүмкін бе?

Жауап. Гармоникалық тербелістің теңдеуі төмендегідей,

$$\begin{aligned}x &= A \cos(\omega t + \varphi) \\v &= -A\omega \sin(\omega t + \varphi) = A\omega \cos(\omega t + \varphi + \pi/2) \\a &= -A\omega^2 \cos(\omega t + \varphi) = A\omega^2 \cos(\omega t + \varphi + \pi)\end{aligned}$$

Жоғарыдағы теңдеуден үдеу жылдамдықтан $\pi/2$ алда, жылдамдық тепе-теңдік күйден ауытқу шамасынан $\pi/2$ алда, сондай-ақ, үдеу мен тепе-теңдік күйінен ауытқу шамасы бір-біріне қарама-қарсы екендігін білуге болады. Үшеуінің арасында фазалар айырымы бар болғандықтан, гармоникалық тербеліс жасаған кезде үшеуі бір уақытта максимум мәнге ие бола алмайды. Тепе-теңдік күйінен ауытқу шамасы мен жылдамдық бір уақытта нөлге тең болмайды. Сондай-ақ, жылдамдық пен үдеу де бір уақытта нөлге тең болмайды. Бірақ тепе-теңдік күйінен ауытқу шамасы мен үдеу бір уақытта нөлге тең бола алады.

14. Серіппелі маятник гармоникалық тербеліс жасаған кезде, оның амплитудасы бұрынғысының екі есесіне тең, жиілігі бұрынғысының жарымына тең болса, онда оның энергиясы қалай өзгереді?

Жауап. Егер бастапқы амплитудасын A_1 , жиілігін ω_1 десек, онда өзгерістен кейінгі амплитудасы $A_2 = 2A_1$, жиілігі $\omega_2 = \frac{\omega_1}{2}$ болады. Жүйенің массасы тұрақты болғандықтан, бастапқы энергиясы $E_1 = \frac{1}{2} m A_1^2 \omega_1^2$ мен кейінгі энергиясында өзгеріс болмайтындығын

$$E_2 = \frac{1}{2} m A_2^2 \omega_2^2 = \frac{1}{2} m (2A_1)^2 \left(\frac{1}{2} \omega_1 \right)^2 = \frac{1}{2} m A_1^2 \omega_1^2$$
 нәтижеден көруге болады.

Егер жүйеде қатандық k өзгермесе, онда масса m өзгерісі жиілік өзгерісін келтіріп шығарады. Яғни,

$$E_1 = \frac{1}{2}kA_1^2, E_2 = \frac{1}{2}kA_2^2 \cdot \frac{E_2}{E_1} = \frac{\frac{1}{2}kA_2^2}{\frac{1}{2}kA_1^2} = \frac{(2A_1)^2}{A_1^2} = 4.$$

Демек толық энергиясы 4 есе ұлғаяды.

15. Бір дене тізбектей қосылған қатандығы бірдей екі серіппеге ілініп, гармоникалық тербеліс жасайды. Егер бұл екі ұқсас серіппені параллель қоссақ, дененің тербеліс периоды қалай өзгереді?

Жауап. Гук заңы $F = k |\Delta L|$ бойынша, егер бір серіппенің қатандық коэффициентін $k_0 = \frac{F}{\Delta L}$ десек, онда осындай ұқсас екі серіппе тізбектей қосылған кездегі жүйенің қатандық коэффициенті $k_m = \frac{\frac{1}{2}F}{\Delta L} = \frac{1}{2}k_0$ болады. Ал ол екі серіппені параллель қоссақ, жүйенің қатандық коэффициенті $k_n = \frac{2F}{\Delta L} = 2k_0$ болады. Сондықтан ұқсас екі серіппені параллель қосқан кездегі қатандық коэффициенті оларды тізбектей қосқан кездегісінен 4 есе көп болады.

Серіппелі маятниктің период өрнегі $T = 2\pi\sqrt{\frac{m}{k}}$ бойынша, серіппелі маятниктің периоды оның массасы мен қатандық коэффициентіне тәуелді болып, серіппенің қосылу әдісімен байланысы жоқ. Жоғарыдағы өрнекте массасы m бірдей, параллель қосылған кездегі қатандық коэффициенті k тізбектей қосылған кездегіден 4 есе үлкен болғандықтан, серіппенің параллель қосылған кездегі периоды тізбектей қосылған кездегісінің жарымына тең болады.

16. Гармоникалық тербеліс пен гармоникалық толқынның өрнегінде қандай байланыс және қандай ұқсамастық бар?

Жауап. Гармоникалық толқынның өрнегі

$$y = A \cos \omega \left(t - \frac{x}{v} \right), \text{ бұл өрнек гармоникалық толқынның } x$$

орындағы, t уақыттағы ауытқу шамасын білдіреді. Ал гармоникалық тербелістің өрнегі $y = A \cos(\omega \cdot t - \varphi)$ – кеңістіктегі белгілі орынның (тербеліс көзінен қашықтығы x) t уақыттағы ауытқу шамасын білдіреді. Екеуін салыстыру арқылы

$$\varphi = \frac{\omega \cdot x}{v} \text{ екендігін аламыз. Бұл тербеліс көзінен } x$$

қашықтықтағы гармоникалық тербеліс фазасының тербеліс көзі фазасы мен айырмашылығын білдіреді.

17. Толқын теңдеуінде координаттың бастапқы нүктесі үнемі толқын көзінде бола ма?

Жауап. Толқын теңдеуінде координаттың бастапқы нүктесін толқын көзінен алмаса да болады. Егер координаттың бастапқы нүктесін толқын көзінен алатын болсақ, онда толқын теңдеуін мынадай қарапайым түрде жазуға болады, яғни

$$y = A \cos \omega \left(t - \frac{x}{v} \right).$$

$$18. \quad y = A \cos \omega \left(t - \frac{x}{v} \right) \text{ толқын теңдеуіндегі } \frac{x}{v} \text{ нені}$$

білдіреді? Егер бұл теңдеуді $y = A \cos \left(\omega \cdot t - \frac{\omega \cdot x}{v} \right)$ түрінде

жазсақ, $\frac{\omega \cdot x}{v}$ нені білдіреді?

Жауап. Өрнектегі $\frac{x}{v}$ тербелістегі материялық нүктенің

координаттың бастапқы нүктесінен қозғалып x қашықтыққа барғанға дейінгі кеткен уақытын білдіреді. Яғни, тербелістің қозғалыс күйінің (фазасы) x қашықтыққа тарқалып барғанға дейінгі уақытын білдіреді. $\frac{\omega \cdot x}{v}$ – координаттың бастапқы

нүктесінен x қашықтықтағы материялық нүкте тербелісінің бастапқы фазасын білдіреді.

19. Белгілі бір ортада тербеліс көзі гармоникалық тербеліс жасап, косинусидалық жазық толқын таратады. Тербеліс жиілігі мен толқын жиілігі бірдей бола ма? Тербелістің жылдамдығы мен толқынның жылдамдық модулі бірдей бола ма? Бағыты бірдей бола ма?

Жауап. Тербелістің жиілігі мен толқынның жиілігі сандық шамасы жағынан бірдей болады. Бірақ тербеліс жылдамдығы мен толқын жылдамдығы екеуі мүлде ұқсамайтын басқаша ұғым. Тербелістің жылдамдығын тербеліс көзі белгілейді. Яғни, $v = A\omega \sin(\omega t + \varphi)$. Ал толқынның жылдамдығы – дегеніміз толқынның таралу жылдамдығы болып, бұл ортаның серпімділік қасиеттеріне байланысты болады. Екеуінің бағыты да бірдей бола бермейді. Қума толқында тербелістің бағыты мен толқынның таралу бағыты бірдей болса, көлденең толқында толқынның бағыты мен тербелістің бағыты бір-біріне перпендикуляр болады.

20. Толқынның серпімді ортада таралу жылдамдығы $v = v\lambda$ болса, жиілікті v жоғарылату арқылы толқынның таралу жылдамдығын арттыруға бола ма?

Жауап. Арттыруға болмайды. Өйткені, жиілікті жоғары көтерсек, толқын ұзындығы λ соған сәйкес азаяды да толқынның жылдамдығы өзгермейді. Толқынның жылдамдығы тек қана серпімді ортаның қасиетіне тәуелді болады.

21. Екі толқын кеңістіктегі P нүктесінде өзара кездескен. Егер белгілі уақыт мезетіндегі P нүктесінің бірлескен қорытқы тербеліс амплитудасы екі толқын амплитудасының қосындысына тең болса, онда бұл екі толқынды когерентті деуге бола ма?

Жауап. Когерентті деп айтуға болмайды. Когерентті толқындар кеңістікте өзара кездескен кезде, кейбір жердің тербелісі күшейсе, ал кейбір жердің тербелісі әлсірейді. Бұл сұрақта тек белгілі бір уақыт мезетінде P нүктесінің қорытқы тербеліс амплитудасы екі толқын амплитудасының қосындысына тең болады делінген. Демек, қорытқы тербеліс

амплитудасы үнемі екі толқын амплитудасының қосындысына тең бола бермейді. Сондықтан мұндай екі толқынды когерентті деп айтуға болмайды.

22. Толқынның энергиясы амплитуданың квадратына тура пропорционал болады. Басқа шарты бірдей екі толқын қосылған кезде күшейген нүктесіндегі қорытқы амплитудасы бұрынғысының екі есесіне тең, энергиясы бұрынғысының төрт есесіне тең болған (екі есе көбейген). Бұл энергияның сақталу заңына қайшы емес пе?

Жауап. Толқын интерференцияласқан кезде энергиясы қайтадан үлестіріледі. Тербелістің күшейген нүктелерінде энергиясы артып, қорытқы амплитуда бұрынғының екі есесіне, энергиясы бұрынғысының төрт есесіне тең болады. Бірақ амплитуданың азайған нүктелерінде қорытқы амплитуда нөлге тең болып, энергиясы да нөлге тең болады. Сондықтан бүкіл процесс бойынша қарасақ, энергиясы сақталады. Бұны энергияның қайтадан үлестірілуі деп түсінген жөн.

23. Тербеліс жиілігі бірдей, бірақ тербеліс бағыты өзара перпендикуляр екі толқында интерференция құбылысы бола ма?

Жауап. Екі толқында интерференция пайда болу үшін олардың тербеліс жиілігі, тербеліс бағыты және фазасы бірдей болуы немесе фазалар айырмасы тұрақты болуы керек. Сонда ғана интерференция құбылысы пайда болады. Тербеліс бағыты бір-біріне перпендикуляр екі толқын тоғысқан кезде қорытқы тербеліс күшеймейді немесе әлсіремейді. Сондықтан интерференция құбылысы пайда болмайды.

24. Жиілігі, тербеліс бағыты және толқын ұзындығы бірдей, сондай-ақ, фазалар айырмасы тұрақты, бірақ амплитудасы бірдей емес екі толқын бір түзу сызық бойымен қарама-қарсы бағытта тоғысқан болса, пайда болған қорытқы толқынды тұрғын толқын деуге бола ма?

Жауап. Тұрғын толқын болу үшін түйіндер мен шоқтар болуы, екі толқынның жиілігі, тербеліс бағыты, толқын ұзындығы бірдей болуы, сондай-ақ, фазалар айырмасы тұрақты болуы және амплитудасы бірдей болуы керек. Жоғарыда айтылған екі толқын тоғысқан кезде интерференция пайда

болады. Бірақ қорытқы амплитудасы нөл болмайды. Сондықтан оны тұрғын толқын деуге болмайды.

25. Тұрғын толқын интерференциясының белгілі бір мезеттегі толқын үстіндегі барлық нүктелердің ауытқу шамасы нөлге тең болады. Бұл кезде толқын энергиясы нөлге тең бола ма?

Жауап. Бұл кезде толқынның энергиясы нөлге тең болмайды. Өйткені, бұл кезде түйіндерден басқа нүктелерде жылдамдығы болып, белгілі кинетикалық энергиясы болады.

26. Тұрғын толқындарда неліктен энергия тасымалдау болмайды?

Жауап. Тұрғын толқында тек екі түйін арасында (немесе екі шоқ арасында) ғана энергия алмасу болады. Энергия үнемі шоқтар мен түйіндер арасында алма-кезек алмасып отыратындықтан, сыртқа энергия ағысы болмайды. Демек, тұрғын толқында энергия бағытсыз қозғалып, тек қана түйін мен шоқ арасында айналып отырады. Сыртқа энергия тасымалдамайды.

27. Серіппелі маятниктің немесе толқын тарататын ортадағы материялық нүктенің ауытқу шамасы максималь болған кездегі кинетикалық энергиясы нөлге тең болатыны неліктен.

Жауап. Өйткені, тербелістегі материялық нүктенің механикалық энергиясы сақталатындықтан, ауытқу шамасы максималь болған кезде оның потенциалдық энергиясы да максималь болады. Сондықтан бұл кездегі кинетикалық энергиясы нөл болады.

4-ТАРАУ

МОЛЕКУЛАЛЫҚ ФИЗИКА

Молекулалық физика – заттардың физикалық қасиеттерін олардың ішкі құрылысы, оны құрайтын бөлшектердің қозғалысы мен өзара әсерлесулері тұрғысынан зерттейді. Сондықтан, ол зат құрылысының теориясымен тығыз байланысты және оның негізінде, көптеген тәжірибелік фактілермен дәлелденген зат құрылысының атомдық – молекулалық теориясы жатады.

4.1. Зат құрылысының атомдық-молекулалық теориясы

Зат құрылысының атомдық – молекулалық теориясы бойынша барлық денелер өте кіші бөлшектерден, атомдар мен молекулалардан құралады. Олар жылулық қозғалыс деп аталған үздіксіз, бейберекет, ретсіз қозғалыста болады. Бұл теория бойынша, материялық дененің моделі белгілі бір заңмен өзара әсерлесетін және сол заңға сәйкес қозғалыста болатын атомдар мен молекулалардан тұрады. Зат мөлшері – сол заттың структуралық элементтерінің санымен сипатталады. Ол – «моль» деген физикалық ұғыммен түсіндіріледі. Берілген элементтің грамм-атомы деп сол элементтің граммен алынған массасы, сан жағынан оның атомдық массасына тең мөлшерін айтамыз. Кез келген элементтің грамм-атомдағы атомдардың (структуралық элементтерінің) саны бірдей болады. Бұл сан Авогадро саны деп аталады. Берілген элементтің грамм-молекуласы – деп сол элементтің граммен алынған массасы сан жағынан оның молекулалық массасына тең болатын мөлшерін айтады. Кез келген заттың грамм-молекуласындағы молекулалар саны бірдей болады және ол Авогадро санына тең болады. Грамм-молекуланы көбінесе «моль» деп атайды. Моль – берілген заттардың әрбірі үшін (әрқайсысы үшін) айрықша мәні бар масса бірлігі. Мысалы, сутегі молекуласы үшін (H_2): 1 моль сутегі 2-ге тең, себебі оның молекуласының массасы 2 атомдық өлшем бірлікке тең, яғни

$$m_{H_2} = 2 \cdot \left(\frac{m}{12} {}^{12}C \right) \quad (4.1)$$

Сутегі молекуласының 2 грамм массасында, көміртегі молекуласының 12 грамм массасында, судың (H_2O) молекуласының 18 грамм массасында, күкірт қышқылының (H_2SO_4) 96 грамм массасында молекулалардың массасының саны бірдей болады, ол Авогадро санына тең болады.

N_A = Авогадро саны = $6.023 \cdot 10^{23} \frac{1}{\text{моль}}$. Авогадро санын білу, бізге

микроәлемнің, яғни атом және молекула әлемінің масштабы жөнінде әлдеқайда түсінікті ұғым береді. Мысалы, молекула санын біле отырып, біз молекулалардың өлшемділігін, олардың массаларының абсолют (граммен алынған массасын) және берілген массадағы молекулалар санын анықтай алатын боламыз. Айталық, 1 см^3 су алайық, оның массасы 1 грамм болады, олай болса, ол су мөлшерінің 1 мольн $1/18$ бөлігіне тең болады екен. Массасы 1 грамм суда қанша молекула болады десек, ол былай анықталады:

$$N = \frac{6.023 \cdot 10^{23}}{18} = 3.34 \cdot 10^{22} \text{ молекула бар екен. Есептің}$$

берілген шарттарынан білеміз, судың 1 см^3 көлемдегі молекула санын есептеп 1 молекула көлемін анықтаймыз, жуық шамамен

$$V_0 = \frac{1 \text{ см}^3}{3.34 \cdot 10^{22}} \cong 3 \cdot 10^{-23} \text{ см}^3$$

болады. Молекулалардың формасы (пішіні) шар тәрізді деп қарастырсақ, оның радиусы

$$R_{H_2O} \cong 3 \cdot 10^{-8} \text{ см}$$

Бір молекуланың массасын (m_0) мына қатынастан анықтауға болады.

$$m_0 = \frac{\mu}{N_A} \text{ немесе } m_0 = \frac{m}{N}$$

мұндағы μ – зат мөлшері (моль массасы); m – кез келген зат массасы; N – молекула саны

$$m_H = 1.675 \cdot 10^{-24} \text{ г.}$$

Бір молекуланың көлемін біле отырып, заттың 1 өлшем көлемінде қалыпты жағдайдағы молекулаларының санын есептеуге болады.

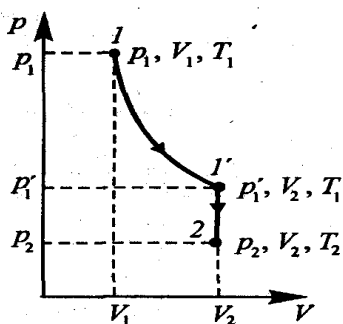
4.2. Идеал газ теңдеуі

Көп бөлшектерден тұратын жүйелердің ең қарапайым моделі «идеал газ» – деп аталады. Идеал газдың анықтамасы бойынша: нүктелік материялық бөлшектерден тұратын, массасы нөлге тең емес, араларында алыстан әсерлесу күштері жоқ және әсерлесулері тек бірімен бірі кездескенде ғана пайда болатын (әсерлесулері шарлардың соқтығысу заңына бағынатын) жүйе. Табиғатта мұндай газ болмайды, тек біз ойша осындай қасиеттері бар деп есептейміз. Осындай газдар үшін теория жүзінде болатын құбылыстар зерттеледі. Көп бөлшектерден тұратын жүйелерді зерттеу әдістері: динамикалық, статистикалық, термодинамикалық болып үшке бөлінеді. Макроскопиялық денелердің қасиеттерін зерттейтін физиканың бөлімін статикалық физика деп атайды, яғни бірдей және өте көп бөлшектерден тұратын (өте көп молекулалардан, атомдардан, электрондардан, т.б. бөлшектерден тұратын) жүйелерді зерттейтін бөлім. Зерттеулер осы макроскопиялық денені құраушы бөлшектердің қасиеттеріне және олардың өзара әсерлесуіне негізделіп жүргізіледі. Макроскопиялық денелер қатарына қалыпты жағдайдағы ($p_0=1.013 \cdot 10^5 \text{ Па}$, $V_\mu=22.41 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3$, $T_0=273.15 \text{ К}$) идеал газ жатады. Мысалы, температура $0^\circ \text{C}=273.15 \text{ К}$ деп және қысым $1.013 \cdot 10^5 \text{ Па}$ да идеал газдың 1 см^3 көлемінде $2.7 \cdot 10^{19}$ молекула болады.

Газдардың күйін қысым p , көлем V және температура T параметрлермен анықтауға болады. Бұл параметрлердің арасында өзара байланыстар бар, оларды жалпы түрде күйлер теңдеуі деп аталатын

$$f(V, p, T) = 0 \quad (4.2)$$

функционалды тәуелділікпен көрсетуге болады.



4.1- сурет

процесс арқылы болсын. Бойль-Мариотт және Шарльдің заңдарына сәйкес

Бойль-Мариотт және Гей-Люссак заңдарын біріктіре отырып, идеал газ күйінің теңдеуі қорытылады. Айталық газдың берілген массасының алғашқы күйінің параметрлері p_1, V_1, T_1 болсын. Газбен қандай да бір процесс жүріп, оның соңғы күйінің параметрлері p_2, V_2, T_2 болсын. (4.1-сурет.) 1 күйден 2-күйге газдың көшуі 1) изотермдік ($1 \rightarrow 1'$), 2) изохорлық ($1' \rightarrow 2$) екі

$$p_1 V_1 = p_1' V_2 \quad (4.3)$$

$$\frac{p_1'}{p_2} = \frac{T_1}{T_2} \quad (4.4)$$

деп жазамыз. (4.3) өрнегінен p_1' мәнін (4.4)-ге қойсақ, онда

$$\frac{p_1 V_1}{T_1} = \frac{p_2 V_2}{T_2} \quad (4.5)$$

1 және 2 күйлер кез келген болғандықтан, берілген газ массасы үшін pV/T тұрақты шама болады, яғни

$$\frac{pV}{T} = B = \text{const} \quad (4.6)$$

мұндағы B – әртүрлі газдар үшін әртүрлі тұрақты шама. (4.6) өрнегі Клапейрон теңдеуі деп аталады. Д.И. Менделеев Клапейрон теңдеуін Авогадро теңдеуімен біріктіріп, (4.6) теңдеуін, (молярлы көлем V_μ ұғымын) пайдаланып бір моль газ үшін жазды. Авогадро заңы бойынша, барлық газдардың бір молінде p және T бірдей болатындықтан молярлы көлем бірдей, сондықтан B барлық газдар үшін тұрақты шама, оны R мен белгілейміз, ол молярлы газ тұрақтысы немесе универсал газ

тұрақтысы деп аталады.

$$PV_{\mu} = RT \quad (4.7)$$

Қалыпты жағдай үшін R -ді есептесек

$$p_0 = 1,013 \cdot 10^5 \text{ Па}, \quad V_{\mu} = 22,41 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3, \quad T_0 = 273,15 \text{ К}.$$

Сонда

$$R = \frac{1,013 \cdot 10^5 \cdot 22,41 \cdot 10^{-3} \cdot 273,15}{273,15} = 8,31 \frac{\text{Дж}}{\text{моль} \cdot \text{К}}. \quad (4.8)$$

болады. Бір моль газ үшін жазылған (4-7) теңдеуден кез келген газ (m) массасына арналған теңдеуге көшуге болады.

Ол үшін бірдей жағдайларда V молі газының көлемі $\frac{m}{\mu}$ есе

артық екендігін ескерсек, онда $V = \nu \cdot V_{\mu} = \frac{m}{\mu} \cdot V_{\mu}$. (4-7)

өрнегіне V_{μ} орнына $\nu \cdot \frac{\mu}{m}$ -ді қойып, мына өрнекті аламыз:

$$pV = \frac{m}{\mu} RT = \nu RT \quad (4.9)$$

мұндағы $\nu = \frac{m}{\mu}$ – зат мөлшері. (4.9) теңдеуі кез келген

масса үшін Клапейрон-Менделеев өрнегі деп аталады. Идеал газ күйі теңдеуінің басқаша түрі жиі пайдаланылады. Ол үшін Больцман тұрақтысын енгіземіз:

$$k = R / N_A = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж} / \text{К}$$

Осыған сәйкес (4.9) күй теңдеуін мына түрде жазамыз

$$p = \frac{RT}{V_{\mu}} = \frac{kN_A \cdot T}{V_{\mu}} = nkT$$

мұндағы $N_A / V_{\mu} = n$ – молекулалар концентрациясы (көлем бірлігіндегі молекулалар саны). Сонымен,

$$p = nkT \quad (4.10)$$

Теңдеуінен: идеал газдың қысымы, берілген температура кезінде оның молекулалар концентрациясына немесе газ тығыздығына тура пропорционал болатындығы көрінеді. Бірдей температуралар және бірдей қысымдар кезінде барлық газдар бірлік көлем ішіндегі барлық молекулалар саны бірдей болады. Қалыпты жағдайдағы газдың 1 м^3 көлемінде құралатын молекулалар сандары Лошмидт саны деп аталады:

$$N_\alpha = p_0 / (kT_0) = 2.68 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}$$

4.3. Молекула-кинетикалық теория

Газдардың кинетикалық теориясы бойынша, бір атомды газдарды материялық нүктелер жүйесі деп қарастыруға болады. Газдың қысымы молекулаларының ыдыс қабырғасына түсіретін соқтығысулары арқылы анықталады. Ыдыс қабырғасына түсірілген P қысым мен молекуланың массасы – m_0 , молекуланың концентрациясы – n және оның жылдамдықтары – v араларындағы байланыстарды көрсететін төмендегі өрнекті идеал газдардың молекула-кинетикалық теорияның негізгі теңдеуі деп атайды.

$$p = \frac{1}{3} n m_0 \langle v_{kv}^2 \rangle = \frac{1}{3} \rho \langle v_{kv}^2 \rangle \quad (4.11)$$

Егер, $n = \frac{N}{V}$ – молекулалардың концентрациясы, ρ – идеал газдардың тығыздығы екендігін ескерсек, онда негізгі теңдеу мынадай түрге келеді:

$$pV = \frac{1}{3} N m_0 \langle v_{kv}^2 \rangle \quad \text{немесе} \quad p \cdot V = \frac{2}{3} N \frac{m_0 \langle v_{rd}^2 \rangle}{2} \quad (4.12)$$

мұндағы $\frac{m_0 \langle v_{kv}^2 \rangle}{2} = \varepsilon$ – бір молекуланың энергиясы

болғандықтан, онда барлық молекулалардың ілгерілемелі қозғалысының толық кинетикалық энергиясы $\varepsilon \cdot N = E$ болады. Сонда $p \cdot V = \frac{2}{3} E$. Газ массасы $m = Nm_0$ болғандықтан, (4.12) өрнегін келесі түрде жазуға болады

$$pV = \frac{1}{3} m < v_{\kappa\theta} >^2 \quad (4.13)$$

Бір моль газ үшін $m=M$ (M – молярлық масса), сондықтан

$$pV_\mu = \frac{1}{3} M < v_{\kappa\theta} >^2 \quad (4.14)$$

мұндағы V_μ – молярлық көлем. Екінші жағынан Клапейрон-Менделеев теңдеуі бойынша. $pV_\mu = RT$ Онымен, $RT = \frac{1}{3} M < v_{\kappa\theta} >^2$.

Бұдан $< v_{\kappa\theta} > = \sqrt{\frac{3RT}{\mu}}$, мұндағы $\mu = m_0 N_A$ болғандықтан

$$< v_{\kappa\theta} > = \sqrt{\frac{3RT}{m_0 N_A}} = \sqrt{\frac{3kT}{m_0}} \quad (4.15)$$

мұндағы $k=R/N_A$ – Больцман тұрақтысы; N_A – Авогадро заңы. Идеал газдың бір молекуласының ілгерілемелі қозғалысының кинетикалық энергиясы

$$< \varepsilon_0 > = E/N = \frac{1}{2} m_0 < v_{\kappa\theta} >^2 = \frac{3}{2} kT \quad (4.16)$$

Молекуланың ілгерілемелі қозғалысының орташа кинетикалық энергиясы тек температураға тәуелді болады. Егер $T=0$ болса $< \varepsilon_0 > =0$ болады, яғни абсолют нөл температурада молекуланың ілгерілемелі қозғалысы тоқталады.

4.4. Статистикалық таралу

Молекула-кинетикалық теория бойынша молекулалар жылдамдығы, соқтығысу кезінде қалай өзгерсе де, массасы m_0 газ молекулаларының орташа квадраттық жылдамдығы $T=const$ кезіндегі тепе-теңдік күйдегі тұрақты қалады және

$$\langle v_{ке} \rangle = \sqrt{\frac{3kT}{m_0}} \text{ болады. Бұл заңдықты теориялық түрде}$$

Максвелл қорытты. Жылдамдықтар бойынша молекулалардың орналасу заңын қорыту кезінде, Максвелл, газ өте көп санды N тепе-теңдік қалыпта тұрған бірдей температурада болатын ретсіз қозғалыстағы молекулалар жиынтығы деп ұғынды. Газда өрістік күштер әсер етпейді деп есептелді. Идеал газ молекулаларының жылдамдықтар бойынша орналасуы төмендегідей 3 түрлі болады.

Ең ықтимал жылдамдық

$$\langle v_e \rangle = \sqrt{\frac{2kT}{m_0}} = \sqrt{\frac{2RT}{\mu}} \approx 1.41 \sqrt{\frac{RT}{\mu}} \quad (4.17)$$

Орташа арифметикалық жылдамдық

$$\langle v \rangle = \sqrt{\frac{8kT}{(\pi m_0)}} = \sqrt{\frac{8RT}{(\pi \mu)}} \approx 1.60 \sqrt{\frac{RT}{\mu}} \quad (4.18)$$

Орташа квадраттық жылдамдық

$$\langle v_{ке} \rangle = \sqrt{\frac{3RT}{\mu}} = \sqrt{\frac{3kT}{m_w}} \approx 1.73 \sqrt{\frac{RT}{\mu}} \quad (4.19)$$

Жоғарыдағы 3 түрлі жылдамдықтарды салыстыра отырып, орташа квадраттық жылдамдықтың мәні ең үлкен болатынын, одан кейінгісі орташа арифметикалық жылдамдық екендігін және ең кіші мәнді ең ықтимал жылдамдық алатындығын білуге болады.

Барометрлік өрнек. Газдардың молекула-кинетикалық теориясы бойынша газ молекуласына сыртқы күш әсер етпейді, сондықтан молекулалар көлем бойынша бірқалыпты болып қалыптасады деп қаралады. Бірақ, кез келген газдың молекулалары Жердің потенциалды тартылыс өрісінде тұрады. Бір жағынан тартылыс, екіншіден молекулалардың жылулық қозғалысы газды кейбір стационарлы күйге келтіреді, бұл кезде қысым биіктікке қарай азаяды.

Биіктікке байланысты атмосфералық қысымды, немесе қысымды өлшеу арқылы биіктікті табуға болады. Биіктікті, әдетте, теңіз деңгейіне қатысты белгілейді, онда қысым қалыпты деп алынады, қысымның биіктікке қарай азаю өрнегі келесі түрде жазылады:

$$p = p_0 e^{-\rho g h / (RT)} \quad (4.20)$$

мұндағы p – теңіз деңгейінен h биіктіктегі қысым.

Молекулалардың орташа еркін жүру жолының ұзындығы. Молекулалар соқтығысқанша l_0 жолды еркін жүре алады. Тетелес екі соқтығысудың арасындағы осы жолдың ұзындығы әртүрлі болады. Молекулалардың саны өте көп болғандықтан және олардың қозғалыстарында ешбір заңдылық болмағандықтан молекулалардың еркін жүретін жолының ұзындығы үшін, оның орташа еркін жүру жолының ұзындығын аламыз. Бірлік уақыттағы газ молекуласының орташа соқтығысу саны

$$\langle Z \rangle = n \cdot V = \pi d^2 \cdot \langle v \rangle n \quad (4.21)$$

болады. Мұндағы d – молекуланың диаметрі, n – концентрациясы.

Молекуланың орташа еркін жүру жолының формуласы:

$$\langle l \rangle = \frac{1}{\sqrt{2} \cdot \pi d^2 n} \quad (4.22)$$

(4.22) өрнегінен, молекуланың орташа еркін жүру жолының ұзындығы $\langle l \rangle$ молекуланың концентрациясына кері пропорционал болады. Тұрақты температурада газ

молекулаларының қысымы газ молекулаларының концентрациясына тура пропорционал болады, яғни $P=knT$, сондықтан $\langle l \rangle$ қысымға кері пропорционал болады:

$$\langle l \rangle \sim \frac{1}{P}$$

$$\text{Осыдан: } \frac{\langle \ell_1 \rangle}{\langle \ell_2 \rangle} = \frac{n_2}{n_1} = \frac{P_2}{P_1} \quad (4.23)$$

Молекуланың еркін жүру жолының ұзындығы температураға да тәуелді болады. Бұл тәуелділік Сезерленд өрнегі бойынша былай беріледі:

$$\langle \ell \rangle = \langle \ell_{\infty} \rangle \frac{T}{T + C} \quad (4.24)$$

мұндағы C – әрбір газ молекуласын сипаттайтын тұрақты шама, өлшемділігі температурамен сәйкес болады, «Сезерленд тұрақтысы» деп аталады; $\langle \ell_{\infty} \rangle$ – температурасы шексіз болғандағы молекуланың орташа еркін жүру жолының ұзындығы.

4-тараудың бақылау сұрақтары мен жауаптары

1. Идеал газ күйінің $\frac{PV}{T} = \text{const}$ теңдеуіне негізделіп төмендегі сұрақтарға жауап беріңіз.

(1) Моль саны бірдей, бірақ ұқсамаған газдар үшін const бірдей бола ма?

(2) Массалары бірдей бір түрлі газдар үшін, ұқсамаған күйдегі const бірдей бола ма?

(3) Бір түрлі газ, бірақ массалары бірдей болмаған кезде const бірдей бола ма?

Жауап. Идеал газ күйінің теңдеуі: $\frac{PV}{T} = \frac{m}{M} R = \text{const}.$

Мұндағы $\frac{m}{M}$ – газдың мольдік саны, R – газдың универсал тұрақтысын сипаттайды.

(1) Моль саны бірдей ұқсамаған газдар үшін $const$ бірдей болады.

(2) Ұқсас бір түрлі газдың массасы m тұрақты болғанда, ұқсамаған күйдегі $\frac{m}{M}$ шамасы бірдей болады. Сондықтан $const$ бірдей болады.

(3) Ұқсас бір түрлі газдың (M өзгермейтін) массасы m бірдей болмаса, $\frac{PV}{T}$ -ның шамасы $\frac{m}{M}$ -ның өзгерісі бойынша өзгеріп отырады. Сондықтан жоғарыдағы теңдеуді тек газдың массасы тұрақты болған жағдайда ғана қолдануға болады.

Біреулер “массасы тұрақты белгілі бір газ үшін, егер бір уақытта идеал газдың үш заңының (Бойль-Мариотт заңы, Гей-Люссак заңы, Шарль заңы) кез келген екеуі орындалса, онда үшінші заңы да орындалады деп айтады. Бұл сөз дұрыс па? Не үшін?

Жауап. Жоғарыдағы сөз дұрыс айтылған. Белгілі массадағы идеал газдың қысымы P_1 өзгермесе, газ күйі $P_1V_1T_1$ -ден $P_1V_3T_2$ -ге өтуі Гей-Люссак заңы бойынша орындалады:

$$\frac{V_1}{T_1} = \frac{V_3}{T_2}$$

Одан кейін және де T_2 өзгермейтін изотермдік процесс арқылы $P_1V_3T_2$ күйден $P_2V_2T_2$ күйге өтті делік. Бойль-Мариотт заңы бойынша $P_1V_3=P_2V_2$ жоғарыдағы екі теңдеуді бірлестірсек төмендегі өрнек келіп шығады.

$$P_1 \frac{T_2}{T_1} V_1 = P_2 V_2 \quad \text{сондықтан,} \quad \frac{P_1 V_1}{T_1} = \frac{P_2 V_2}{T_2}$$

егер көлемі өзгермесе $V_1=V_2$, онда $\frac{P_1}{T_1} = \frac{P_2}{T_2}$ келіп шығады.

Міне бұл Шарль заңы болып табылады.

2. Бір жылдың төрт маусымында атмосфералық қысым үлкен өзгеріске ұшырамайды. Неліктен қыс күндері ауаның тығыздығы біршама үлкен болады?

Жауап. Идеал газдың күй теңдеуі: $PV = \frac{m}{M}RT$

мұндағы M – ауаның орташа мольдік массасы. Тұрақты көлем V үшін, қысым P өзгермесе, температура төмен болған сайын, масса m үлкен болуы керек. Басқаша айтқанда, ауаны жуықпен идеал газ деп қарасақ, температурасы төмен қыс күндері атмосфералық қысым P оншалық өзгеріске ұшырамаған

жағдайда, ауаның тығыздығы $\frac{m}{V}$ үлкен болады.

3. Тұйықталған ыдыстың ішіне белгілі мөлшердегі белгілі бір газ толтырылған. Төмендегі бірнеше түрлі жағдайда ыдыс ішіндегі газды тепе-теңдік күйде деп айтуға бола ма?

(1) Ыдыс ішіндегі әрбір бөлімнің қысымы бірдей болған жағдайда.

(2) Ыдыс ішіндегі әрбір бөлімнің температурасы бірдей болған жағдайда.

(3) Ыдыс ішіндегі әрбір бөлімнің қысымы және тығыздығы бірдей болған жағдайда.

Жауап. Тұйықталған ыдыс ішіндегі газдың әрбір бөлімінің температурасы мен қысымы бірдей болған кезде, сондай-ақ, олар уақытқа байланысты өзгермейтін болса, онда бұл жүйені тепе-теңдік күй деп айтамыз.

(1) $P=nkT$ болғандықтан, ыдыс ішіндегі әрбір бөлімнің газ қысымы бірдей болғанымен, әрбір бөлімнің температурасы мен тығыздығы бірдей болмауы мүмкін. Сондықтан жүйені тепе-теңдік күйде деуге болмайды.

(2) Жоғарыдағымен ұқсас, ыдыс ішіндегі әрбір бөлімнің температурасы бірдей болғанымен егер әрбір орындағы тығыздығы бірдей болмаса, онда сол орындағы газ қысымы да бірдей болмайды. Сондықтан тепе-теңдік күй деуге болмайды.

(3) $P=nkT$ теңдеуі бойынша, ыдыс ішіндегі әрбір бөлімдегі

газ қысымы бірдей, сондай-ақ, газ тығыздығы барлық жерде бірдей болған жағдайда, әрбір бөлімнің температурасы да бірдей болады. Сондықтан жүйе сөзсіз тепе-теңдік күйде болады.

4. Массасы тұрақты газдың температурасы өзгермеген кезде, егер оның көлемі кішірейсе қысымы артады (Бойль-Мариотт заңы). Көлемі өзгермеген кезде газдың қысымы температураның артуымен артады (Шарль заңы). Бұл өзгерісті қалай түсіндіресіз?

Жауап. Газ молекулаларының кинетикалық теориясы бойынша массасы тұрақты газдың температурасы өзгермеген кезде, газ көлемінің кішіреюі бірлік көлем ішіндегі газ молекулаларының санын арттырады. Сол себепті бірлік уақыт ішіндегі ыдыс қабырғасымен соқтығысатын газ молекулаларының саны артады. Молекулалардың соққылары нәтижесінде газ өзін қоршап тұрған ыдыстың қабырғаларына қысым түсіреді. Көлемі өзгермеген кезде бірлік көлем ішіндегі молекулалар саны да өзгермейді. Алайда температураның артуымен молекулалардың жылулық қозғалысының жылдамдығы артады. Сол себепті бірлік уақыт ішіндегі әрбір газ молекулаларының қабырғамен орташа соқтығысу саны да артады. Газ молекулаларының соққылары артуы нәтижесінде қысымның артуы келіп шығады.

5. Бірдей екі ыдысқа екі түрлі газ толтырылған. Молекулалардың ілгерілемелі қозғалысының орташа кинетикалық энергиясы бірдей. Бірақ екі түрлі газдың тығыздығы бірдей болмаса, олардың температурасы және қысымы бірдей бола ма?

Жауап. Молекулаларлық ілгерілемелі қозғалысының орташа кинетикалық энергиясы $\bar{\varepsilon} = \frac{2}{3}kT$ тек температураға

тәуелді. Сондықтан бірдей ыдысқа толтырылған екі түрлі газдың молекулаларының ілгерілемелі қозғалысының орташа кинетикалық энергиясы бірдей болған кезде олардың температурасы да сөзсіз бірдей болады.

Газ молекулаларының кинетикалық теориясы бойынша

қысым $P = \frac{2}{3} n \bar{\epsilon}$ арқылы өрнектеледі. Екі ыдыстағы газдың $\bar{\epsilon}$ шамасы бірдей болғанымен оның тығыздығы n бірдей болмаса, онда қысым да бірдей болмайды.

6. Белгілі массадағы газдың көлемі өзгермейді делік, температура артқан сайын молекулалардың қозғалысы күшейіп, өзара соқтығысу саны артады. Ендеше молекулалардың кезекті соқтығысуға дейінгі орташа еркін жүру жолы азая ма?

Жауап. Орташа еркін жүру өрнегі $\bar{\lambda} = \frac{l}{\sqrt{2}\pi d^2 n}$ бойынша

берілген массадағы газдың көлемі өзгермесе, n де өзгермейді. Сондықтан орташа еркін жүру жолы да өзгермейді. Ал енді температураның артуына келсек, молекулалардың қозғалысы күшейетіндіктен, орташа соқтығысу саны артады. Сол себепті екі соқтығысу арасындағы уақыт қысқарады. Бірақ орташа еркін жүру жолында өзгеріс болмайды.

7. Егер сутегі газы мен гелий газының температурасы бірдей, сондай-ақ, моль саны да бірдей болса, онда бұл екі газдың төмендегідей физикалық шамалары бірдей бола ма?

(1) Орташа кинетикалық энергиясы бірдей бола ма?

(2) Ілгерілемелі қозғалысының орташа кинетикалық энергиясы бірдей бола ма?

(3) Ішкі энергиясы бірдей бола ма?

Жауап. (1) Бір молекуланың орташа кинетикалық энергиясы $\frac{i}{2} kT$ болатындықтан, температура бірдей болғанымен еркіндік дәреже саны i бірдей емес молекулалардың орташа кинетикалық энергиясы да бірдей болмайды. Сутегі қос атомдық молекула, ал гелий бір атомдық молекула болғандықтан, сутегінің орташа кинетикалық энергиясы гелийден үлкен болады.

(2) Молекулалардың ілгерілемелі қозғалысының орташа кинетикалық энергиясы $\bar{\epsilon} = \frac{2}{3} kT$ тек температураға тәуелді.

Екі түрлі газдың температурасы бірдей болғандықтан ілгерілемелі қозғалысының орташа кинетикалық энергиясы да бірдей болады.

(3) Идеал газдың ішкі энергиясы $E = \frac{m}{M} \frac{i}{2} RT$, сутегі мен

гелийдің температурасы және моль саны $\frac{m}{M}$ бірдей

болғанымен еркіндік дәреже саны i әртүрлі болғандықтан екеуінің ішкі энергиясы бірдей болмайды. Сутегінің ішкі энергиясы гелийден көп болады.

8. Төмендегі өрнектердің физикалық мәнін түсіндіріңіз.

(1) $\frac{1}{2} kT$

(2) $\frac{3}{2} kT$

(3) $\frac{i}{2} kT$

(4) $\frac{i}{2} RT$

(5) $\frac{m}{M} \frac{3}{2} RT$

(6) $\frac{m}{M} \frac{i}{2} RT$

Жауап. Жоғарыдағы әрбір өрнек термодинамикалық жүйе тепе-теңдік күйде болған кездегі, берілген температурадағы энергияның бір түрлі сипатталуын көрсетеді.

(1) $\frac{1}{2} kT$ – температурасы T , молекулалардың әрбір еркіндік дәреже санына сәйкес келетін орташа энергиясын сипаттайды.

(2) $\frac{3}{2} kT$ – температурасы T , бір молекуланың ілгерілемелі

қозғалысының орташа кинетикалық энергиясын сипаттайды.

(3) $\frac{i}{2}kT$ – температурасы T , еркіндік дәреже саны i болған бір молекулалардың орташа толық кинетикалық энергиясын сипаттайды.

(4) $\frac{i}{2}RT$ – температурасы T , бір моль идеал газдың ішкі энергиясын сипаттайды.

(5) $\frac{m}{M} \frac{3}{2}RT$ – температурасы T , моль саны $\frac{m}{M}$ болған идеал газ молекулаларының ілгерілемелі қозғалысының орташа кинетикалық энергиясын сипаттайды.

(6) $\frac{m}{M} \frac{i}{2}RT$ – температурасы T , моль саны $\frac{m}{M}$ болған идеал газдың ішкі энергиясын сипаттайды.

5-ТАРАУ ТЕРМОДИНАМИКА НЕГІЗДЕРІ

Термодинамика макроскопиялық денелердің жылулық қасиеттерін зерттейді және табиғи құбылыстардың жылулық қасиеттерін олардың микроскопиялық табиғатына байланыстырмай зерттейді. Термодинамиканың жеке ғылым ретінде қалыптасуы, оның бастамалар деп аталатын үш негізгі заңдары тағайындалғаннан кейін ғана іске асты.

5.1. Термодинамиканың бірінші бастамасы

Жүйеге берілген барлық жылу, оның ішкі энергиясын dU арттыруға және оның сыртқы күштерге қарсы істелген dA жұмысына кетеді. Бұл термодинамиканың бірінші бастамасының анықтамасы болып табылады. Термодинамиканың бірінші бастамасы, шексіз аз өзгеріс үшін, математикалық түрде былай жазылады:

$$dQ = dU + dA \quad (5.1)$$

мұндағы dQ – жүйеге берілген жылу, dU – ішкі энергияның өзгерісі, dA – сыртқы күштерге қарсы істелген жұмыс.

(5.1) өрнекке енген шамаларды анықтап қарастырайық.

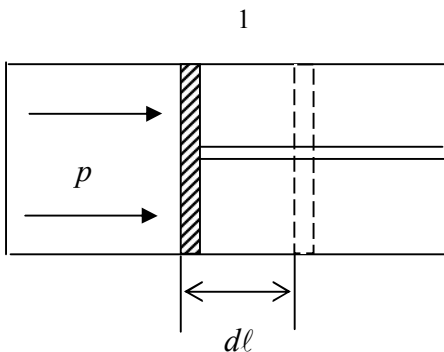
а) *Ішкі энергия*. Жүйенің ішкі энергиясы жүйені құрайтын барлық микробөлшектердің атомдардың, молекулалардың және электрондардың толық энергиясына тең шама. Ішкі энергия күйдің функциясы болып саналады, яғни әрбір күйге ішкі энергияның анықталған бір ғана мәні сәйкес келеді. Жүйенің 1-күйден 2-күйге көшуі кезінде ішкі энергияның өзгерісі көшудің әдісіне тәуелсіз, энергиялардың айырымына тең болады.

$$U_2 - U_1 = \int_1^2 dU \quad (5.2.)$$

Бұл теңдік, интеграл астындағы өрнек толық дифференциал болғанда ғана дұрыс болады. Жүйе бірнеше аралық күйлерді

өтіп, алғашқы күйге оралатын процесті дөңгелектік процесс дейміз. Дөңгелек процесс кезінде ішкі энергия өзгерісі нөлге тең болады.

$$\oint dU \equiv 0 \quad (5.3)$$



5.1- сурет

Сонымен, жүйенің әрбір күйіне ішкі энергияның анықталған бір мәні сәйкес келеді. Жүйе мен оны қоршаған орта арасында энергия алмасуы болып жатса, жүйенің ішкі энергиясының өзгерісі пайда болады. Мұндай алмасу, тек жұмыс орындау кезінде және жылу беру есебінен болуы мүмкін.

б) *Жұмыс.* Жеңіл жылжығыш (үйкеліссіз) поршені бар цилиндр ішінде тұрған (5.1-сурет) газды қарастырайық. Газдың ұлғаюы кезінде істелетін элементар жұмыс поршень элементар $d\ell$ аз қашықтыққа орын ауыстыру кезінде орындалады:

$$dA = F \cdot d\ell$$

мұндағы F – газ тарапынан поршеньге әсер ететін күш. Егер газ қысымы p , поршень ауданы – S болса, онда $F = p \cdot S$, болады да, элементар жұмыс

$$dA = pSd\ell$$

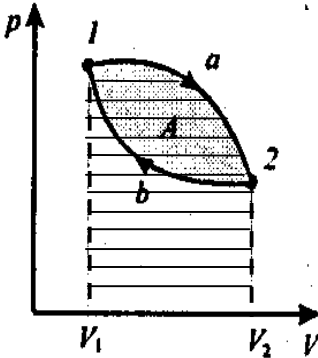
мұндағы $S \cdot d\ell$ көбейтіндісі dV көлемінің ұлғаюына тең, сондықтан

$$dA = pdV \quad (5.4)$$

Орындалған жұмысты анықтауға арналған диаграмма 5.2-суретте кескінделген. Газ күйінің 1-ден 2-ге өткенде орындалған жұмыс $1a2$ сызығы арқылы кескінделіп, V_11a2V_2 фигураның ауданы арқылы анықталған, яғни оның ауданы

$$A_{1a2} = \int_1^2 p dV \quad (5.5)$$

болады.



5.2 - сурет

Егер процестің жүру жолы $2b1$ болса, орындалған жұмыс өзгеше болады. Себебі, оның ауданы $V_2 2b1 V_1$ (фигураның ауданы) арқылы анықталады. Осыдан орындалатын жұмыс мөлшері газ күйінің бір күйден екінші күйге қандай жолмен өтуіне тәуелді болады. Сондықтан орындалатын жұмыс процестің функциясы болады. Жұмыс бір күйден басқа бір күйге өту процесі кезінде ғана орындалатын болады. Сонымен, газдың цикл кезінде жасайтын

жұмысы қисық ауданымен шектелген аудан арқылы анықталады. Егер циклда оң жұмыс $dA = p dV > 0$ жасалса (цикл сағат тілі бағытымен $1a2$ өтсе), онда ол тура цикл (5.2-сурет) деп аталады, ал циклда теріс жұмыс (сағат тіліне қарама-қарсы бағытта $2b1$) $dA = p dV < 0$ жасалса, онда ол кері цикл деп аталады. Демек, дөңгелек процесс кезінде жүйенің істейтін жұмысы нөлге тең емес, яғни

$$\oint p dV \neq 0 \quad (5.6)$$

Сондықтан, жұмыс – макроскопиялық пішіндегі энергияның берілуі, яғни жүйе бөліктерінің арасындағы энергияның орын ауыстыру түрі (мысалы, газдың сығылу және ұлғаю кезіндегі поршеньнің қозғалысы).

в) *Жылу*. Жылу, жұмыс сияқты тек жылу алмасу процесінде пайда болады. Жылу берілу процесі жоқ кезде термодинамикада, жылу туралы сөз болмауы керек. Жылу – микроскопиялық

пішіндегі энергияның берілуі. Мысалы, әртүрлі күйлерде тұрған екі денені тиістірсек, онда өзара әсерлесуші денелердің ішкі энергиясы өзгереді. Жылу мөлшері берілген энергияны сипаттайды. Жылу және жұмыс – энергияның берілуінің жалғыз түрі. Термодинамиканың бірінші бастамасы дифференциалды түрде былай жазылады

$$dQ=dU+dA \quad (5.7)$$

мұндағы dU – жүйенің ішкі энергиясының шексіз аз өзгерісі, dA – элементар жұмыс, dQ – шексіз аз жылу мөлшері. Мұндағы dU – толық дифференциал болып табылады.

5.2. Газдың жылу сыйымдылығы

Дененің меншікті жылу сыйымдылығы – деп массасы 1 кг денені температурасын $1K$ температураға көтеру үшін қажетті жылу мөлшерін айтады.

$$c = \frac{\delta Q}{m \cdot dT} \quad (5.8)$$

Меншікті жылу сыйымдылықтың өлшем бірлігі ($Дж/кг \cdot K$). Дененің молярлық жылу сыйымдылығы деп 1 моль дененің температурасын $1K$ температураға көтеруге қажетті жылу мөлшерін айтады.

$$C_{\mu} = \frac{\delta Q}{\mu \cdot dT} = \frac{\delta Q}{\nu \cdot dT} \quad (5.9)$$

мұндағы $\nu = \frac{m}{M}$ – моль саны. Молярлық жылу

сыйымдылықтың өлшем бірлігі ($Дж/моль \cdot K$). Дененің меншікті жылу сыйымдылығы (c) мен молярлық жылу сыйымдылығы арасындағы (c_{μ}) байланыс:

$$c_{\mu} = c \cdot M \quad (5.10)$$

Газдардың жылу сыйымдылығы қыздыру жағдайына тәуелді болады. Қыздыру тұрақты көлемде жүргізілетін болса, онда газдардың жылу сыйымдылығы – c_v деп белгіленеді. Егер

газды тұрақты қысымда қыздыратын болсақ, оның жылу сыйымдылығы – c_p деп белгіленеді. Олар сан жағынан тең болмайды, яғни $c_v \neq c_p$ болады.

а) Қыздыру процесі изохорлық болса, жылу сыйымдылық c_v неге тең болатындықты көреміз. Изохорлық процесс кезінде $V=\text{const}$ болады, олай болса $dV=0$ болады. Жұмыс $\delta A=P \cdot dV=0$ болады. Бұл газдың алған барлық жылуы оның ішкі энергиясын арттыруға кетеді дегенді білдіреді.

$$\delta Q = dU$$

Бұл жағдайда

$$C_v = \frac{\delta Q}{dT} = \frac{dU}{dt} \quad (5.11)$$

Газдың бір молі үшін

$$C_v = \frac{dU_\mu}{dT} = \frac{iRdT}{2dT} = \frac{i}{2} R. \quad (5.12)$$

Тұрақты көлем кезіндегі газдың молярлық жылу сыйымдылығы бір моль газдың температурасын $1K$ өзгертуге қажет болатын ішкі энергияның өзгерісіне тең болады.

$$dU = C_v \cdot dT$$

немесе

$$dU_\mu = \frac{i}{2} R \cdot dT \quad (5.13)$$

б) Изохорлық процесс кезіндегі газдың жылу сыйымдылығы. Изохорлық процесс кезінде қысым ($P=\text{const}$) тұрақты болады.

$$C_p = \frac{\delta Q}{dT} = \frac{dU + PdV}{dT} = \frac{dU}{dT} + \frac{PdV}{dT} = \frac{dU}{dT} + R = C_v + R \quad (5.14)$$

Соңғы (5.14) өрнектен

$$C_p = C_v + R \text{ немесе } C_p - C_v = R \quad (5.15)$$

Бұл өрнек Майер теңдеуі деп аталады. Майер теңдеуінен көретініміз

$$C_p > C_v$$

болады екен. (5.15) өрнектен универсал газ тұрақтысы R -дың физикалық мәнін білуге болады, яғни изобарлық процесс кезінде 1 моль идеал газдың температурасын $1K$ көтеру үшін сыртқа қарата істелетін жұмысқа тең шама. Бұл жағдай газды изобарлық жолмен қыздырғанда, жүйенің алған жылуы жүйенің ішкі энергиясын өзгертіп ғана қоймай тағы да газдың көлемін ұлғайту үшін жұмыс орындайды екен, себебі қысым тұрақты болып қалуы үшін міндетті түрде газ көлемін ұлғайту керек болады. Тұрақты қысымдағы жылу сыйымдылықты (C_p) еркіндік дәрежесінің саны арқылы көрсетуге болады

$$C_p = C_v + R = \frac{i}{2}R + R = \frac{i+2}{2}R \quad (5.16)$$

болады. Тұрақты қысымдағы жылу сыйымдылықтың тұрақты көлемдегі жылу сыйымдылыққа қатынасы:

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} = \frac{(i+2)}{i}$$

мұндағы γ – Пуассон коэффициенті деп аталады. i – еркіндік дәреже саны. Бір атомды газдың молекуласында үш еркіндік дәрежесі ($i = 3$) бар. Екі атомды газдың молекуласының жалпы еркіндік дәреже саны $i = 5$. Үш атомды және көп атомды газдың молекуласы алты еркіндік дәреже санына ие болады ($i = 6$).

5.3. Адиабаттық процесс

Адиабаттық процесс – деп қарастырылатын жүйемен (денемен немесе затпен) қоршаған орталар (денелер) араларында ешқандай жылу алмасуы болмайтын процесті айтады, яғни $dQ = 0$ болатын процесті айтады. Кез келген өте тез өтетін процестерді адиабаттық процесс деп қарастыруға болады. Термодинамиканың бірінші бастамасы адиабаттық процесс үшін былай жазылады:

$$dA = -dU \text{ немесе } pdV = -C_v dT. \quad (5.17)$$

Бір моль газды қарастырып және ондағы қысым орнына оның мәнін қойсақ (Клайпейрон – Менделеев заңын пайдаланып)

$$\frac{RT}{V} \cdot dV = -C_V dT$$

немесе

$$\frac{R}{C_V} \cdot \frac{dV}{V} = -\frac{dT}{T} \quad (5.18)$$

болады. Бұл өрнекке Майер теңдеуін ($C_p - C_V = R$) пайдаланып, белгілеулер енгіземіз:

$$\frac{R}{C_V} = \frac{C_p}{C_V} - 1 = \gamma - 1 \quad (5.19)$$

мұндағы

$$\gamma = \frac{C_p}{C_V}$$

Олай болса, (5.18) теңдеу мынадай түрге өтеді.

$$(\gamma - 1) \frac{dV}{V} = -\frac{dT}{T} \quad (5.20)$$

Бұл теңдеуді интегралдау арқылы

$$(\gamma - 1) \ln \frac{V_2}{V_1} = \ln \frac{T_1}{T_2} \quad (5.21)$$

немесе

$$T_1 V_1^{\gamma-1} = T_2 V_2^{\gamma-1} \quad (5.22)$$

Зат күйінің «1» және «2» деп белгіленген күйі қалауымызша белгілену болғандықтан, жүйенің кез келген күйінде адиабаттық процесс жүрген кезде температурамен көлемнің $\gamma-1$ дәрежедегі көбейтіндісі тұрақты болады деп қорытынды жасауға болады, яғни

$$TV^{\gamma-1} = const \quad (5.23)$$

Адиабаттық процесс үшін алынған бұл (5.23) теңдеу «Пуассон теңдеуі» деп аталады. P, V айнымалы параметрлерді P, T айнымалы шамаларға ауыстыру үшін, бір моль идеал газ теңдеуінің көмегімен мынадай байланысты анықтауға болады.

$$p_1 V_1^\gamma = p_2 V_2^\gamma \quad \text{немесе} \quad p V^\gamma = \text{const}$$

$$T_1^\gamma p_1^{1-\gamma} = T_2^\gamma p_2^{1-\gamma} \quad \text{немесе} \quad p V^{1-\gamma} = \text{const} \quad (5.24)$$

Осы (5.23) және (5.24) өрнектері адиабаттық процестердің теңдеуі деп аталады. Газдардың адиабаттық ұлғаю кезіндегі орындалатын жұмысты есептейік:

$$dA = -C_V dT$$

болады. Газдың көлемі V_1 -ден V_2 -ге дейін өзгергенде температурасы T_1 -ден T_2 -ге дейін өзгереді болады да орындалатын жұмыс мына өрнекпен анықталады:

$$A = -C_V \int_{T_1}^{T_2} dT = C_V (T_1 - T_2) \quad (5.25)$$

Массасы кез келген (m) мөлшердегі газ үшін

$$A = \frac{m}{M} C_V (T_1 - T_2) \quad (5.26)$$

Бұл жұмысты көлемнің V_1 және V_2 өзгерісі арқылы да жазуға болады:

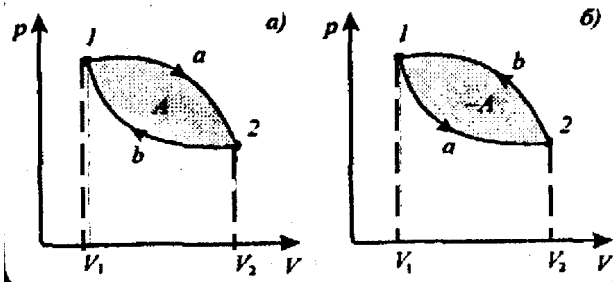
$$A = \frac{p_1 V_1}{\gamma - 1} \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma-1} \right] \quad (5.27)$$

5.4. Қайтымды және қайтымсыз жылулық процестер

Жүйені сипаттайтын параметрлер (P , V , T) сыртқы себептердің ықпалысыз өзінің белгілі бір сан мәндерін өзгертпейтін болса, онда жүйенің мұндай күйін «тепе-теңдік күй» деп атайды. Екі бағытта да жүре алатын процесті «қайтымды процесс» деп атайды. Бұл жағдайда процесс әуелі бір бағытта, онан кейін айналадағы денелерде ешбір өзгеріс болмастан кері бағытта өтетін болса, онда жүйе өзінің бастапқы күйіне оралуға тиіс. Әрбір тепе-тең процесс қайтымды процесс болады. Ал тепе-тең емес процестердің кез келген түрі қайтымсыз процесс болады. Жылу машинасы (двигательдері) дегеніміз, периодты түрде сырттан алған жылуының есебінен механикалық жұмыс орындаушы және әрбір период соңында

бастапқы күйге келіп отыратын машина. Бұл машина тұйық процесс жасайды. Ол 5.3 а-суретте көрсетілген. Бұл суретте идеал газдың жасаған бір циклі көрсетілген, ол 1а 2 ұлғаюдан және (2b1) сығылудан тұрады. Газ ұлғаю кезінде оң таңбалы жұмыс ($dv>0$, $dA=Pdv>0$) орындайды. Ал сығылу кезінде орындалатын жұмыс теріс таңбалы болады. Орындалған бір циклде жасалған жұмыстар қорытындысы A оң таңбалы десек

$$A = \oint p dv > 0$$



5.3- сурет

Онда мұндай цикл «тура цикл» деп атайды (5.3 а-сурет), ал орындалған жұмыс қорытындысы теріс таңбалы болса, «кері цикл» деп аталады (5.3 б-сурет). Бір циклде орындалатын толық жұмыс тұйық сызықтың ауданымен өлшенеді. «Тура цикл» жылу машиналарында, «кері цикл» суытқыш машиналарда қолданылады. Суытқыш машина периодты әсер етуші қондырғы, сыртқы күштің жұмысының есебінен жылу, температурасы жоғарғы денеге тасымалданады. Үзіліссіз жылу машиналарының жұмыс жасап тұруы үшін температурасы T_1 болатын қыздырғыш дене және температурасы T_2 болатын суытқыш денелер болуы керек және қыздырғыш дененің де суытқыш дененің де температуралары жұмыс жасап тұрған кезде өзгермейтін болуы тиіс. Сырттан алынған жылудың барлығы жұмысқа айланбайды. Сондықтан жылу машиналарының «пайдалы әсер коэффициенті» (ПӘК) мынадай өрнекпен анықтайды:

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1} \quad (5.28)$$

Осыдан, алған және берген жылу мөлшерінің айырмасы $(Q_1 - Q_2)$ есебінен жүйе сыртқы күштерге қарсы A жұмысын орындайды. Егер жылу машинасы суытқышсыз жұмыс істейтін болса $(Q_2 = 0)$, онда $\eta = 1$ -ге тең болады, яғни бұл дегеніміз, сырттан алынған жылудың барлығы толығымен жұмысқа айналады деген ұғым. Бірақ термодинамиканың II заңы бойынша мұндай жағдайдың болуы мүмкін емес, яғни «сырттан алған жылудың барлығын жұмысқа айналдыратын двигательдің болуы мүмкін емес» бұл термодинамиканың II бастамасы деп аталады.

Карно циклі. Екі изотермдік және екі адиабаттық процестен тұратын жылу машинасының қайтымды циклін Карно циклі деп атайды. Берілген температура аралығында жұмыс орындайтын кез келген жылу машинасының ішінде Карно циклінің пайдалы әсер коэффициенті ең жоғары болады. Карно циклінің пайдалы әсер коэффициенті төмендегі өрнекте көрсетілді.

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} \quad (5.29)$$

Энтропия. Энтропия – деп тепе-теңдік күйде тұрған жүйедегі элементар өзгеріс кезіндегі жүйенің алған немесе берген жылуының (берілген температурадағы) оның температурасына қатынасы арқылы жүйе күйі анықталатын функцияны атайды, яғни

$$dS = \frac{dQ}{T} \quad (5.30)$$

мұндағы dQ – жүйенің берген немесе алған жылуы; T – процесс өту кезіндегі жүйенің температурасы; dS – жүйенің күйін анықтаушы функция – энтропия.

Ван-дер-Ваальс теңдеуі. Нақты газдардың күйін Ван-дер-Ваальс теңдеуі арқылы сипаттайды. Бір моль нақты газ үшін Ван-дер-Ваальс теңдеуі мынадай түрде жазылады:

$$(p + \frac{a}{V^2 \mu})(V\mu - b) = RT \quad (5.31)$$

Массасы m кез келген мөлшердегі газға арналған Ван-дер-Ваальс теңдеуі:

$$\left(p + \frac{m^2}{\mu^2} \frac{a}{V^2} \right) \left(V - \frac{m}{\mu} b \right) = \frac{m}{\mu} RT \quad (5.32)$$

мұндағы a – “Ван-дер-Ваальс тұрақтысы” деп аталады. b – молекулалар орналасқан көлемге енгізілген түзету. V – газ орналасқан ыдыстың көлемі. M – газ массасы; μ – газдың молярлық массасы.

5-тараудың бақылау сұрақтары мен жауаптары

1. Төмендегі екі түрлі көзқарас дұрыс па?

(1) Дененің температурасы жоғары болған сайын, жылу мөлшері де соғұрлым көп болады.

(2) Дененің температурасы жоғары болған сайын, оның ішкі энергиясы да соғұрлым үлкен болады.

Жауап. Белгілі күйдегі дененің ішкі энергиясы анық мәнге ие болып, ол күйдің ғана функциясы. Ал жылу мөлшері процеске тәуелді шама болып, күйге тәуелді емес.

(1) Дененің температурасы жоғары болған сайын жүйе ішіндегі молекулалардың қозғалысы да күшейе түседі. Бірақ бұл сыртқы жүйеге байланысты өте көп энергия бөліп шығарады дегенді білдірмейді. Сондықтан температура жоғары болған сайын жылу мөлшері көп болады деп айтуға болмайды. Мысалы, адиабаттық процесте жылу мөлшері нөлге тең болады.

(2) Тұрақты массадағы идеал газдың температурасы жоғары болған сайын ішкі энергиясы да соғұрлым көп болады. Егер газ идеал болмаса, онда молекулалар арасында өзара әсер ететін потенциалдық энергия пайда болып, температура артқан сайын жылулық қозғалысының кинетикалық энергиясы артады. Бірақ көлемнің өзгерісі молекулалар арасындағы потенциалдық энергияны азайтады. Бұл кезде ішкі энергия және де азаяды.

2. Идеал газдың ішкі энергиясы – дегеніміз жүйе күйінің функциясы болып табылады. Идеал газдың ішкі энергиясы туралы төмендегі бірнеше тұжырым дұрыс айтылған ба?

(1) Газ белгілі күйде болған кезде, ылғи да оның ішкі энергиясы болады.

(2) Белгілі бір күйдегі ішкі энергияны тікелей өлшеуге болады.

(3) Белгілі бір күйдегі ішкі энергияның тек бір ғана сандық мәні болып, екі немесе одан артық болуы мүмкін емес.

(4) Идеал газдың күйі өзгерген кезде ішкі энергия да сөзсіз өзгереді.

Жауап. (1) Газ белгілі күйде болған кезде оның нақтылы температурасы болады. Сондықтан берілген газда ылғи да белгілі мөлшердегі ішкі энергия болады.

(2) Белгілі бір күйдегі ішкі энергияны тікелей өлшеуге болмайды, бірақ біз адиабаттық әдіспен екі күйдің энергиялар айырмасын өлшеуімізге болады. Әдетте айтып жүрген ішкі энергия дегеніміз абсолют нөл градус кезіндегі ішкі энергиямен болған айырмасы болып табылады. Әлбетте абсолют нөл градуштағы жүйенің энергиясын тікелей өлшеу мүмкін емес.

(3) Белгілі бір тепе-теңдік күйдегі идеал газдың белгілі температурасы болады. Сондықтан берілген жүйеде ылғи да ішкі энергия болады. Бірақ оның екі немесе одан көп болуы мүмкін емес.

(4) Идеал газдың күйі өзгерген кезде ішкі энергия да сөзсіз өзгереді деуге болмайды. Мысалы, идеал газ изотермдік процесспен өзгерген кезде қысым мен көлемі өзгереді, бірақ температурасы өзгермейді. Сондықтан ішкі энергиясы да өзгермейді.

3. Жүйе әртүрлі процесс арқылы бір күйден екінші күйге көшкен кезде, төмендегі екі түрлі жағдайда процестер келтіріп шығарған ішкі энергияның өзгерісі бірдей бола ма?

(1) Әрбір процесс кезінде істелген жұмыс бірдей.

(2) Әрбір процесс кезінде істелген жұмыс бірдей, сондай-ақ, сыртқы ортамен алмасқан жылу мөлшері де бірдей.

Жауап. (1) Термодинамиканың бірінші бастамасына сәйкес,
 $Q = \Delta U + A$

әрбір процесс кезінде істелген жұмыс A бірдей, бірақ жүйенің сыртқы ортамен алмасқан жылу мөлшері Q бірдей болмаса, онда ішкі энергияның өзгерісі де бірдей болмайды.

(2) Жоғарғы заңға сәйкес ішкі энергияның өзгерісі бірдей болады.

4. Термодинамиканың бірінші бастамасын аз өзгерістер үшін төмендегі математикалық өрнекпен жазуға болады.

$$dQ = dU + dA$$

Біз білетін процестер арқылы төмендегілерді түсіндіріңіз.

(1) Жүйе қандай процесс кезінде dQ оң, қандай процесс кезінде dQ теріс болады?

(2) Қандай процесс кезінде dE оң, қандай кезде dE теріс болады?

(3) Үшеуі бір уақытта оң бола ма? Үшеуі бір уақытта теріс бола ма?

Жауап. (1) Изохорлық ұлғаю, изотермдік ұлғаю, изобарлық ұлғаю қатарлы процестерде dQ оң болады. Изохорлық азаю, изотермдік азаю, изобарлық азаю қатарлы процестерде dQ теріс болады.

(2) Изохорлық ұлғаю, изобарлық ұлғаю, адиабаттық азаю қатарлы процестерде температура артады. Сондықтан ішкі энергия артады, dE оң болады. Изохорлық азаю, изобарлық азаю, адиабаттық ұлғаю қатарлы процестерде температура төмендейді. Сондықтан dE теріс болады.

(3) Изобарлық ұлғаю кезінде dQ , dE , dA бір уақытта оң болады. Изобарлық азаю кезінде жоғарыдағы үшеуі де теріс таңбалы болады.

5. Идеал газдың $C_p > C_v$ өрнегінің физикалық мәні не? Изобарлық процесс кезінде ішкі энергияның өзгерісін

$$dE = \frac{m}{M} C_p dT \text{ арқылы есептеуге бола ма?}$$

Жауап. $C_p > C_v$ Идеал газдың тұрақты қысымдағы жылу сыйымдылығы тұрақты көлемдегі жылу сыйымдылығынан

артық болатындығын түсіндіреді. Идеал газдың тұрақты қысымдағы мольдік жылу сыйымдылығы $C_p = C_v + R$ болып, тұрақты қысымда бір моль газдың температурасын бір Кельвин көтеру үшін қажет болатын жылу мөлшерін сипаттайды. Жүйе сол арқылы сыртқы денелерге қарсы жұмыс жасайды. Изобарлық процесс кезінде газ қабылдаған жылу мөлшерінің бір бөлімі жүйенің сыртқы денелерге қарсы жасайтын жұмысына жұмсалса, енді бір бөлімі ішкі энергияның артуына жұмсалады.

$$\text{Яғни, } dQ = dE + dA = \frac{m}{M} C_p dT \quad dA = PdV = \frac{m}{M} R dT$$

$$dE = dQ - dA = \frac{m}{M} (C_p - R) dT = \frac{m}{M} C_v dT$$

Сондықтан, $dE = \frac{m}{M} C_v dT$ арқылы изобарлық процестің ішкі энергияның өзгерісін есептеуге болады. Бірақ $dE = \frac{m}{M} C_p dT$ арқылы ішкі энергияның өзгерісін есептеуге болмайды.

6. Идеал газдың ішкі энергиясы E_1 күйден E_2 күйге өзгергенде әртүрлі процесс үшін (мысалы, изохорлық, изобарлық, адиабаттық) температураның өзгерісі бірдей бола ма? Қабылдаған жылу мөлшері бірдей бола ма?

Жауап. Идеал газдың ішкі энергиясы тек температураның ғана функциясы болғандықтан, қандай процесс болсын ішкі энергиясы E_1 күйден E_2 күйге өзгергенде температура өзгерісі бірдей болады.

Термодинамиканың бірінші бастамасы $Q = \Delta E + A$ бойынша, изобарлық процесс кезінде қабылдаған жылу мөлшерінің бір бөлімі – ішкі энергияның өзгерісіне жұмсалса, енді бір бөлімі – жүйенің сыртқы денеге қарсы істелген жұмысына жұмсалады. Изохорлық процесс кезінде қабылдаған жылудың барлығы ішкі энергияның өзгерісіне жұмсалады. Адиабаттық процесс кезінде жүйе сырттан жылу қабылдамайды. Сондықтан идеал газдың ішкі энергиясы E_1 күйден E_2 күйге

өзгергенде әртүрлі процестер қабылдаған жылу мөлшері де ұқсамайды.

7. Идеал газдың адиабаттық ұлғаю процесі кезінде ішкі энергия, температура және қысымның қалай өзгеретінін түсіндіріңіз.

Жауап. Идеал газдың адиабаттық ұлғаю процесі кезінде сыртқы денелерге қарата оң жұмыс істейді. Жүйе сыртпен жылу алмаспайтын болғандықтан ішкі энергиясы азаяды. Ал идеал газдың ішкі энергиясы температураның ғана функциясы болғандықтан ішкі энергиясы азайса, температурасы да төмендейді.

Идеал газдың көлемі ұлғайғандықтан бірлік көлем ішіндегі газ молекулаларының саны азаяды. Сол себепті, ыдыс қабырғасының бірлік ауданымен соқтығысатын газ молекулаларының саны да азаяды. Оның үстіне, температураның төмендеуі газ молекулаларының жылулық қозғалысын әлсіретеді. Сондықтан газ молекулаларының бірлік уақыт ішінде ыдыс қабырғасына беретін импульсінің статистикалық орташа мәні азайып, қысымның азаюына алып келеді.

8. Термодинамиканың екінші бастамасына сәйкес төмендегі екі түрлі көзқарастың дұрыс-бұрыстығын түсіндіріңіз.

(1) Жұмыс толығымен жылуға айналады, бірақ жылу толығымен жұмысқа айналмайды.

(2) Жылу температурасы жоғары денеден температурасы төмен денеге өте алады, бірақ температурасы төмен денеден температурасы жоғары денеге өте алмайды.

Жауап. (1) Бұл көзқарас дұрыс емес. Егер сыртқы шарт өзгеретін болса, онда жылу толығымен жұмысқа айнала алады. Мысалы, изотермдік ұлғаю процесі кезінде жүйе қабылдаған жылу мөлшерінің барлығы сыртқа қарата жұмыс істеуіне жұмсалады.

(2) Бұл көзқарас та дұрыс емес. Сыртқы күштер жүйеге жұмыс істейтін болса, онда жүйе төмен температурадағы дененің жылуын жоғары температурадағы денеге өткізе алады. Суытқыш машиналар дәл осындай қондырғы болып табылады. Бірақ жылу өздігінен суық денеден ыстық денеге өтпейді.

6-ТАРАУ ЭЛЕКТРСТАТИКА

Электрстатика – тыныштықтағы электр зарядтарының пайда болған электрдинамиканың бір бөлімі.

6.1. Кулон заңы

Нүктелік заряд – деп зарядталған денелердің сызықтық мөлшері олардың арақашықтығымен салыстырғанда өте аз болатын зарядталған денені айтады. Кулон заңы бойынша: вакуумда орналасқан екі q_1 және q_2 нүктелік зарядтардың өзара әсерлесу күшінің модулі олардың шамаларының көбейтіндісіне тура, ал арақашықтығының квадратына кері пропорционал:

$$F = k \frac{q_1 q_2}{r^2} \quad (6.1)$$

мұндағы k – өлшем жүйесіне байланысты болатын пропорционалдық коэффициент. Бірліктердің халықаралық жүйесінде (БХЖ)

$$k = \frac{1}{4 \pi \varepsilon_0} = 9 \cdot 10^9 \frac{\text{м}}{\Phi} \quad (6.2)$$

Бұл формуладағы $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ Кл}^2 / (\text{Н} \cdot \text{м}^2)$ – электр тұрақтысы деп аталады. Фарад (Φ) – электр сыйымдылығының өлшем бірлігі.

Электр өрісі және оның кернеулігі. Электр зарядтарының өзара әсерлесуі өріс арқылы болады. Кез келген зарядталған дене өз төңірегінде өріс туғызады. Электр өріс күшінің өріске енгізілген зарядтың шамасына қатынасын электр өрісінің кернеулігі деп атайды:

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_0} \quad (6.3)$$

Электрлік диполь. Арақашықтығы тұрақты, мөлшерлері бірдей, таңбалары қарама-қарсы екі нүктелік зарядтан тұратын жүйе электрлік диполь деп аталады.

Гаусс теоремасы. Вакуумдегі электр өрісі векторының кез келген пішіндегі тұйық бет бойынша ағыны, оның ішінде жатқан зарядтардың алгебралық қосындысын электр тұрақтысына ε_0 -ге бөлгенге тең.

$$\oint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{1}{\varepsilon_0} \sum_{i=1}^n q_i \quad (6.4)$$

Егер зарядтар берілген көлемде біртекті $\rho = \frac{dq}{dV}$ тығыздықпен орналасқан болса, осы V көлемінің ішіндегі жиынтық заряд:

$$\sum_{i=1}^n q_i = \int_V \rho dV \quad (6.5)$$

Осы теңдікті ескере отырып, Гаусс теоремасын төмендегідей түрде жазуға болады:

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{1}{\varepsilon_0} \int_V \rho dV \quad (6.6)$$

6.2. Электрстатикалық өрістің қасиеттері

1. Заряд электр өрісінде орын ауыстырғанда істелетін жұмыс.

Нүктелік q зарядының өрісінде екінші нүктелік заряд q_0 1 нүктеден 2 нүктеге қайсыбір траекториямен орын ауыстырғанда істелетін жұмыс:

$$A_{12} = \frac{qq_0}{4\pi\varepsilon_0} \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r^2} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \left(\frac{qq_0}{r_1} - \frac{qq_0}{r_2} \right) \quad (6.7)$$

мұндағы r_1 мен r_2 – q зарядынан қозғалушы q_0 орналасқан бастапқы және соңғы нүктелерге дейінгі қашықтық. Осыған

сәйкес (6.7) теңдігінен электрстатикалық өрісте жұмыс зарядтың жүріп өткен жолының траекториясына байланысты емес екендігін және тек қана бастапқы және соңғы нүктелер орнымен анықталатынын көруге болады. Бұдан электрстатикалық өрістің потенциалды, ал электр өріс күшінің консервативті болатындығын білуге болады. Электрстатикалық өрісте зарядтың тұйық контурдың бойымен қозғалу жұмысы нөлге тең болады.

$$\oint_L \vec{E} \cdot d\vec{\ell} = \oint_L E \cdot d\ell \cdot \cos(\vec{E} \cdot \vec{d\ell}) = 0 \quad (6.8)$$

Бұл интеграл электрстатикалық өрістің кернеулік векторының тұйық контур бойымен циркуляциясы деп аталады. Бұдан шығатын маңызды қорытынды – электрстатикалық өріс кернеулігінің күш сызықтары тұйық болуы мүмкін емес, олар оң зарядтарда басталып, теріс зарядтарда аяқталады.

2. Электрстатикалық өрістің потенциалы.

Потенциалды күш өрісінде консервативтік күштердің жұмысы потенциалдық энергияның кемуі нәтижесінде істелетінін ескере отырып:

$$A_{12} = W_{p1} - W_{p2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq_0}{r_1} - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq_0}{r_2} \quad (6.9)$$

Демек, q_0 зарядының q заряды өрісіндегі потенциалдық энергиясын:

$$W = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq_0}{r} \quad (6.10)$$

(6.10) өрнегінен берілген нүктедегі W/q_0 қатынасы q_0 -дің мөлшеріне байланысты емес екені байқалады. Сондықтан бұл қатынас – электрстатикалық өрістің энергетикалық сипаттамасы бола алады. Оны өрістің потенциалы деп атайды:

$$\varphi = \frac{W}{q_0}. \quad (6.11)$$

Бұл формуладан, электрстатикалық өрістің берілген нүктесіндегі потенциалы – сол нүктеде орналасқан бірлік

өлшемдегі оң зарядтың потенциалдық энергиясына тең деген қорытынды шығады. Келтірілген (6.10) және (6.11) өрнектерінен нүктелік зарядтың потенциалы

$$\varphi = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (6.12)$$

екені шығады. Зарядты өрістің бір нүктесінен оның екінші нүктесіне дейін орын ауыстырғанда істелетін жұмысты (6.12) теңдігін ескере отырып, төмендегідей түрде жазуға болады:

$$A = q_0(\varphi_1 - \varphi_2). \quad (6.13)$$

Атқарылатын жұмыс орын ауыстырушы зарядтың мөлшері мен электрстатикалық өрістің заряд орналасатын бастапқы және соңғы нүктелерінің потенциалдар айырымының көбейтіндісіне тең болады.

3. Кернеулік векторы $\vec{E}$ мен потенциал φ арасындағы байланыс.

q_0 заряды туғызатын электр өрісінде q_0 -ші заряды x өсінің бойымен dx қашықтыққа орын ауыстырғанда істелінетін жұмыс $dA = q_0 E_x dx$ болсын. Екіншіден, бұл жұмыс $dA = -q_0 d\varphi$ болады. Олардың оң жақтарын теңестіргенде:

$$E_x = -\frac{\partial \varphi}{\partial x} \quad (6.14)$$

Дәл осылай y және z өстерін қарастыра отырып, $\vec{E}$ векторының төмендегідей өрнегіне келеміз

$$\vec{E} = -\left(\frac{d\varphi}{dx} \vec{i} + \frac{d\varphi}{dy} \vec{j} + \frac{d\varphi}{dz} \vec{k} \right) \quad (6.15)$$

мұндағы $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$ — x, y, z — координат өстері бойымен бағытталған бірлік векторлар.

Градиент туралы анықтамадан:

$$\vec{E} = -\text{grad}\varphi \text{ немесе } \vec{E} = -\nabla\varphi \quad (6.16)$$

мұндағы $\nabla = \frac{d}{dx} \vec{i} + \frac{d}{dy} \vec{j} + \frac{d}{dz} \vec{k}$ – Гамильтон операторы. Бұл

өрнек бойынша кернеулік $\vec{E}$ теріс таңбамен алынған потенциалдың градиентіне тең болады.

6.3. Электр сыйымдылығы. Конденсаторлар

Басқа өткізгіштер мен зарядтардан қашыктатылған окшауланған өткізгішті қарастырайық. Заряд пен потенциал арасында $q=C\varphi$ тәуелділігі бар екені тәжірибеден белгілі. Бұдан шығатын

$$C = \frac{q}{\varphi} \quad (6.17)$$

шамасын окшауланған өткізгіштің электр сыйымдылығы деп атайды.

Сыйымдылық өткізгіштің заряды мен потенциалына байланысты емес. Оны былай айтуға болады: өткізгіштің потенциалы оның зарядына тура пропорционал да, сыйымдылығына кері пропорционал болады.

Шардың электр сыйымдылығы:

$$C = 4\pi\epsilon_0 R \quad (6.18)$$

БХЖ-да сыйымдылықтың өлшем бірлігі ретінде өткізгішке 1 Кл заряд берілгенде, оның потенциалы 1 В-қа өзгеретін өткізгіштің сыйымдылығы алынады. Бұл шама фарад (Φ) деп аталады. Бір-біріне жақын орналасқан қарама-қарсы таңбалы, мөлшері бірдей зарядтармен зарядталған өткізгіштер жүйесін конденсатор деп атайды. Ал өткізгіштер – оның астарлары деп аталады. Конденсатордың сыйымдылығы былай болады:

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2} \quad (6.19)$$

мұндағы $\varphi_1 - \varphi_2$ – астарлар арасындағы потенциалдар айырмасы, q – конденсатордың оң зарядталған астарында орналасқан заряд.

Потенциалдар айырмасын кейде кернеу деп атап, оны U әрпімен белгілейді. Сондықтан, (6.19) өрнекті былай жазуға болады.

$$C = \frac{q}{U} \quad (6.20)$$

Жазық конденсатордың сыйымдылығы:

$$C = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 S}{d} \quad (6.21)$$

мұндағы d – астарлардың арақашықтығы; ε – астарлар арасын толтыратын ортаның диэлектрлік өтімділігі.

Цилиндрлік конденсатордың сыйымдылығы:

$$C = \frac{2\pi\varepsilon\varepsilon_0\ell}{\ln(R_2/R_1)} \quad (6.22)$$

мұндағы ℓ – конденсатордың ұзындығы; R_1 мен R_2 – ішкі және сыртқы цилиндрлік астарлардың радиустары.

Сфералық конденсатордың сыйымдылығы:

$$C = 4\pi\varepsilon_0\varepsilon \frac{R_1 R_2}{R_2 - R_1} \quad (6.23)$$

мұндағы R_1 мен R_2 – ішкі және сыртқы астарлардың радиустары.

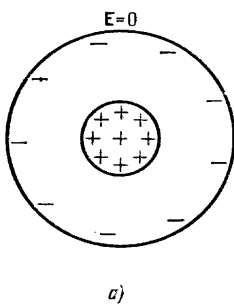
6.4. Электрстатикалық өрістегі диэлектриктер

Диэлектриктер – деп ток өткізбейтін заттарды айтады. Мұндай заттардың оң зарядтары мен теріс зарядтары тең мөлшерде болып, диэлектрик ішінде еркін қозғала алатын зарядтар болмайды. Құрылысына байланысты диэлектрик заттарды үш үлкен топқа бөлуге болады. Бірінші топқа жататын диэлектриктердің оң және теріс зарядтарының ауырлық центрлері бір-біріне сәйкес келеді (6.1а-сурет). Мысалы, парафин, бензол, азот, көмірсутектілердің қатары. Мұндай диэлектриктер молекулаларының сыртқы өріс жоқ кезде дипольдік моменті болмайды. Сондықтан мұндай диэлектриктердің молекулалары – полярлы емес деп аталады.

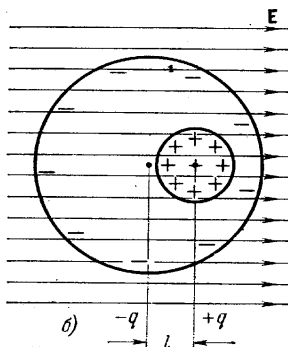
Сыртқы электр өрісінде молекулалардың оң және теріс зарядтарының "ауырлық центрі" қарама-қарсы ығысады, ол аралық ℓ молекулалардың өлшемімен салыстырғанда аз болады (14.1б-сурет). Бұл кезде әр молекула

$$\vec{p} = q \vec{\ell} \quad (6.24)$$

дипольдік моментке ие болады. Оның шамасы бірінші жуықтауда сыртқы өрістің $\vec{E}$ – кернеулігіне тура пропорционал. Сыртқы өріс жойылғанда молекулалар алғашқы қалпына келеді де, дипольдік момент нөлге айналады. Мұндай дипольдер – "серпімді" дипольдер деп аталады. Екінші топқа – су, нитробензол, т.с.с. молекулаларының құрылысы асимметриялы заттар жатады. Бұларда сыртқы өріс жоқ кезде де, оң және теріс иондардың "ауырлық центрі" бір-бірімен сәйкес келмейтіндіктен "қатаң" диполь құрайды. Сыртқы өріс болмағанда ($\vec{E} = 0$), жеке молекулалардың дипольдерінің бағыттары жылулық қозғалыстың себебінен ретсіз болады. Жалпы диэлектрикті тұтас алғанда дипольдік моментінің қорытқы мәні нөлге тең болады.



6.1a-сурет



6.1б-сурет

Диэлектриктің үйектелуі. Сыртқы өрістің әсерінен диэлектрик үйектеледі. Бұл – дегеніміз диэлектриктегі қорытқы дипольдік момент нөлден өзгеше, демек тұтас диэлектриктің

көлемдік дипольдік моменті бар. Үйектелу – сыртқы өрістің диэлектриктің ішіндегі шамасын өзгертеді. Вакуумда зарядтардың өзара әсерлесу күші F_0 , ал диэлектриктегі күші F болса, онда Кулон заңына сәйкес

$$\frac{F_0}{F} = \varepsilon \quad (6.25)$$

болатындықтан, диэлектрикті ортадағы кернеулікті $E_0 = \varepsilon E$ деп жаза аламыз. Осыдан ε шамасының мәні тек молекулалардың құрылымы мен қасиетіне байланысты ғана емес, диэлектриктің сыртқы өрісте үйектеле алатын қабілетін де анықтайды. Кез келген изотропты диэлектрик түрлері үшін берілген нүктедегі үйектелу векторы, өрістің кернеулігімен байланысы мынадай болады:

$$\vec{P} = \alpha \cdot \varepsilon_0 \vec{E} \quad (6.26)$$

мұндағы α – диэлектриктің сезімталдығы деп аталады, ол $\vec{E}$ шамасына тәуелсіз. Ол ортаның үйектелу қабілетін сипаттайды және ортаның құрылымына байланысты болады. $\vec{P}$ мен $\vec{E}$ бірдей өлшем бірлігіне ие, сондықтан α – өлшем бірліксіз шама. Электрстатикалық индукцияның анықтамасы бойынша электрлік индукция (электр ығысу) векторы $\vec{D} = \varepsilon \varepsilon_0 \vec{E}$

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} = \varepsilon_0 (\vec{E} + \xi \vec{E}) = \varepsilon_0 (1 + \xi) \vec{E} \quad (6.27)$$

мұндағы $\varepsilon = (1 + \xi)$ шаманы салыстырмалы өтімділік немесе ортаның диэлектрик өтімділігі деп атайды. Мұны ескеріп, (6.27) қатынасты $\vec{D} = \varepsilon \varepsilon_0 \vec{E}$ түрінде жазуға болады. Электр ығысу векторының өлшем бірлігі Кл/м².

Электр өрісі мен зарядталған конденсатордың энергиясы. Өткізгіш зарядының потенциалмен байланысының тәуелділігін пайдаланып, зарядталған өткізгіштің энергиясы үшін өрнекті мына түрде алуға болады:

$$W = q^2 / 2C = q \cdot \varphi / 2 = C\varphi^2 / 2 \quad (6.28)$$

Зарядталған өткізгіштің ішінде өріс жоқ. Өткізгішті зарядтағанда, электр өрісі тек өткізгішті қоршаған ортада ғана болады. Сондықтан, зарядталған өткізгіштің электр энергиясы өткізгішті қоршаған ортадағы электр өрісінде жайылған және өрісте электр өрісі кернеулігінің өткізгіштен қашықтығына тәуелді әртүрлі шамасына сай көлемдік тығыздықпен таралады.

Зарядталған конденсатордың толық электрстатикалық энергиясы үшін өрнекті төмендегідей жазуға болады:

$$W = q^2 / 2C = q \cdot U / 2 = CU^2 / 2 \quad (6.29)$$

(6.29) өрнекке жазық конденсатордың сыйымдылығы мен потенциалдар айырымының мәндерін ($C = \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{S \cdot d}$ және $E = \frac{U}{d}$) қойсақ,

$$W = CU^2 / 2 = \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{2d} S \cdot E^2 d^2 = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 E^2}{2} Sd = \frac{\varepsilon_0 E^2}{2} \cdot V \quad (6.30)$$

Мұндағы E – конденсатордың ішіндегі электр өрісінің кернеулігі, ал $V=Sd$ – конденсатордың көлемі. Бірлік көлемдегі энергия немесе электр өрісінің энергиясының көлемдік тығыздығы:

$$\omega = W / V = \varepsilon\varepsilon_0 E^2 / 2 \quad (6.31)$$

Бұдан – көлемдік тығыздық электр өрісінің кернеулігінің квадратына тура пропорционал екені шығады. Изотропты диэлектриктерде $\vec{E}$ және $\vec{D}$ векторлары сәйкес келеді. Сондықтан энергия тығыздығы үшін формуланы былай беруге болады:

$$\omega = \vec{E} \vec{D} / 2 = \frac{E(\varepsilon_0 E + P)}{2} = \vec{E}^2 \frac{\varepsilon_0}{2} + \vec{E} \vec{P} / 2 \quad (6.32)$$

Бірінші қосынды вакуумдағы $\vec{E}$ өріс энергиясының тығыздығына, ал екінші қосынды диэлектрикті үйектеуге жұмсалатын энергияға сәйкес келеді.

Төмендегі өрнектер кез келген, зарядталған өткізгіштің энергиясын береді:

$$W = \frac{1}{2} \varphi q = q^2 / 2C = C \cdot \varphi^2 / 2 \quad (6.33)$$

6.5. Тұрақты ток

6.5.1. Ток күші және ток тығыздығы

Электр зарядтарының бір бағыттағы реттелген қозғалысын электр тогы – деп атайды. Ток күші – деп бірлік уақытта өткізгіштің көлденең қимасынан өтетін заряд мөлшерімен өлшенетін скаляр шаманы айтады. Егер dt уақытта мөлшері dq заряд тасымалданса, онда ток күші

$$I = \frac{dq}{dt} \quad (6.34)$$

болады. Уақыт бойынша өзгермейтін токты – тұрақты ток деп атайды. Ток күшінің өлшем бірлігі – ампер (A). Электр тогын –

ток тығыздығы векторы $\vec{j}$ арқылы толығырақ сипаттауға болады. Ток тығыздығы векторы ток бағытымен бағытталған және оның сан мәні ток бағытына перпендикуляр dS ауданы арқылы өтетін dI ток күшінің осы ауданға қатынасына тең болады:

$$\vec{j} = \frac{dI}{dS} \quad (6.35)$$

Ток тығыздығының өлшем бірлігі – A/m^2 . Тізбектің бөлігі үшін Ом заңын дифференциал көріністе төмендегідей жазуға болады.

$$\vec{j} = \gamma \cdot \vec{E} \quad (6.36)$$

Пропорционалдық коэффициент γ – меншікті электр өткізгіштігі деп аталады. Оған кері шама, яғни $\rho = \frac{1}{\gamma}$ – өткізгіштің меншікті кедергісі деп аталады.

Өткізгіштің кедергісі $R = \rho \frac{\ell}{S}$. Мұндағы ℓ – өткізгіштің ұзындығы.

$$I = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{R} = \frac{U}{R} \quad (6.37)$$

Бұл тәжірибеден алынған тізбектің біртекті бөлігі үшін Ом заңы деп аталады.

6.5.2. Джоуль-Ленц заңы

Өткізгіштен ток өткен кезде өткізгіш қызады. Осыған байланысты W -ды жылу қуаттылығының тығыздығы деп атайды. Джоуль-Ленц заңының дифференциал түрі:

$$W = \gamma E^2 \quad (6.38)$$

өткізгіштің берілген бөлігінде t уақытта шығарылатын жылу мөлшері мынаған тең болады:

$$Q = I^2 \cdot R \cdot t \quad (6.39)$$

6.5.3. Электр тогының қуаты мен жұмысы

Уақыт бірлігі ішіндегі электр тогының істеген жұмысы қуат деп аталады.

$$P = \frac{A}{t} \quad (6.40)$$

Тұрақты ток күші мынаған тең $I = q/t$ болады. Тасымалданатын заряд $q=I \cdot t$, мұндағы t – токтың өтетін уақыты. Бұл кездегі істелген жұмыс:

$$A = qU = IUt \quad (6.41)$$

яғни электр тогының жұмысы токтың күшіне, бөліктегі кернеудің түсуіне және уақытқа байланысты. Бұл жұмыс

электрондардың бағытталған қозғалысының кинетикалық энергиясын иондарға берілуіне байланысты өткізгішті қыздыруға жұмсалады, яғни $A_{12}=Q$. Сондықтан,

$$Q = I^2 R t, \quad Q = \frac{U^2}{R} t \quad (6.42)$$

жұмыс пен жылудың өлшем бірлігі джоуль: $1 \text{ Дж} = 1 \text{ А} \cdot 1 \text{ В} \cdot 1 \text{ с}$. ток қуаты P келесі формуламен есептеледі:

$$P = IU = I^2 R = \frac{U^2}{R} \quad (6.43)$$

БХЖ-да қуаттың өлшем бірлігі ватт: $1 \text{ Вт} = 1 \text{ А} \cdot 1 \text{ В}$.

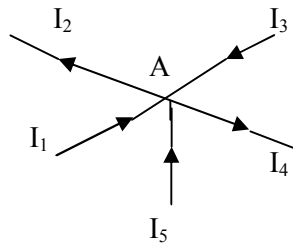
6.5.4. Тармақталған тізбектерге арналған Кирхгоф ережесі

Тармақталған тізбек үшін Кирхгофтың бірінші ережесі: түйінде (үштен кем емес өткізгіштер түйісетін нүктеде) түйіскен ток күштерінің алгебралық қосындысы нөлге тең болады. Шартты түрде түйінге бағытталған токтар – оң, одан шыққан – теріс деп алынады. Кирхгофтың бірінші ережесінің өрнегі былай болады:

$$\sum_{i=1}^n I_i = 0 \quad (6.44)$$

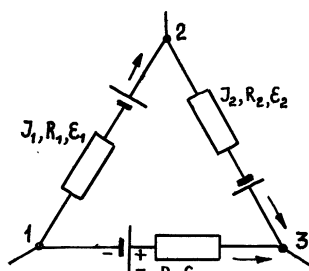
мұндағы n – түйінде жиналатын ток саны 6.2-суретте көрсетілген А түйіні үшін (6.45) ереже былай жазылады:

$$I_1 - I_2 + I_3 - I_4 + I_5 = 0.$$



6.2-сурет

Кирхгофтың екінші ережесі тұйық тізбекке қолданылады да, ол былай айтылады: электр тізбегінің кез келген тұйық контурындағы ток күші мен кедергінің көбейтінділерінің алгебралық қосындысы осы контурдағы электрқозғаушы



6.3-сурет

күштердің алгебралық қосындысына тең:

$$\sum_{i=0}^n I_i R_i = \sum_{i=0}^n \varepsilon_i \quad (6.45)$$

мұндағы n – түйіндегі контур бөліктерінің саны. Бұл ережені қолданған кезде контурды орап өту бағытын таңдап алу керек (контурды айналып шығу бағыты). Токтың

бағыты орап өту бағытымен сәйкес келсе, оң деп алынады. Электрқозғаушы күшінің бағыты да орап өту бағытына сәйкестендіріледі. Кирхгофтың екінші ережесіне мысал ретінде 6.3-суреттегі тізбекті қарастырайық. Контур тұйық және үш бөліктен тұрады. Контурдың орап өту бағытын сағат тілі бағытымен таңдап алайық. Онда (6.45) өрнекке сәйкес келесі теңдеу орынды болады:

$$I_1 R_1 + I_2 R_2 - I_3 R_3 = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 - \varepsilon_3$$

Тұрақты токты күрделі тізбектерге Кирхгоф ережелерін қолданғанда келесі тұжырымдарды орындау керек:

1. Тізбектің барлық бөліктерінде токтың бағытын таңдап алу керек. Токтың нағыз бағыты есеп шығарылғаннан кейін анықталады: егер есептелген токтың мәні оң болса, онда таңдап алған ток бағыты дұрыс, ал егерде теріс таңбалы болса, онда токтың нағыз бағыты таңдап алған ток бағытына қарама-қарсы болады.

2. Контурды орап өту бағытын таңдап алу керек (сағат тілі бағытымен не сағат тіліне қарсы). Егер токтың бағыты контурды орап өту бағытымен сәйкес келсе, онда IR көбейтіндісі оң таңбалы, ал сәйкес келмесе, теріс таңбалы болады. Электрқозғаушы күшінің бағыты да осылай алынады.

3. Құрастырылған теңдеулердің саны белгісіз шамалардың сандарына (барлық I токтар, R_i кедергілер, ε_i - ЭҚК-тері) тең болуы керек.

6-тараудың бақылау сұрақтары мен жауаптары

1. Вакуумдағы екі нүктелік заряд арасындағы өзара әсерлесу күші басқа зарядтардың жақындауымен өзгере ме?

Жауап. Электр өрісінің суперпозиция принципі бойынша, екі нүктелік заряд арасындағы өзара әсерлесу күші басқа зарядтардың жақындауымен өзгермейді. Әлбетте, бұл кезде екі нүктелі зарядтың арақашықтығы өзгермейді деп қараймыз.

2. Оқшауланған нүктелік зарядтан r қашықтықтағы нүктенің кернеулігін төмендегі өрнекпен есептейміз.

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon} \frac{q}{r^2}$$

Егер қарастырып отырған нүкте мен нүктелік зарядтың арақашықтығы $r \rightarrow 0$ болса, онда $E \rightarrow \infty$ болған физикалық мәні жоқ нәтиже келіп шығады. Бұны қалай түсінуге болады?

Жауап. Нүктелік заряд – дегеніміз идеал модель болып, қарастырылған орын мен нүктелік зарядтың арақашықтығы r ; зарядтың өлшеміне қарағанда көп есе үлкен болған жағдайда ғана орындалады. Ал нүктелік заряд пен қарастырылған нүктенің арақашықтығы $r \rightarrow 0$ кезде, нүктелік заряд моделі өз күшін жояды. Яғни, бұл кезде зарядты нүктелік заряд деп қарауға болмайды. Сондықтан жоғарыдағыдай физикалық мәні жоқ $E \rightarrow \infty$ деген нәтиже келіп шығады.

3. Вакуумда зарядталған екі пластинканың арақашықтығы d (өте аз) болсын, екі пластинканың ауданы S өзара тең, сондай-ақ, зарядтардың шамасы бірдей $+q$ және $-q$ болса, екі пластинка арасындағы өзара әсерлесу күші F -ті төмендегідей екі түрлі есептеуге болады.

$$(1) \quad F = \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 d^2}.$$

$$(2) \quad F = qE = q \cdot \frac{\sigma}{\epsilon_0} = \frac{q^2}{\epsilon_0 S}.$$

Жоғарыдағы екі нәтиженің дұрыс-бұрыстығын анықтаңыз.

Жауап. (1) Екі пластинканың арақашықтығы өте аз болғандықтан, пластинканы нүктелік заряд деп қарауға болмайды. Сондықтан екі пластинка арасындағы тартылыс

күшін $F = \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 d^2}$ өрнегі арқылы есептеуге болмайды. Бұл

өрнек тек нүктелік заряд арасындағы әсерлесу күшін есептеуде ғана орындалады.

(2) $F = qE$ өрнек арқылы есептеуге болады. Бірақ бұл жердегі E екі пластинканың қорытқы кернеулігі емес.

Сондықтан $F = \frac{q^2}{\epsilon_0 S}$ өрнегі арқылы есептеуге болмайды.

Нақты дұрыс шешімі төмендегідей болу керек,

$$F = qE = \frac{q^2}{2\epsilon_0 S}.$$

4. Нүктелік зарядтан басқа кеңістікте кернеулік сызықтары өзара қиылыса ма? Не үшін?

Жауап. Нүктелік зарядтан басқа кеңістікте кернеулік сызықтары өзара қиылыспайды. Егер кернеулік сызықтары кеңістікте өзара қиылысатын болса, онда осы нүктедегі электр өріс кернеулігінің бағыты бірден көп болып қалады. Бұл мүмкін емес. Сондықтан нүктелік зарядтан басқа кеңістікте кернеулік сызықтары өзара қиылыспайды.

5. Гаусс теоремасынан Кулон заңын қорытып шығаруға бола ма? Егер Кулон заңында арақашықтық r -дің дәрежесі 2-ден басқа сан болса, Кулон заңы орындала ма?

Жауап. Оқшауланған q_1 нүктелік заряд, шар пішінді дененің дәл центрінен орналасқан делік, бұл кезде шар бетін тұйықталған Гаусс беті десек, шар бетіндегі әрбір нүктенің электр өрісінің кернеулігі бірдей, бағыты радиус бойынша сыртқа қарай бағытталады. Гаусс теоремасы бойынша,

$$\varepsilon_0 E(4\pi r^2) = q_1$$

$$E = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \times \frac{q_1}{r^2}$$

Электр өрісіндегі зарядтың әсерлесу күшінің өрнегі бойынша, q_1 зарядтың электр өрісіндегі q_2 зарядтың әсерлесу күші төмендегідей болады.

$$F = Eq_2$$

$$F = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \times \frac{q_1 q_2}{r^2}$$

Міне бұл Кулон заңы болып табылады. Демек, Гаусс теоремасынан Кулон заңын қорытып шығаруға болады.

Енді Кулон заңындағы дәреже көрсеткіші 2-ден басқа сан болған жағдайды қарастырып көрейік. Яғни, нүктелік зарядтың

кернеулігі $E = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{q}{r^{2+n}}$ болсын, нүктелік заряд центріне

орналасқан, радиусы r болған шеңбер бетін тұйықталған Гаусс беті деп қарасак

$$\oint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = \oint_S \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 r^{2+n}} r^2 \sin\theta \cos\varphi d\varphi d\theta$$

$$\oint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{q}{\varepsilon_0 r^n} .$$

Бұдан, Кулон заңындағы дәреже көрсеткіш саны 2-ден басқа сан болған кезде Гаусс теоремасы орындалмайтындығын көруге болады.

6. Электр өрісіндегі белгілі бір нүктенің электр өрісі кернеулігінің шамасы $\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_0}$ сыншы зарядтың q_0 шамасына байланысты болмайды деп не үшін айтамыз?

Жауап. $\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_0}$ өрнектегі $\vec{F}$ – сыншы зарядқа әсер

етуші Кулон күші болып, әртүрлі нүктелерде түрліше болады,

бірақ Кулон заңына сәйкес, сыншы зарядтың шамасына пропорционал болады. Яғни, сыншы заряд q_0 -дің шамасы n есе артқан кезде, Кулон күші F -тің шамасы да n есе өседі. Сондықтан $\frac{\vec{F}}{q_0}$ қатынасы өзгермейді де, $\vec{E}$ мен q_0 өзара байланысты болмайды.

7. Тұйықталған бет ішіндегі зарядтардың алгебралық қосындысы нөлге тең болған кезде, тұйықталған бет үстіндегі кез келген нүктенің электр өріс кернеулігі нөлге тең бола ма? Не үшін?

Жауап. Тұйықталған бет ішіндегі зарядтардың алгебралық қосындысы нөлге тең болған кезде, тек қана осы тұйықталған бет арқылы өтетін электр өріс кернеулігінің векторлық ағыны нөлге тең болады. Бірақ бұл тұйықталған бет үстіндегі барлық нүктелерде кернеулік сызықтары жоқ дегенді білдірмейді, сондай-ақ, барлық орында электр өрісінің кернеулігі нөлге тең болады дегенді де білдірмейді. Мәселен, электрлік дипольді қоршаған тұйықталған беттің ішіндегі зарядтардың алгебралық қосындысы нөлге тең болғанымен, тұйықталған бет үстіндегі электр өрісінің кернеулігі нөлге тең болмайды.

8. Электрстатикалық кернеулік векторының циркуляциясының $\oint E_l dl = 0$ физикалық мәні не?

Циркуляциясының нөл болуы кернеулік векторының қандай қасиетін түсіндіреді?

Жауап. Электрстатикалық өрісте электр өріс күштерінің тұйықталған жолдағы істеген жұмысы нөлге тең екендігін түсіндіреді. Кез келген тұйықталған жолдағы кернеулік векторының циркуляциясының нөл болуы — кернеулік сызықтарының тұйық болмайтындығын түсіндіреді.

9. Электр өрісін туғызатын барлық зарядтар белгілі бір шекті аралықта орналасқан кезде, біз ылғи да шексіз қашықтықтағы потенциалдық энергияны нөл деп аламыз. Осы белгілеме бойынша төмендегі екі түрлі жағдайда потенциалдық энергияның оң немесе теріс болатындығын түсіндіріңіз.

(1) Оң немесе теріс зарядтар, оң зарядтардың электр өрісінде болған кезде.

(2) Оң немесе теріс зарядтар, теріс зарядтардың электр өрісінде болған кезде.

Жауап. (1) Оң зарядтың электр өрісінде кез келген бір нүктеден, бірлік оң зарядты шексіз алысқа тасымалдаған кезде электр өрістің күші оң жұмыс істейді, электр потенциалдық энергиясы азаяды. Бұдан оң зарядтың электр өрісінде, оң зарядтың потенциалдық энергиясы шексіздіктегі потенциалдық энергиядан көп болатындығын білуге болады. Шексіздіктегі потенциалдық энергия нөл болғандықтан, оң зарядтың электр өрісіндегі оң зарядтың потенциалдық энергиясы нөлден көп болады, яғни оң болады.

Оң зарядтың электр өрісінде кез келген бір нүктеден теріс зарядты шексіз алысқа тасымалдаған кезде, электр өрістің күші теріс жұмыс істейді, потенциалдық энергиясы көбейеді. Бұдан оң зарядтың электр өрісінде, теріс зарядтың потенциалдық энергиясы шексіздіктегі потенциалдық энергиядан аз болатындығын білуге болады. Шексіздіктегі потенциалдық энергия нөл болғандықтан, оң зарядтың электр өрісіндегі теріс зарядтың потенциалдық энергиясы нөлден аз болады, яғни теріс болады.

(2) Жоғарыдағы сараптама бойынша, теріс заряд туғызған электр өрісінде оң зарядтың потенциалдық энергиясы теріс таңбалы болады. Теріс заряд туғызған электр өрісінде, теріс зарядтың потенциалдық энергиясы оң таңбалы болады.

10. Электр өрісіндегі A , B , C үш нүкте бір түзу сызықтың бойында болып, потенциалдары $U_A > U_B > U_C$ болса, төмендегілерге талдау жасаңыз.

(1) B нүктеге бір оң зарядты әкеліп қойсақ, электр өріс күшінің әсерінде бұл заряд потенциалы жоғары бағытқа қарай қозғала ма, әлде потенциалы төмен бағытқа қарай қозғала ма?

(2) Егер B нүктеге теріс зарядты әкеліп қойсақ қалай болар еді?

(3) Энергияның сақталу және айналу заңы бойынша, B нүктедегі заряд оң немесе теріс болса да, үнемі потенциалдық энергиясы төмен бағытқа қарай қозғалады.

Жауап. Потенциалы төмендеген бағыт – дәл электр өрісінің бағыты. Электр өрісінің бағыты – дегеніміз электр өрісінде оң зарядқа әсер ететін күштің бағыты болып табылады. Ал теріс зарядқа әсер ететін күштің бағыты электр өрісінің бағытына қарама-қарсы болады. $U_A > U_B > U_C$ болғандықтан, B нүктедегі электр өрісінің бағыты B -дан C -ға қарай бағытталады. Сондықтан:

(1) B нүктеге қойылған оң зарядқа әсер ететін күштің бағыты B -дан C -ға қарай бағытталады. Оң заряд осы бағыт бойынша үдемелі қозғалады. Яғни, потенциалы жоғары орыннан потенциалы төмен орынға қарай қозғалады.

(2) B нүктеге қойылған теріс зарядқа әсер ететін күш B -дан A -ға қарай бағытталады. Теріс заряд осы бағыт бойынша үдемелі қозғалып, потенциалы төмен орыннан потенциалы жоғары орынға қарай қозғалады.

(3) B нүктеге қойылған оң немесе теріс заряд электр өріс күшінің бағыты бойынша қозғалады. Электр өріс күші оң жұмыс істейді, электр потенциал энергиясы азаяды. Сондықтан оң заряд немесе теріс заряд болсын, бәрі бір потенциалдық энергиясы төмен бағытқа қарай қозғалады.

11. Іші бос, зарядталған шар пішінді өткізгіштің центріндегі, ішкі бетіндегі және сыртқы бетіндегі (1) потенциалы өзара тең бола ма? (2) Электр өрісінің кернеулігі өзара тең бола ма?

Жауап. Өткізгіштің электрстатикалық тепе-теңдік шарты бойынша, (1) Шар центрі мен өткізгіштің ішкі бетіндегі потенциалдары өзара тең болады. Өткізгіштің сыртқы беті — эквипотенциал бет болады, бірақ оның шамасы шар центрі мен ішкі бетінің потенциалдарына тең болмайды.

(2) Шар центрі мен өткізгіштің ішкі бетіндегі электр өрісінің кернеулігі нөл болады. Сыртқы бетінің электр өрісінің кернеулігі $\frac{\sigma}{\varepsilon_0}$ болады.

12. Электр өрісінің кернеулігі мен потенциал градиенті арасындағы байланыс $E_r = -\frac{d\varphi}{dr}$ өрнегі бойынша төмендегі сұрақтарға жауап беріңіз.

(1) Потенциалы тұрақты болғанда, электр өрісінің кернеулігі нөл бола ма?

(2) Потенциалы нөл болған орында, электр өрісінің кернеулігі де нөл бола ма?

(3) Электр өрісінің кернеулігі нөл болған орында, потенциалы да нөл бола ма?

Жауап. (1). $E_r = -\frac{d\varphi}{dr}$ өрнегі бойынша, потенциалы барлық

орында бірдей болған $d\varphi=0$ кезде электр өрісінің кернеулігі $E_r=0$ болады. Мысалы, электрстатикалық тепе-теңдік күйдегі өткізгіш ішінде потенциалы тұрақты, электр өрісінің кернеулігі нөл болады.

(2) Потенциалы нөл болған орында, потенциалдың градиенті нөл болмауы мүмкін. Ендеше, $E_r = -\frac{d\varphi}{dr}$ өрнегі

бойынша, электр өрісінің кернеулігі E_r де нөл болмайды. Мысалы, электрлік диполінің дәл ортасындағы нүктенің потенциалы нөл болады, бірақ, өріс кернеулігі нөл болмайды.

(3) Егер электр өрісінің кернеулігі E_r нөл болса, $E_r = -\frac{d\varphi}{dr}$

өрнегі бойынша, потенциалдың градиенті нөл болады, бірақ, потенциалы нөл болмауы да мүмкін. Мысалы, әр аттас нүктелік зарядтың дәл ортасындағы нүктенің электр өріс кернеулігі нөл болады, бірақ, потенциалы нөл болмайды.

13. Массасы m , заряды q болған нүктелік заряд электр өрісіне қойылған болса, заряд ылғи да өрістің күш сызықтарының бағыты бойынша қозғала ма?

Жауап. Өрістің күш сызықтарының бағыты электр өрісіндегі зарядқа әсер ететін күштің бағытын көрсетеді. Бірақ бұл бағыт зарядтың қозғалыс бағыты болуы екіталай.

Массасы m болған нүктелік заряд q , өрістің күш сызықтары түзу сызық болатын электр өрісіне қойылған делік, егер ауырлық күш және басқа әсер күштерді есепке алмасақ, онда тек қана электр өріс күшінің әсерінде, заряд өрістің күш сызықтарының бағыты бойынша қозғалады.

Егер нүктелік заряд басқа да күштердің әсеріне ұшыраған жағдайда, өрістің күш сызықтары түзу сызық болса да, нүктелік заряд өрістің күш сызықтарының бағыты бойынша қозғалыс жасамайды. Мысалы, горизонталь бағыттағы біртекті электр өрісіне қойылған заряд, ауырлық күштің әсеріне ұшырағандықтан горизонталь бағыт бойынша түзу сызықты қозғалыс жасамайды. Егер тек қана электр өріс күшінің әсеріне ұшырағанымен, өрістің кернеулік сызықтары түзу сызық болмаса, онда нүктелік заряд және де өрістің күш сызықтарының бойымен қозғалыс жасамайды.

14. Электрстатикада электр өрісінің кернеулігін төмендегі бірнеше өрнекпен бейнелейді

$$E = \frac{F}{q} \quad (a)$$

$$E = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2} \quad (b)$$

$$E = \frac{V_A - V_B}{l}. \quad (c)$$

(1) (a) мен (b) өрнегіндегі q -дің физикалық мәні ұқсас па?

(2) Олардың қолданылу аясы қандай?

Жауап. (1) (a) мен (b) өрнегіндегі q -дің физикалық мәні бірдей емес. (a) өрнегіндегі q – дегеніміз электрстатикалық өріс күші F әсер ететін нүктелік заряд болып табылады. (b) өрнегіндегі q – дегеніміз электр өрісін туғызатын нүктелік заряд болып табылады.

(2) Өрнек (a) электр өрісінің анықтама теңдеуі болып, жалпылай қолданылады. Өрнек (b) тек қана нүктелік зарядқа қолданылады. Өрнек (c) біртекті электр өрісінде қолданылады.

15. Егер тұйықталған бет үстіндегі кез келген жерде $\vec{E}$ нөлге тең болса, онда тұйық бет ішіндегі заряд сөзсіз нөл бола ма?

Жауап. Гаусс теоремасы $\oint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{1}{\epsilon_0} \sum q$ бойынша, егер

тұйықталған бет үстіндегі кез келген жерде $\vec{E}$ нөлге тең болса,

онда осы тұйықталған бет арқылы өтетін электр өріс кернеулігінің векторлық ағыны $\oint_S \vec{E} \cdot d\vec{S}$ сөзсіз нөл болады. Міне

бұл тұйық бет ішінде заряд болмайды дегенді білдіреді.

16. Өткізгіш электрстатикалық өріске қойылса, индукцияланған оң және теріс зарядтар сөзсіз бірдей бола ма? Осындай жағдайда өткізгішті эквипотенциалдық өткізгіш деп қарауға бола ма?

Жауап. Зарядталмаған өткізгішті электрстатикалық өріске ендірген кезде, өткізгіш ішіндегі еркін электрондар электрлік күштердің әсерінен орын ауыстыра бастайды. Сөйтіп зарядтар тепе-тең болып бөлінгенге дейін қозғалыста болады. Зарядтардың сақталу заңы бойынша, электрстатикалық индукция барысында ығысқан бір бөлім еркін электрондар өткізгіштің бір бетіне жиналатындықтан, өткізгіштің басқа бетіне оң зарядтар жиналады. Демек, өткізгіш электрстатикалық өріске енгізілген кезде индукцияланған оң теріс зарядтар сөзсіз бірдей болады. Электрстатикалық тепе-теңдік күйге жеткен кезде, өткізгіштің барлық жеріндегі өріс кернеулігі нөлге тең болады ($\vec{E} = 0$). Өткізгіш ішіндегі потенциалдар тұрақты болып ($\varphi = \text{const}$), өткізгіш ішіндегі ешбір жерде артық заряд болмайды. Сондықтан осындай өткізгіш эквипотенциалды өткізгіш болып саналады.

17. Зарядталмаған іші қуыс үлкен өткізгіш шардың ішіне заряды $+e$ болған кіші бір шарды енгізіп, іші қуыс өткізгіш шардың сыртқы бетін жерге жалғаған соң ішіндегі кіші шар өткізгіш ішінен шығарып алынса (кіші шар мен іші қуыс өткізгіш шар өзара түйіспейді), онда

(1) Іші қуыс өткізгіш шар қалай зарядталады? Заряд қай жерде және қалай үлестіріледі?

(2) Қай жерде электр өрісі болады?

Жауап. (1). Заряды $+e$ болған кіші шарды іші қуыс үлкен өткізгіш шардың ішіне енгізсек, электрстатикалық индукция әсерінен іші қуыс өткізгіш шардың ішкі беті теріс зарядталады. Өткізгіштің сыртқы беті әуелі оң зарядталуы керек еді, алайда өткізгіштің сыртқы беті жерге жалғанған кезде, сыртқы бетіндегі

оң зарядтар нейтрал күйге айналып зарядсызданады. Заряд $+e$ іші қуыс өткізгіш шар ішінен шығарылған соң, өткізгіш шардың ішкі жақ бетіндегі теріс зарядтар қайтадан үлестіріліп, электрстатикалық тепе-теңдік күйге жеткен кезде, осы теріс зарядтар іші қуыс өткізгіш шардың сыртқы бетіне біртекті орналасады.

(2) Гаусс теоремасы бойынша, тек қана іші қуыс өткізгіш шардың сырт жағында электр өрісі болады.

18 (1) Егер оң зарядталған кіші металл шарды зарядталмаған өткізгішке жақындатсақ, онда өткізгіш пен металл шар арасында тартылыс күші мен тебісу күшінің қайсысы болады?

(2) Егер кіші металл шар теріс зарядталған болса, онда олар арасындағы әсер күші тартылыс күші ме, әлде тебісу күші ме?

(3) Егер кіші шарды өткізгіштің бір ұшына жақындатып, енді бір ұшын жерге жалғасақ, онда олар арасындағы әсерлесу күші қалай болады?

(4) Егер шарды өткізгішке жақындатып, өткізгіштің шарға жақын ұшын жерге жалғасақ, онда олардың арасындағы әсерлесу күші қалай болады?

(5) Егер өткізгіш пен кіші металл шарды бір-біріне тигізсек, онда олардың арасындағы әсерлесу күші қалай болады?

(6) Егер өткізгішті жерге жалғап, шар мен өткізгішті өзара тигізсек, онда олардың арасындағы әсерлесу күші қалай болады?

Жауап. (1) Кіші металл шар оң зарядталған кезде, электрстатикалық индукция әсерінен өткізгіштің шарға жақын ұшында теріс зарядтар пайда болады. Сөйтіп шар мен өткізгіш арасында өзара тартылыс күші пайда болады.

(2) Егер кіші металл шар теріс зарядталған болса, онда жоғарыдағы қағидаға сәйкес олар арасында тартылыс күші пайда болады.

(3) Өткізгіштің сыртқы ұшы жерге жалғанса, жермен бірге үлкен бір өткізгіш болып қалыптасады. Жоғарыдағы (1) және (2)-нің нәтижесіне сәйкес олардың арасында тартылыс күші пайда болады.

(4) Өткізгішті жақын ұшынан жерге жалғау мен алыс ұшынан жерге жалғаудың нәтижесі бірдей. Сондықтан және де олар арасында тартылыс күші пайда болады.

(5) Егер өткізгішті кіші металл шарға тигізсек, онда шардағы зарядтың бір бөлімі өткізгішке өтеді де, шар мен өткізгіш бірдей зарядты болып, олар арасында өзара тебісу күші пайда болады.

(6) Жер шары өте үлкен өткізгіш болғандықтан, оның электр сыйымдылығы да өте үлкен болады. Сондықтан кіші металл шар өткізгіш арқылы жерге жалғанған кезде, ондағы оң зарядтың барлығы жерге өтеді де, өткізгіш нейтрал күйде болады. Кіші металл шар тек ауырлық күшінің әсеріне ғана ұшырайды.

19. Вакуумдағы электр өрісінің кернеулігін E_0 , диэлектриктегі электр өрісінің кернеулігін E , электр ығысу векторын D арқылы белгілесек, СГС жүйесінде қандай шарт кезінде төмендегідей үш түрлі жағдай орындалады?

(1) $D=E=E_0$;

(2) $D=\varepsilon E$, $D=E_0$;

(3) $D \neq \varepsilon E$, $D \neq E_0$

Жауап. СГС жүйесінде вакуумның диэлектрик өтімділігі $\varepsilon=1$.

(1) Вакуумда: $\varepsilon = \varepsilon_r \varepsilon_0 = 1$ болғандықтан, $D = \varepsilon E = E$ болады.

$$E = \frac{E_0}{\varepsilon_r} = E_0 \text{ болғандықтан, } D = E = E_0 \text{ болады.}$$

(2) Шексіз үлкен біртекті диэлектрик ішінде $E = \frac{E_0}{\varepsilon_r}$ және

$\varepsilon = \varepsilon_r$ болғандықтан,

$$(\varepsilon_0 = 1) \quad D = \varepsilon E = \varepsilon_r \frac{E_0}{\varepsilon_r} = E_0 \text{ болады.}$$

(3) Тәжірибенің нәтижесі изотропты емес ортада, диэлектриктің поляризация векторының $\vec{P}$ бағыты мен электр өрісінің кернеулігінің $\vec{E}$ бағыты әдетте бірдей

болмайтындығын көрсетті. Өйткені, белгілі бір бағыттағы электр өрісінің кернеулігі диэлектрик молекуласының осы бағыттағы поляризациясын тудырып қана қоймай, басқа бағыттағы поляризациясын да тудырады. Мысалы, электр өріс кернеулігінің x өсі бойынша құраушысы, x , y , z үш бағыттағы поляризациясын тудырады. Сол себепті вектор $\vec{P}$ мен вектор $\vec{E}$ өзара параллель болмайды, сондай-ақ вектор $\vec{E}$ мен вектор $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$ да өзара параллель болмайды. Сондықтан $D \neq \epsilon E$, $D \neq E_0$ болады.

20. Егер конденсатор зарядталған соң ток көзінен ажыратылып, одан соң керосинге батырылса, конденсатордың энергиясы қалай өзгереді? Егер конденсатор керосинге батырылған кезде ток көзіне қосылған болса, онда конденсатордың энергиясы қалай өзгереді?

Жауап. Конденсатор керосинге батырылған кезде оның сыйымдылығы артады, бірақ конденсатордың астарлары арасындағы заряды өзгермейді. Зарядталған конденсатордың энергия өрнегінен $E = \frac{1}{2C} q^2$ конденсатордың энергиясы азаятындығын білуге болады. Азайған энергия керосин молекулаларының электрстатикалық өрісте поляризациялану кезіндегі керосиннің ішкі энергиясына айналады.

Егер конденсатор керосинге батырылған кезде, конденсатор ток көзіне қосылған жағдайда болса, энергия өрнегінен $E = \frac{1}{2} C (\Delta\phi)^2 = \frac{1}{2} C (U_A - U_B)^2$ конденсатордың сыйымдылығы артып, потенциал айырмасы $(U_A - U_B)$ өзгермесе, онда потенциал энергиясы артатындығын білуге болады. Бұл кезде ток көзінің химиялық энергиясы конденсатордың астарлар арасындағы электр өріс энергиясына айналады.

21. Потенциалы бір бірлікке тең, зарядтары бірдей бірнеше кіші сынап тамшылары бірігіп, үлкен бір сынап тамшысын құраған (шар тәрізді) болса, онда оның потенциалы бір бірлікке тең бола ма, әлде n бірлікке тең бола ма?

Жауап. Кіші сынап тамшысының радиусын r , үлкен сынап тамшысының радиусын R және әрбір кіші сынап тамшысының зарядын q , потенциалын u_1 , үлкен сынап тамшысының потенциалын u_2 десек, бірігудің алды мен артындағы жалпы заряды өзгермей сақталады, яғни:

$$nq = nc_1 u_1 = n4\pi\epsilon r u_1$$

$$nq = c_2 u_2 = 4\pi\epsilon R u_2$$

$$n4\pi\epsilon r u_1 = 4\pi\epsilon R u_2$$

$$\frac{u_2}{u_1} = \frac{nr}{R}$$

Бірігудің алды артындағы жалпы көлемі өзгермейді, яғни:

$$n\frac{4}{3}\pi r^3 = \frac{4}{3}\pi R^3 \quad nr = n^{2/3}R$$

$$u_2 = \frac{nr}{R} u_1 = \frac{n^{2/3}R}{R} u_1 = n^{2/3} u_1.$$

Жоғарыдағы нәтижеден, егер $n=1$ болған кезде $u_2=u_1$ болады. Егер n екіден үлкен бүтін санға тең болған кезде, $n^{2/3} > 1$, $u_2 > u_1$, бірақ $u_2 \neq n u_1$. Жоғарыдағыларды қорытындыласақ, екіден артық ұсақ сынап тамшылары бірігіп үлкен бір сынап тамшысын құраған кезде оның потенциалы бір бірлікке тең болмайды. Сондай-ақ, n бірлікке де тең болмайды. Дұрыс жауабы $n^{2/3}$ бірлікке тең болады.

22. Конденсатордың астарларындағы потенциалы U_b және U_a , астарлардың арақашықтығы l болсын. (1) Жазық конденсатордың потенциал градиенті $\frac{dU}{dl} = \frac{U_b - U_a}{l}$ бола ма?

(2) Цилиндрлік конденсатордың потенциал градиенті $\frac{dU}{dl} = \frac{U_b - U_a}{l}$ бола ма?

Жауап. Жазық конденсатордың астарлар арасындағы электр өрісі біртекті өріс $E=const$ болғандықтан, потенциал

айырмасының анықтамасы бойынша

$$U_B - U_A = E \int_b^a dl = El, \quad E = \frac{U_b - U_a}{l}. \quad (1)$$

Электр өрісінің кернеулігі мен потенциал арасындағы байланыс өрнегі

$$E = -\frac{dU}{dl}. \quad (2)$$

Жоғарғы (1) және (2) өрнектерден

$$\frac{dU}{dl} = \frac{U_b - U_a}{l}. \quad \text{Демек, жазық конденсаторда бұл өрнек}$$

орындалады.

Цилиндрлік конденсатордың астарлары арасындағы электр өрісі біртекті болмағандықтан, әрбір нүктедегі электр өрісінің

кернеулігі ұқсас болмайды $E = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0 r_0}$. Потенциал мен электр

өріс кернеулігінің байланысын $E = -\frac{dU}{dl}$ ескере отырып,

$$\frac{dU}{dl} = -\frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0 r_0}. \quad \text{Бұдан потенциал градиенті } \frac{U_b - U_a}{l} \text{ тұрақты}$$

болмайтындығын білуге болады. Яғни, потенциал градиенті цилиндрдің өзегінен r қашықтықтың өзгеруіне сәйкес $\frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0 r_0}$

өзгеріп отырады. Демек, цилиндрлік конденсаторда

$$\frac{dU}{dl} = \frac{U_b - U_a}{l} \text{ орындалмайды.}$$

23. Зарядталған өткізгіш тұйықталған металл шар ішіне қойылған болса, төмендегідей жағдайда электр өрісінің кернеулігі қалай өзгереді?

(1) Басқа бір зарядталған өткізгішті металл шарға сырт жағынан жақындатсақ, онда металл шар ішіндегі электр өрісінің кернеулігі қалай өзгереді?

(2) Металл шар ішіндегі зарядталған өткізгіш арлы-берлі қозғалса немесе металл шарға тиіп қалған жағдайда металл шар

сыртындағы электр өрісінің кернеулігінде өзгеріс бола ма?

(3) Егер металл шар ішіне заряды бірдей әр аттас екі өткізгіш қойылған болса, металл шар сыртындағы электр өрісінің кернеулігі қалай өзгереді?

Жауап. (1) Басқа бір зарядталған өткізгішті металл шарға сырт жағынан жақындатсақ, онда металл шарда электрстатикалық индукция құбылысы пайда болады. Металл шар ішіндегі зарядталған өткізгіштің заряды мен электрстатикалық индукция әсерінен пайда болатын индукциялық зарядтардың электр өрісінің қорытқы кернеулігі нөлге тең болады. Металл шар ішіндегі электр өрісінің кернеулігі зарядталған өткізгіш пен шардың ішкі бетіндегі зарядтар арқылы пайда болады. Сондықтан металл шар ішіндегі электр өрісінің кернеулігі шар сыртындағы зарядталған өткізгіштің жақындауымен өзгермейді.

(2) Зарядталған өткізгіш металл шарға тимеген кезде, электрстатикалық индукция әсерінен металл шардың сыртқы беті өткізгіштің зарядына тең зарядпен зарядталады. Зарядталған өткізгіш металл шарға тиіп қалған кезде электрстатикалық тепе-теңдік қасиеті бойынша зарядталған өткізгіштегі зарядтардың барлығы металл шардың сыртқы бетіне көшеді. Сондықтан зарядталған өткізгіш металл шардың ішінде қозғалған немесе металл шарға тиіп қалған кезде, металл шардың сыртқы бетіндегі жалпы заряд мөлшерінде өзгеріс болмайды. Демек, металл шардың сыртқы бетіндегі зарядтар шар ішіндегі зарядталған өткізгішке тәуелді емес. Металл шардың сыртындағы электр өрісінің үлестірілуі тек қана металл шардың сыртқы бетіндегі зарядтардың үлестірілуіне тәуелді. Зарядталған өткізгіш металл шар ішінде қозғалған немесе металл шарға тиіп қалған кезде, металл шардың сыртқы бетіндегі зарядтардың үлестірілуінде өзгеріс болмайды. Сондықтан металл шардың сырт жағындағы электр өрісінің кернеулігі де өзгермейді.

(3) Егер металл шар ішіне заряды бірдей әр аттас екі өткізгіш қойылса, металл шардың сыртқы бетінде индукциялық тең шамалы әр аттас зарядтар пайда болады, артық зарядтар болмайды. Сөйтіп, металл шардың сырт жағындағы электр

өрісінің кернеулігі нөлге тең болады.

24. Қандай жағдайда өткізгіш төмендегідей күйде болады?

(1) Артық заряды нөлге тең, бірақ потенциалы нөлге тең емес;

(2) Оң немесе теріс артық заряды бар, бірақ потенциалы нөлге тең;

(3) Теріс таңбалы артық заряды бар, бірақ потенциалы оң;

(4) Оң таңбалы артық заряды бар, бірақ потенциалы теріс.

Жауап. (1) Электрстатикалық өріске енгізілген диэлектриктердің артық заряды болмайды, бірақ потенциалы нөлге тең болмайды.

(2) Оң немесе теріс зарядталған өткізгішті металл шарға жақындатып барып тигізейік. Бұл кезде металл шардың сыртқы беті теріс не оң зарядталады. Бірақ потенциалы нөлге тең болады.

(3) Егер аз ғана теріс зарядталған өткізгішті, заряд мөлшері көп оң таңбалы зарядтың жанына қойсақ, потенциалы оң, артық теріс заряды бар өткізгіш қалыптасады.

(4) Егер аз ғана оң зарядталған өткізгішті, заряд мөлшері көп теріс таңбалы зарядтың жанына әкеліп қойсақ, онда артық оң заряды бар, потенциалды теріс өткізгіш пайда болады.

25. Бір нүктелік зарядтан пайда болған электр өрісінде, нүктелік заряд тұрған орынды центрі болатындай етіп тұйықталған бетті алсақ, төмендегідей екі түрлі жағдайда Гаусс теоремасы орындала ма? Сондай-ақ, Гаусс теоремасы арқылы осы тұйықталған беттегі әрбір нүктенің электр өрісінің кернеулігін табуға бола ма?

(1) Электр өрісіне шар центріне симметрия болмайтын пішіндегі диэлектрик қойылған болса;

(2) Электр өрісіне біртекті шар пішінді диэлектрик қойылып, оның центрі дәл нүктелік заряд тұрған жерде болса.

Жауап. (1) Электр өрісінің кернеулік сызықтары оң зарядтардан басталып, теріс зарядтардан аяқталады. Нүктелік заряд маңайында қандай пішіндегі диэлектрик қойылса да, бәрі бір нүктелік заряд маңындағы кез келген тұйық бетті қиып

өтетін кернеулік сызықтарының жалпы саны яғни кернеулік ағыны өзгермейді. Шама жағынан айтқанда тұйықталған беттен өтетін кернеулік ағыны нүктелік зарядтың заряд мөлшеріне тең болады. Сондықтан жоғарыдағы екі түрлі жағдайда Гаусс теоремасы орындалады.

(2) Электр өрісіне әртүрлі пішіндегі диэлектрик қойылған кезде, электр ығысу векторының кеңістіктегі орналасуы бірдей болмайды. Электр өрісіне шар центріне симметрия болмаған пішіндегі диэлектрик қойылса, тұйықталған беттің әрбір нүктесіндегі электр ығысу векторының шамасы бірдей болмайды. Электр ығысу векторының бағыты тұйықталған беттің нормал бағытына параллель немесе перпендикуляр бола бермейді. Сондықтан Гаусс теоремасы арқылы электр өрісінің кернеулігін есептеуге болмайды.

Егер электр өрісіне біртекті шар тәрізді диэлектрик қойылып, оның центрі дәл нүктелік заряд тұрған жерде болса, онда тұйықталған беттің әрбір нүктесіндегі электр ығысу векторының шамасы бірдей болады, бағыты тұйықталған беттің нормал бағытында болады. Сондықтан Гаусс теоремасы бойынша өріс кернеулігін есептеуге болады.

26. Жазық конденсатордың заряд мөлшерін өзгертпей (зарядталған соң ток көзінен ажыратылған), астарлардың арақашықтығын d арттырғанда, астарлар арасындағы потенциалдар айырымы қалай өзгереді? Астарлар арасындағы электр өрісінің кернеулігі қалай өзгереді? Электр сыйымдылығы қалай өзгереді?

Жауап. Жазық конденсатор зарядталған соң, астарлар арасында электрстатикалық өзара тартылыс күші пайда болады. Астарлардың арақашықтығы ұлғайтылған кезде электр өрісінің күші теріс жұмыс істейді. Электр өрісінің энергиясы артады. Бірақ оның электр сыйымдылығында өзгеріс болмайды. Конденсатордың энергия өрнегі бойынша

$$W = \frac{1}{2} Q(U - U_B)$$

астарлар арасындағы потенциалдар айырымы $U - U_B$ артады.

Жазық конденсатордың электр өрісінің кернеулігі өрнегі бойынша

$$E = \frac{\sigma}{\varepsilon \varepsilon_0} \text{ электр сыйымдылығы мен жазық конденсатордың}$$

астарлар ауданы S өзгермегендіктен, σ және ε да өзгермейді. Сондықтан электр өрісінің кернеулігі E өзгермейді. Жазық

конденсатордың сыйымдылық өрнегі бойынша,
$$C = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 S}{d}$$

астарлар арасындағы қашықтық d артқан кезде, жазық конденсатордың электр сыйымдылығы C азаяды.

27. Жоғарыдағы мысалда егер жазық конденсатордың кернеуі өзгермей (ток көзіне қосылған), астарлардың арақашықтығы артқан кезде, астарлар арасындағы заряды, астарлар арасындағы электр өрісінің кернеулігі және жазық конденсатордың электр сыйымдылығы қалай өзгереді?

Жауап. Астарлардың арақашықтығы артқан кезде, егер астарлар арасындағы заряд мөлшері өзгермесе, онда конденсатордың потенциалдар айырымы (кернеуі) артады. Демек, ток көзінің кернеуінен көп болады. Сол себепті конденсатор ток көзі арқылы астарлар арасындағы кернеу мен ток көзінің кернеуі бірдей болғанша разрядталады да, ең соңында жүйе электрстатикалық тепе-теңдік күйге келеді. Бұл кезде разрядталу себебінен конденсатордың астарлар арасындағы заряд мөлшері кемиді. Электр өрісінің кернеулігі өрнегі бойынша

$$E = \frac{Q}{\varepsilon \varepsilon_0 S}$$

заряд мөлшері кеміген кезде өріс кернеулігі E азаяды.

Жазық конденсатордың сыйымдылық өрнегі бойынша

$$C = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 S}{d}$$

астарлардың арақашықтығы d артқан кезде сыйымдылық C азаяды.

28. (1) Жазық конденсатордың астарлары ток көзіне қосылып, олардың арасындағы электр кернеуі өзгермейді.

Сондай-ақ, астарлар арасы диэлектрлік өтімділігі ϵ_r болған біртекті диэлектрикпен толтырылған болса, онда астарлар арасындағы заряд мөлшері бұрынғысына қарағанда қалай өзгереді? Электр өрісінің кернеулігі бұрынғысымен салыстырғанда қалай өзгереді?

(2) Егер конденсатор зарядталған соң ток көзінен ажыратылып, астарлар арасы диэлектрикпен толтырылған болса, онда жоғарыдағы жағдай қалай болады?

Жауап. (1) Конденсатордың астарлар арасы диэлектрлік өтімділігі ϵ_r болған біртекті диэлектрикпен толтырылғаннан кейін, конденсатордың сыйымдылығы бұрынғысының ϵ_r есесіндей көбейеді. Астарлар арасындағы кернеу өзгермеген кезде, заряд мөлшері бұрынғысынан ϵ_r есе көп болады. Астарлар арасындағы өріс кернеулігі
$$E = \frac{Q}{\epsilon_0 \epsilon_r S} = \frac{\epsilon_r Q_0}{\epsilon_0 \epsilon_r S} = \frac{Q_0}{\epsilon_0 S}$$

болғандықтан E өзгермейді.

(2) Конденсатордың астарлар арасы диэлектрлік өтімділігі ϵ_r болған біртекті диэлектрикпен толтырылғаннан кейін, конденсатордың сыйымдылығы бұрынғыдан ϵ_r есе көбейеді. Конденсатор ток көзінен ажыратылғандықтан астарлар арасындағы заряд мөлшері өзгермейді. $E = \frac{Q_0}{\epsilon_r \epsilon_0 S}$ өрнегі

бойынша астарлар арасындағы өріс кернеулігі бұрынғыдан $\frac{1}{\epsilon_r}$

есе азаяды.

29. Конденсатор зарядталмаған кезде оның электр сыйымдылығы нөлге тең болады деген көзқарас дұрыс па?

Жауап. Бұл көзқарас дұрыс емес. Өйткені, конденсатордың электр сыйымдылығы конденсатордың геометриялық пішініне және диэлектриктің материалына байланысты болады. Бұл өткізгіштер тобының электр энергиясын сақтайтын бір түрлі қасиеті болып, өткізгіштің зарядталғанымен қатысы жоқ.

30. Металл өткізгіштен тұрақты электр тогы өткен кезде, өткізгіштің ішінде пайда болған электр өрісін электрстатикалық өріс деп қарауға бола ма?

Жауап. Металл өткізгіштен тұрақты электр тогы өткен кезде, өткізгіштің ішінде тұрақты электр өрісі пайда болады. Тұрақты электр тогы болу үшін өткізгіштің ішіндегі әрбір нүктенің ток тығыздық векторының шамасы мен бағыты уақытқа байланысты өзгермеуі керек. Міне, бұл өткізгіштің бетіндегі зарядтардың үлестірілуі уақытқа байланысты өзгермеуін талап етеді деген сөз. Егер зарядтардың үлестірілуі өзгертін болса, онда сөзсіз электр өрісінің өзгерісін туғызады. Сөйтіп, өткізгіштің ішіндегі әрбір нүктенің ток тығыздық векторында өзгеріс пайда болады.

Тұрақты электр өрісін туғызатын зарядтардың үлестірілуі уақытқа байланысты өзгермейді. Осы мағынадан айтқанда, тұрақты электр өрісі мен электрстатикалық өріс бір-біріне ұқсап кетеді. Электрстатикалық өрістің Гаусс теоремасы сияқты негізгі заңдары тұрақты электр өрісіне де қолданылады. Алайда электрстатикалық өрістің талап ететін шарты тұрақты электр өрісіне қарағанда анағұрлым күшті екендігіне көңіл бөлу керек. Электрстатикалық тепе-теңдік шарты бойынша заряд қозғалмауы керек, яғни өткізгіште ток болмауы керек. Сондықтан электрстатикалық өрістегі өткізгіштің ішіндегі электр өрісінің кернеулігі нөлге тең болады. Ал тұрақты электр өрісі тек қана зарядтардың үлестірілуі уақытқа байланысты өзгермеуін талап етеді. Сондықтан тұрақты электр өрісіндегі өткізгіштің ішіндегі электр өрісінің кернеулігі нөлге тең бола бермейді. Бұдан электрстатикалық өріс – дегеніміз тұрақты электр өрісінің ерекше бір түрі екендігін көруге болады.

31. 220В, 40Вт екі электр шамының біреуінің қылы вольфрамнан жасалған. Енді біреуінің қылы көміртегінен жасалған. Егер оларды 220 вольттық желіге тізбектей қоссақ, қайсы электр шамының жарығы күшті болады?

Жауап. Бұл екі электр шамын 220 вольттық желіге параллель қоссақ, онда екеуі де 40Вт қуат берер еді. Демек, екі электр шамы желіге параллель қосылған кезде олардың кедергісі бірдей болады. Егер оларды 220 вольттық желіге тізбектей қосатын болсақ, онда ол екеуі де 40Вт қуат бере алмайды. Өйткені, дәл осындай күйдегі электр шам қылының

температурасы төмендейді. Вольфрамның жылу өткізу коэффициенті жоғары болғандықтан кедергісі азаяды. Көміртегінің жылу өткізу коэффициенті аз болғандықтан кедергісі артады. Олар желіге тізбектей қосылған кезде ток күші екеуінде де бірдей болады. Қуаттың өрнегі $P=I^2R$ бойынша, кедергісі көп электр шамының қуаты да көп болады. Көміртегінен жасалған шам қылының кедергісі вольфрам қылынан көп болғандықтан, көміртегі шамының жарығы күшті болады.

32. Электр шамында “220В, 25Вт” деп жазылған. Джоуль-Ленц заңы бойынша электр шамының кедергісін төмендегідей есептеп шығаруға болады:

$$R = \frac{U^2}{P} = \frac{(220)^2}{25} = 1936 \text{ Ом.}$$

Егер электр шамын шығарып алып, оның кедергісін омметр арқылы өлшесек, бұдан аз шама келіп шығатыны неліктен?

Жауап. Электр шамының қуаты 25Вт болған кездегі кедергісі жылулық кедергі болып табылады. Атап айтқанда электр шамы 220В кернеуге қосылған кезде шамның қылы қызып 2000 °С-қа дейін көтеріледі. Электр шамы осы кезде 25Вт қуат береді. Ал оны 220В кернеуден ажыратқан соң омметр арқылы кедергісін өлшеп, қуатын есептесек 25Вт-тан көп шама келіп шығады. Өйткені, бұл кезде шамның екі ұшында кернеу болмайды. Сондықтан өлшенген кедергі “салқын” кедергі болып табылады. Әдетте жылулық кедергі $R = R_0(1 + \alpha t)$ салқын кедергіден көп болатындықтан, омметр арқылы өлшеген кездегі салқын кедергінің шамасы аз болады.

33. Джоуль-Ленц заңын төмендегідей екі түрлі жазуға болады.

$$P = I^2 R \text{ және } P = \frac{U^2}{R}.$$

Жоғарыдағы бірінші өрнекте жылу қуаты P кедергі R -ге тура пропорционал болса, ал екінші өрнекте жылу қуаты P

кедергі R -ге кері пропорционал болады. Бұл екеуінің қайсысы дұрыс?

Жауап. Жоғарыдағы екі өрнектің екеуі де дұрыс. Алайда бірінші өрнекті қолданған кезде, тізбектегі ток күші бірдей болады деген қосымша шарт орындалу қажет. Сондықтан өткізгіштер тізбектей қосылған кезде бірінші өрнек қолданылады. Ал екінші өрнектегі жылу қуаты P кедергі R -ге кері пропорционал болады дегенге келсек, бұл кезде кернеу тұрақты болады деген қосымша шарт орындалуы керек. Сондықтан параллель қосылған өткізгіштердегі әрбір өткізгіштің екі ұшындағы кернеуі бірдей болатындықтан, екінші өрнекті қолдану керек.

34. Бір металл қылды созып бұрынғысынан n есе ұзартсақ, металл қылдың кедергісі бұрынғысының неше есесіне тең болады?

Жауап. Егер металл қылдың бұрынғы ұзындығы l_0 , көлденең қимасының ауданы S_0 , меншікті кедергісі ρ десек, онда қылдың бұрынғы кедергісі мынадай $R_0 = \rho \frac{l_0}{S_0}$ болады.

Металл қылды тартып ұзарту барысында оның көлемі өзгермейді деп қарағандықтан, оның көлемі мынадай $V_0 = l_0 S_0 = l S$ болады. Металл қылды тартып ұзартқаннан кейінгі ұзындығы $l = n l_0$ және оның ұзарғаннан кейінгі көлденең қимасының ауданы

$S = \frac{S_0}{n}$ болатындықтан, ұзарғаннан кейінгі кедергісі төмендегідей болады.

$$R = \rho \frac{n l_0}{S_0 / n} = n^2 \rho \frac{l_0}{S_0} = n^2 R_0$$

Демек, металл қыл ұзарғаннан кейін оның кедергісі бұрынғының n^2 есесіне тең болады.

35. Бірдей батареялар саны n , әрбір батареяның э.к.к.-і ε , ішкі кедергісі r болсын. (1) Оларды тізбектей қосқаннан кейінгі қорытқы э.к.к.-і және қорытқы ішкі кедергісі бір батареямен салыстырғанда қалай болады? (2) Оларды параллель қосқаннан

кейінгі қорытқы э.қ.к.-і және қорытқы ішкі кедергісі қалай болады? (3) Қандай жағдайда тізбектей қосқан пайдалы, қандай жағдайда параллель қосқан пайдалы?

Жауап. (1) Саны n болған батареяларды тізбектей қосқан кезде, олардың қорытқы э.қ.к.-і бір батареяның n есесіне тең болады. Қорытқы ішкі кедергісі бір батареяның ішкі кедергісінің n есесіне тең болады.

(2) Саны n батареялар параллель қосылған кезде, олардың қорытқы э.қ.к.-і бір батареяның э.қ.к.-іне тең болады. Қорытқы ішкі кедергісі бір батареяның ішкі кедергісінің $1/n$ есесіне тең болады.

(3) Батареялардың тізбектей қосқанда қорытқы э.қ.к.-і артады. Егер жоғары кернеу қажет болған жағдайда тізбектей қосқан пайдалы. Батареяларды параллель қосқан кезде ток көзінің ішкі кедергісі азаяды. Сондай-ақ, барлық ток n батареяға бөлінеді. Сондықтан көп ток қажет болған жағдайда батареяларды параллель қосқан пайдалы. Сыртқы кедергі R аз болған кезде, ток көзінің қуатын арттыру үшін батареяларды параллель қосқан пайдалы. Сыртқы кедергі R көп болған кезде, ток көзінің қуатын арттыру үшін батареяларды тізбектей қосқан пайдалы. Сондықтан әртүрлі шарт бойынша әртүрлі қосу әдістерін пайдаланып, әртүрлі нәтиже алуға болады.

36. Саны n батареялар тізбектей және параллель қосылған кезде өткізгіштегі ток күші бірдей болу үшін қандай шарт қажет?

Жауап. Батареяның э.қ.к.-і ε , ішкі кедергісі r , сыртқы кедергісі R десек, саны n батареялар параллель қосылған кезде

өткізгіштегі қорытқы электр ток күші $I_{\text{нар}} = \frac{\varepsilon}{R + \frac{r}{n}}$ болады.

n батареялар тізбектей қосылған кезде тізбектегі қорытқы ток күші

$I_{\text{мізб}} = \frac{n\varepsilon}{R + nr}$ болады. Бұл екеуі бірдей болу үшін, яғни

$$I_{нар} = I_{міз} \quad \text{онда} \quad \frac{\varepsilon}{R + \frac{r}{n}} = \frac{n\varepsilon}{R + nr}, \quad R=r \quad \text{болуы керек.}$$

Бұдан сыртқы тізбектің кедергісі жеке батареяның ішкі кедергісіне тең болған кезде, батареялар мейлі тізбектей жалғансын не параллель жалғансын бәрі бір тізбектегі қорытқы ток күші үнемі бірдей болатындығын көруге болады.

37. Ток тығыздығы нөлге тең болмаған ($j \neq 0$) жерде, зарядтың көлемдік тығыздығы ρ нөлге тең бола ма?

Жауап. Тұрақты электр тогында үнемі $j \neq 0$. Бірақ белгілі бір уақыт мезетінде не уақыт аралығында, өткізгіштің бірлік көлем ішіндегі кірген және шыққан зарядтардың саны бірдей болуы керек. Бұлай болмағанда заряд бір жерге шоғырланады да тұрақты электр тогының шартына сәйкес келмейді. Өткізгіштен ток жүрмеген кезде, өткізгіштің бірлік көлем ішіндегі оң және теріс зарядтардың саны бірдей болады. Бұл өткізгіште артық заряд болмайды дегенді білдіреді. Өткізгіштен тұрақты электр тогы өткеннен кейін де жоғарыда айтылғандай өткізгіш ішіндегі оң және теріс зарядтар теңгеріледі. Сондықтан, ток тығыздығы $j \neq 0$ жерде зарядтардың көлемдік тығыздығы нөлге тең болады.

38. Бір ток көзі бар тұйық тізбекте, төмендегідей үш түрлі жағдайда сыртқы тізбектің қуаты қалай өзгереді?

(1) Сыртқы кедергі нөл болған кезде;

(2) Ішкі кедергі азайтылған кезде;

(3) Сыртқы кедергі көбейген кезде, сыртқы тізбектің қуаты да көбейеді ме?

Жауап. Сыртқы тізбектің қуаты
$$P = \left(\frac{\varepsilon}{R + r} \right)^2 R$$

болғандықтан:

(1) Сыртқы кедергі R нөлге тең болған кезде, сыртқы тізбектің қуаты нөлге тең болады.

(2) Ішкі кедергі r азайған кезде, сыртқы тізбектің қуаты артады.

$$(3) \quad \frac{dP}{dR} = 0 \quad \text{және} \quad R = r \quad \text{болған кезде,} \quad \frac{d^2 P}{dr^2} < 0, \quad \text{яғни,}$$

$R = r$ болғанда қуаты ең үлкен мәнді алады.

$R < r$ болған жағдайда сыртқы кедергі артқан кезде сыртқы тізбектің қуаты артады.

$R > r$ болған жағдайда сыртқы кедергі артқан кезде, сыртқы тізбектің қуаты азаяды.

7-ТАРАУ МАГНИТ ӨРІСІ

7.1. Био-Савар-Лаплас заңы және оны қолдану

Қозғалыстағы электр зарядтары өздерінің маңында магнит өрісін тудырады. Қозғалмайтын электр зарядтарының маңында тек электр өрісі пайда болады. Электр тогы зарядтардың бағытты қозғалысынан пайда болатындықтан, кез келген бойында тогы бар электр өткізгіштерінің маңында магнит өрісі болады. Бойында I тогы бар өткізгіштен r қашықтықтағы нүктеде пайда болған магнит индукция векторының шамасы Био-Савар-Лаплас заңы арқылы, ал оның бағытта оң код ережесі арқылы анықталады. Бас бармағымыз токтың бағытын көрсететіндей етіп, оң қолымызбен тогы бар өткізгішті ұстасақ, төрт саусағымыздың көрсететін бағыты өткізгіш маңында пайда болған магнит индукция векторының бағытымен сәйкес келеді.

$$dB = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \frac{Idl}{r^2} \sin \alpha \quad (7.1)$$

мұндағы $a - \vec{dl}$ мен $\vec{r}$ арасындағы бұрыш.

1. Био-Савар-Лаплас заңын пайдаланып, шексіз ұзын түзу тогы бар өткізгіштің маңында пайда болған магнит өрісінің индукциясын анықтауға болады. Тура токтың магнит индукциясы:

$$B = \frac{\mu\mu_0 I}{2\pi r} \quad (7.2)$$

тең болады.

2. Шеңбер бойымен өтетін ток центріндегі магнит өрісінің индукциясы:

$$B = \mu\mu_0 \frac{I}{2R} \quad (7.3)$$

7.2. Магнит өрісінің тогы бар өткізгішке әсері

Магнит өрісінің бойында тогы бар өткізгішке әсері Ампер заңы арқылы анықталады. Ампер заңының математикалық өрнегі:

$$d\vec{F} = I \vec{B} d\vec{l} \sin \alpha, \quad (7.4)$$

мұндағы α – $d\vec{l}$ және $\vec{B}$ векторлары арасындағы бұрыш.

Ампер күшінің бағытын жалпы векторлық көбейту ережелері бойынша анықтауға болады. Сол қол ережесі

бойынша: сол қолдың алақанына $\vec{B}$ векторы перпендикуляр енетіндей болып, ал барлығы бірдей созылған төрт саусақ өткізгіштегі ток бағытымен бағыттас болса, онда бұларға перпендикуляр бағытта ашылған бас бармақ Ампер күшінің бағытын көрсетеді.

Магнит индукциясының өлшемі – тесла (Тл). 1 Тл – өріс бағытына перпендикуляр орналасқан түзу сызықты өткізгіш арқылы 1 А ток ағатын болса, сол өткізгіштің әр метр ұзындығына 1 Н күшпен әсер ететін біртекті магнит өрісінің магнит индукциясы:

$$1 \text{ Тл} = \frac{1 \text{ Н}}{(1 \text{ А} \cdot \text{м})}.$$

7.3. Магнит өрісінің қозғалыстағы зарядқа әсері

Индукциясы ($\vec{B}$) магнит өрісінде ($\vec{v}$) жылдамдықпен қозғалыстағы зарядқа белгілі бір бағытта күш әсер етеді. Бұл әсер Лоренц күші деп аталады. Бұл күш заряд (q), жылдамдық ($\vec{v}$) және индукция векторы ($\vec{B}$) шамаларына тәуелді болсын, оның бағыты $\vec{v}$ және $\vec{B}$ векторлары арқылы анықталады.

$$\vec{F} = q \left[\vec{v}, \vec{B} \right] \quad (7.5)$$

Лоренц күшінің модулі:

$$F = qvB \sin(\vec{v} \cdot \vec{B}) = qvB \sin \alpha \quad (7.6)$$

мұндағы α – $\vec{v}$ және $\vec{B}$ векторларының арасындағы бұрыш.

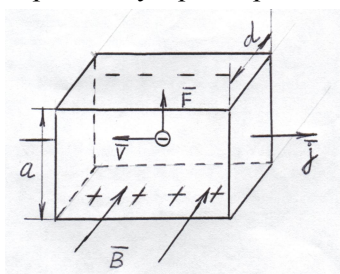
Егер заряд бөлшек тыныштық қалыпта ($\vec{v} = 0$) болса, оған ешқандай күш әсер етпейді. Магнит өрісі тек қана қозғалатын

зарядтарға әсер етеді. Лоренц күші $\vec{v}$ және $\vec{B}$ векторлары орналасқан жазықтыққа перпендикуляр болып, векторлық көбейтінді арқылы анықталады. Зарядтың шамасы теріс болса, күш қарама-қарсы бағытталған болады. Егер қозғалыстағы

зарядтың бағыты $\vec{v}$ мен магнит өрісінің бағыты $\vec{B}$ параллель болса, онда қозғалыстағы зарядқа Лоренц күші әсер етпейді. Лоренц күшінің бағытын сол қол ережесі бойынша да анықтауға болады (ток пен оң заряд бағыты бірдей деп есептегенде). Лоренц күші қозғалыс бағытына перпендикуляр болғандығы себепті ешқандай жұмыс атқармайды. Бөлшектің жылдамдығы, демек кинетикалық энергиясы өзгермейді. Ол күш тек қана бөлшектің қозғалыс бағытын өзгертеді.

7.4. Холл эффектісі

Сыртқы магнит өрісінің индукция сызықтарына $\vec{B}$ перпендикуляр орналастырылған өткізгіш пластинаның



7.1-сурет

(7.1-сурет) бойымен тығыздығы $\vec{j}$ ток жүргенде, пластинаның шеткі жақтары арасында потенциалдар айырымы пайда болады, яғни $\vec{B}$ мен $\vec{j}$ бағыттарына перпендикуляр бағытта электр өрісі пайда болады. Бұл құбылыс Холл эффектісі деп аталады. Солға қарай қозғалыс

жасайтын электронға әсер ететін Лоренц күші жоғары қарай бағытталған. Пластинаның жоғарғы жағында – электрондардың молдығы, ал пластинаның төменгі жағында – электрондардың жетіспеушілігі болады. Холл эффектiсi нәтижесінде пайда болатын көлденең потенциалдар айырмасы төмендегі өрнекте көрсетіледі:

$$\Delta\varphi = \frac{IBa}{adne} = \frac{1}{ne} \frac{IB}{d} \quad (7.7)$$

мұндағы d – пластина қалыңдығы, a – пластинаның ені, n – электрондар концентрациясы. $\frac{1}{ne} = R$ – затқа тәуелді Холл тұрақтысы.

$$\Delta\varphi = R \frac{IB}{d} \quad (7.8)$$

Көлденең потенциалдар айырымы ток күшіне I , магнит өрісі индукциясына B тура пропорционал да, пластина қалыңдығына d кері пропорционал. Холл тұрақтысы белгілі болса, ол арқылы өткізгіштік сипаты мен тасымалдаушылардың заряды белгілі жағдайда, өткізгіштегі ток тасымалдаушылардың концентрациясын анықтауға болады.

7.5. Толық ток заңы

Берілген тұйық контур бойымен $\vec{B}$ векторы циркуляциясының интегралы:

$$\oint \vec{B} d\vec{l} = \oint B_{\ell} d\ell \quad (7.9)$$

Контурдың әрбір нүктесінде $\vec{B}$ векторы модуль бойынша бірдей, шеңберге жанама бойымен бағытталған. $\vec{B}$ векторының циркуляциясы

$$\oint B_{\ell} d\ell = \oint B dl = B \oint d\ell = B \cdot 2\pi r = \mu_0 I \quad (7.10)$$

Егер контур токты қамтымаса, $\vec{B}$ векторының циркуляциясы нөлге тең болады. Вакуумдағы магнит өрісі үшін толық ток заңын тұжырымдайық: кез келген тұйық контур бойынша $\vec{B}$ векторының циркуляциясы магнит тұрақтысын μ_0 осы контурды қамтитын токтардың алгебралық қосындысына көбейткенге тең болады:

$$\oint \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 \sum_{k=1}^n I_k, \quad (7.11)$$

мұндағы n – пішіні еркін алынған контур қамтитын тогы бар өткізгіштердің жалпы саны.

7.6. Магнит индукциясы векторының ағыны

dS ауданы арқылы магнит индукциясының вектор ағыны (не магнит ағыны) деп $\vec{B}$ магнит индукциясын dS ауданы мен ауданға түсірілген нормал және магнит индукциясы векторының арасындағы α бұрышының косинусына көбейткенге тең скаляр физикалық шама айтылады:

$$d\Phi = \vec{B} d\vec{S} = B_n dS \quad (7.12)$$

мұндағы $B_n = B \cos \alpha$ – $\vec{B}$ векторының dS ауданына түсірілген нормал бағытына түсірілген проекциясы, α – $\vec{n}$ мен $\vec{B}$ векторларының арасындағы бұрыш, $d\vec{S} = dS \vec{n}$ – бағыты ауданға түсірілген нормалдың $\vec{n}$ бағытымен бағыттас вектор, вектордың модулі dS -ке тең.

Магнит ағыны – алгебралық шама, ол оң ($d\Phi > 0$) және теріс ($d\Phi < 0$) болуы мүмкін. Егер ағын ток жүретін контурмен байланысты болса, контурға түсірілген нормалдың оң бағыты ток бағытымен оң бұранда ережесі бойынша байланысқан. Бұл кезде $\cos \alpha > 0$ және магнит ағыны $d\Phi > 0$.

Еркін алынған бет S арқылы магнит индукциясы векторының ағыны:

$$\Phi = \int_S \vec{B} \cdot d\vec{S} = \int_S B_n dS \quad (7.13)$$

Өріс біртекті болса ($\vec{B} = \text{const}$), ал бет жазық болып және $\vec{B}$ векторына перпендикуляр орналасса, онда $B_n = \vec{B} = \text{const}$ және

$$\Phi = B \cdot S \quad (7.14)$$

Ағын өлшеміне вебер ($B\bar{o}$) алынады: $1B\bar{o}$ – индукциясы 1 Тл біртекті магнит өрісіне перпендикуляр орналасқан ауданы 1м^2 жазық бетті қиып өтетін магнит ағыны ($1B\bar{o} = 1\text{Тл} \cdot \text{м}^2$). Магнит индукциясы векторының ағыны контур ауданын қиып өтетін магнит күш сызықтарының санына тең.

Магнит өрісі $\vec{B}$ үшін Гаусс теоремасы: кез келген тұйық бет арқылы өтетін магнит индукция векторының ағыны нөлге тең:

$$\Phi = \int_S \vec{B} \cdot d\vec{S} = \int_S B_n dS \quad (7.15)$$

Бұл тұжырым табиғатта магнит зарядтарының жоқ екендігін және магнит индукция сызықтарының тұйықтығын көрсетеді.

7.7. Заттағы магнит өрісі

Магнетиктер – деп магниттік қасиеттері қарастырылатын кез келген денелерді айтады. Магнит өрісіне енгізілген кез келген зат ерекше күйге келеді – ол магниттелінеді. Электронның орбиталь магнит моменті – деп тұйық орбитада электрондардың қозғалысынан пайда болған электр тогының магнит моменті $\vec{P}_m$ айтылады. Электронның орбиталь магнит моменті мынаған тең:

$$\vec{P}_m = I \cdot S \quad (7.16)$$

мұндағы S – электрон орбитасымен шектелген аудан; I – ток күші. Электронның магнит моменті:

$$P_m = \frac{evr}{2} \quad (7.17)$$

Магнетиктердің магниттелу дәрежесі магниттеліну деп аталатын векторлық шамамен сипатталады. Магнетиктің көлем бірлігіндегі магнит моментін – магниттеліну деп атаймыз

$$\vec{j} = \frac{\vec{P}_m}{V} = \frac{\sum_{i=1}^n P_{m_i}}{V} \quad (7.18)$$

Магнетиктер токтардың магнит өрісінде магниттеледі де өзінің меншікті магнит өрісі пайда болады. Нәтижесінде өрістің магнит индукциясының векторы

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}' \quad (7.19)$$

Қорытқы өрістің магнит индукциясын табамыз:

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}' = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \vec{j} \quad (7.20)$$

немесе

$$\frac{\vec{B}}{\mu_0} = \vec{H} + \vec{j}$$

Әлсіз өрістерде магниттелу берілген сыртқы токтардың өрістерінің (магниттейтін өрістің) кернеулігіне тура пропорционал екені тәжірибеден белгілі:

$$\vec{j} = \kappa \vec{H} \quad (7.21)$$

Мұндағы κ – заттың магнит сезімталдығы деп аталатын, қарастырылатын магнетикті сипаттайтын өлшемсіз шама. Сонымен,

$$\vec{B} = \mu_0 (1 + \kappa) \vec{H} \quad (7.22)$$

Бұдан

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0(1 + \kappa)} \quad (7.23)$$

$$(1 + \kappa) \text{ өлшемсіз шаманы } \mu \text{ әрпімен белгілеу қабылданған,} \\ (1 + \kappa) = \mu \quad (7.24)$$

оны ортаның магнит өтімділігі деп атайды. Осы айтылғандарды ескерсек:

$$\vec{B} = \mu\mu_0 \vec{H} \quad (7.25)$$

Алынған өрнектер тек біртекті магнетиктер үшін ғана орынды. Магнит сезімталдылығы κ – заттардың сыртқы магнит өрісінің әсерінен магнит моментін өзгерте алатын қабілеттілігін сипаттайтын физикалық шама. Егер магнит өрісінде зат болмаса, онда $j = 0$, яғни вакуум үшін $\kappa = 0$. Вакуум үшін $\mu = \mu_0$ болғандықтан, магнит тұрақтысы μ_0 вакуумның магнит өтімділігі деп аталады. Магнит сезімталдылығы $\kappa < 0$ және абсолют шамасы жағынан аз магнетиктер диамагнетиктер деп аталады. Олар үшін $\mu < 1$. Магнит сезімталдылығы $\kappa > 0$ ($\mu > 1$) және шама жағынан аз болатын магнетиктер парамагнетиктер деп аталады. Магнетиктердің тағы бір түрі бар – олар ферромагнетиктер, олар үшін $\kappa > 0$ және өте үлкен мәнге ие бола алады. Егер диа- және парамагнетиктерде $\kappa = \text{const}$ болса, ферромагнетиктерде магниттік сезімталдылығы өріс кернеулігінің функциясы болып табылады: $\kappa = f(H)$. Магниттелу векторы $\vec{j}$ парамагнетиктер мен диамагнетиктерде бағыты жағынан сыртқы магнит өрісінің бағытымен бағыттас болса, ферромагнетиктерде қарсы бағытталған болып келеді.

Ферромагнетиктерге сыртқы магнит өрісі жоқ болса да, магниттік қасиеті ие болатын заттар жатады. Диа және парамагнетиктермен салыстырғанда (бұлар әлсіз магнитті заттар) олар күшті магниттік заттар болып саналады.

7.8. Электрмагниттік индукция құбылысы

Тоғы бар өткізгіштер магнит өрісін туғызатыны белгілі. Ал керісінше, магнит өрісі де электр тогын тудыратынын ағылшын физигі Фарадей дәлелдеді. Фарадейдің электрмагниттік индукция заңы: Тұйық контурды қиып өтетін магнит ағыны өзгерген кезде контурда индукциялық ток пайда болады. Индукциялық токтың пайда болуы – тұйық контурда электрқозғаушы күші әсер ететінін көрсетеді, ол индукциялық электрқозғаушы күш деп аталады. Фарадей заңының математикалық өрнегі:

$$\varepsilon_i = -\frac{d\Phi}{dt} \quad (7.26)$$

Индукция электрқозғаушы күші (э.қ.к.-і) магнит ағынының өзгеру жылдамдығына тең болады. $\frac{d\Phi}{dt}$ және ε_i қарама-қарсы бағытта, яғни таңбалары бір-біріне теріс болады. Ленц ережесі: индукциялық ток ылғи да оны тудырған себептің әсеріне қарама-қарсы бағытта болады. Сонымен, Фарадей заңы индукция э.қ.к.-інің шамасын, ал Ленц ережесі – бұл э.қ.к.-інің бағытын анықтайды.

7.9. Өздік индукция құбылысы

Тұйық контурда ток күшінің өзгеруі – осы ток өзі тудырған магнит өрісінің индукциясын өзгертеді, олай болса индукция векторы $\vec{B}$ жалпы жағдайда шама жағынан да, бағыты жағынан да өзгереді. Бұл өзгеру тап осы контурды қиып өтіп жатқан магнит өрісінің ағынын өзгертеді, ал магнит ағынының өзгерісі өз кезегінде осы контурда индукция э.қ.к.-ін тудырады. Бұл құбылыс – өздік индукция құбылысы деп аталады. Био-Савар-Лаплас заңы бойынша магнит өрісінің индукциясы токқа пропорционал болатындықтан, контурды қиып өтетін

магнит ағыны да ($\Phi=BS$) контурдағы токқа пропорционал болады:

$$\Phi = LI \quad (7.27)$$

Пропорционалдық коэффициент (L) контурдың индуктивтілігі деп аталады. Индуктивтілік контурдың формасы мен мөлшеріне және де контур орналасқан ортаның өтімділігіне тәуелді. Индуктивтілік өлшемі ретінде бірліктердің халықаралық жүйесінде генри ($Гн$) қолданылады: 1 $Гн$ – ток күші 1 A болғанда, магнит ағыны 1 веберге тең контурдың индуктивтілігі.

7.10. Максвеллдің теңдеулерінің толық жүйесі

Максвелл электр және магнит өрістерінің біріккен теориясын жасап, сол кездегі тәжірибеден алынған құбылыстарды ғана түсіндіріп қоймай алдын ала жаңа пікірлерді де айтты, атап айтқанда мысалы электрмагниттік толқындардың бар екенін. Максвелл жарықтың электрмагниттік теориясын жасады. Максвеллдің бірінші теңдеуі электр өрісінің көзі тек қана зарядтар ғана емес айнымалы магнит өрісі де электр өрісінің көзі бола алатынын нақтылайды. Оның математикалық өрнегінің түрі:

$$\oint E_{\epsilon} d\ell = - \int_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{S} = - \frac{\partial \Phi_m}{\partial t} \quad (7.28)$$

Максвеллдің екінші теңдеуі – $\vec{H}$ векторының циркуляциясы туралы теореманы жалпылау. Бұл теңдеу магнит өрісін электр тогы (қозғалыстағы заряд) не айнымалы электр өрісі (ығысу тогы) тудыратынын көрсетеді, яғни

$$\oint_L H_L \cdot d\ell = I_{om} + \frac{\partial \Phi_m}{\partial t} = (j_{om} + \frac{D_{\text{ығысу}}}{t} d\vec{S}). \quad (7.29)$$

Максвеллдің үшінші теңдеуі – Гаусс теоремасының жалпыламасы

$$\oint D_n dS = \sum_{i=1}^n q_i \quad (7.30)$$

Бұл теңдеу $\vec{D}$ векторының сызықтары зарядтарда басталып зарядтарда аяқталатынын ерекше айқын көрсетеді. Максвеллдің төртінші теңдеуі

$$\oint B_n dS = 0 \quad (7.31)$$

Бұл теңдеу $\vec{B}$ векторының сызықтарының тұйық екенін және магнит зарядтарының жоқ екенін нақтылайды. Электрмагниттік өрістерді (санағанда) есептегенде жоғарыда айтылған теңдеулерге мына $\vec{D}$ және $\vec{E}$, $\vec{B}$ және $\vec{H}$ шамалардың арасындағы байланыстарды пайдалану керек.

$$\vec{D} = \epsilon \epsilon_0 \vec{E} \quad (7.32)$$

$$\vec{B} = \mu \mu_0 \vec{H} \quad (7.33)$$

және Ом заңының өткізгіштік тобының тығыздығы үшін өрнегін де пайдалану керек.

$$\vec{j}_{\text{омк}} = \gamma \vec{E} \quad (7.34)$$

мұндағы μ мен ϵ – электр және магнит тұрақтылары, μ_0 мен ϵ_0 – диэлектриктік және магниттік өтімділік, γ – зарядтардың меншікті электр өткізгіштігі.

7.11. Тербелмелі контур

Электр тербелісі пайда болатын индуктивтігі мен сыйымдылығы бар тізбек тербелмелі контур деп аталады. Тербеліс электр және магнит өрістерінің бір-біріне айналуы арқылы өтеді. Актив кедергісі жоқ контурдағы тербеліс теңдеуінің түрі мынадай: (конденсаторды оң токпен зарядтадық деп есептейік).

$$I = \frac{dq}{dt} = \dot{q} \quad (7.35)$$

Тербелістің периоды Томпсон формуласынан анықталады.

$$T = 2\pi\sqrt{LC} \quad (7.36)$$

7.12. Айнымалы электр ток

Орныққан еріксіз тербелісті сыйымдылығы, индуктивтілігі және актив кедергісі бар тізбектен айнымалы токтың өтуі деп қарастыруға болады, ол

$$U = U_m \cos \omega t \quad (7.37)$$

айнымалы кернеуден пайда болды деп ескереміз. Бұл ток:

$$I = I_m \cos(\omega t - \varphi) \quad (7.38)$$

заңы бойынша өзгереді. Ток амплитудасы U_m кернеу амплитудасымен, C , L , R , ω тізбек параметрлерімен анықталады:

$$I_m = \frac{U_m}{\sqrt{R^2 + (\omega \cdot L - 1/\omega \cdot C)^2}} \quad (7.39)$$

Ток кернеуден фаза бойынша φ бұрышқа қалып отырады, ол тізбектің параметрлеріне және жиілікке байланысты:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\omega L - 1/\omega C}{R} \quad (7.40)$$

$\varphi > 0$ болған жағдайда ток кернеуден озып отырады. (7.40) өрнектің бөлімі $Z = \sqrt{R^2 + (\omega L - 1/\omega C)^2}$ толық электр кедергісі немесе импеданс деп аталады. Егер тізбекте тек актив кедергі ғана болса, онда Ом заңы $IR = U_m \cos \omega t$ түрін қабылдайды. Бұл жерде ток кернеумен бір фазада болады, ток күшінің амплитудасы

$$I_m = U_m / R.$$

Кез келген нақты тізбекте R , C , L болады. Кейбір жеке жағдайларда бұл параметрлердің кейбіреулерінің токқа әсерін

ескермеуге болады. Мысалы, тізбектегі R -дің мәнін нөл деп, ал C мәнін шексіздікке тең деп алуға болады. Онда (7.39), (7.40) формуладан:

$$I_m = U_m / \omega L \quad (7.41)$$

ал $\operatorname{tg} \varphi = \infty$ екені шығады.

$$X_L = \omega L \quad (7.42)$$

шамасын реактивті индуктивті кедергі немесе индуктивті кедергі деп атайды. Индуктивтікте ток кернеуден $\pi/2$ -ге қалып отырады. Енді R мен L -ді нөлге тең деп алайық. Онда

$$I_m = U_m \cdot \omega C \quad (7.43)$$

$\operatorname{tg} \varphi = -\infty$ аламыз.

$$X_C = 1 / \omega C \quad (7.44)$$

шамасын реактивті сыйымдылық кедергі немесе сыйымдылық кедергісі деп аталады. Тұрақты ток үшін $X_C = \infty$, одан тұрақты ток жүрмейді. $\varphi = \pi/2$ болғандықтан конденсатор арқылы жүретін ток кернеуден $\pi/2$ -ге озып отырады. Енді $R=0$ десек (7.43) формула:

$$I_m = \frac{U_m}{|\omega L - 1 / \omega C|} \quad (7.45)$$

түрге енеді.

$$X = \omega L - 1 / \omega C = X_L - X_C \quad (7.46)$$

шамасын реактивті кедергі немесе реактанс деп атайды. (7.45), (7.46) формулаларды

$$\operatorname{tg} \varphi = X / R, \quad Z = \sqrt{R^2 + X^2}.$$

түрінде шалуға болады. Айнымалы ток тізбегіндегі бөлінетін қуатты табайық. Қуаттың лездік мәні ток пен кернеудің лездік мәндерінің көбейтіндісіне тең:

$$P(t) = U(t)I(t) = U_m \cos \omega t \cdot I_m \cdot \cos(\omega t - \varphi) \quad (7.47)$$

Келесі формуланы пайдаланып

$$\cos \alpha \cos \beta = \frac{1}{2} \cos(\alpha - \beta) + \frac{1}{2} \cos(\alpha + \beta),$$

(7.47) өрнекті мына түрде аламыз:

$$P(t) = \frac{1}{2} U_m I_m \cos \varphi + \frac{1}{2} U_m I_m \cos(2\omega t - \varphi) \quad (7.48)$$

Іс жүзінде $P(t)$ қуаттың орташа мәні ғана бар, оны P деп белгілейік. Мұндағы $\cos(2\omega t - \varphi)$ -дің орташа мәні нөлге тең болғандықтан:

$$P = \frac{U_m I_m}{2} \cos \varphi \quad (7.49)$$

(7.49) өрнектегі қуаттың лездік мәні орташа мәнінен екі есе артық жиілікпен тербелетіндігін көреміз. (7.47) формуласынан:

$$\cos \varphi = \frac{R}{\sqrt{R^2 + (\omega L - 1/\omega C)^2}} = \frac{R}{Z} \quad (7.50)$$

$U_m/Z = I_m$ екенін ескерсек, өрнегін аламыз. Осындай қуатты

$$I = \frac{I_m}{\sqrt{2}} \quad (7.51)$$

ток күші де береді. (7.51) әсерлік ток күші мәні деп аталады, осыған орай

$$U = \frac{U_m}{\sqrt{2}} \quad (7.52)$$

әсерлік кернеу деп аталады. Орташа қуаттың әсерлік мәндері арқылы өрнегі:

$$P = UI \cos \varphi \quad (7.53)$$

$\cos \varphi$ – қуат коэффициенті деп аталады. Техникада $\cos \varphi$ -ді мүмкіндігінше үлкен етуге тырысады. $\cos \varphi$ аз болса, онда қажетті қуатты алу үшін тізбектен үлкен ток өткізуге тура келеді, ал ол өткізгіштерден бөлінетін шығынды арттырады.

7-тараудың бақылау сұрақтары мен жауаптары

1. Био-Савар-Лаплас заңы арқылы бойында тогы бар шексіз ұзын түзу өткізгіштің маңайында пайда болған магнит өрісінің индукциясын төмендегідей қорытып шығарамыз:

$$B = \frac{\mu\mu_0 I}{2\pi r}$$

Қарастырылған нүкте өткізгішке шексіз жақындаған кезде ($r \rightarrow 0$), магнит индукциясы $B \rightarrow \infty$ болған физикалық мағынасы жоқ нәтиже келіп шығады. Бұны қалай түсіндіруге болады?

Жауап. Біз $B = \frac{\mu\mu_0 I}{2\pi r}$ өрнекті келтіріп шығарған кезде,

өткізгіштің R радиусы ескерілмейді. $r \rightarrow 0$ кезде өткізгіштің R радиусын ескерусіз қалдыруға болмайды. Сондықтан $B = \frac{\mu\mu_0 I}{2\pi r}$

өрнегін қолдануға болмайды. Қарастырылған нүкте өткізгіштің ішкі бөлігінде деп қарау керек. Бұл кезде өткізгішті тогы бар үлкен цилиндр деп қарап, шексіз түзу цилиндрдің ішіндегі қалаған бір нүктенің магнит индукциясын өрнек $B = \frac{\mu\mu_0 I r}{2\pi R^2}$

арқылы есептеу керек.

2. Вакуумдағы магнит өрісі үшін толық токтың заңы $\oint \vec{H} \cdot d\vec{l} = \sum I$, электрстатикадағы Гаусс теоремасы $\oint \vec{E} \cdot d\vec{S} = \sum q$ және $\oint \vec{E} \cdot d\vec{l} = 0$ өрнектерінің физикалық мәнін түсіндір.

Жауап. Өрнек $\oint \vec{H} \cdot d\vec{l} = \sum I$ арқылы белгілі симметриялық магнит өрісіндегі магнит өрісінің кернеулігін есептеп шығаруға болады. Ал өрнек $\oint \vec{E} \cdot d\vec{S} = \sum q$ арқылы белгілі бір симметриялық электр өрісінің өріс кернеулігін есептеп шығаруға болады. Бұл екі өрнектің екеуі де өріс кернеулігін есептеуде өте қолайлы. Үшінші өрнек $\oint \vec{E} \cdot d\vec{l} = 0$ сынақ зарядтың электр өрісінде тұйық тізбекті бойлап бір рет

айналғанда электр өріс күшінің істеген жұмысы нөлге тең болатындығын түсіндіреді. Бұл электрстатикалық өрістің консервативтік өріс екендігін, кернеулік сызықтардың бір-бірімен қиылыспайтындығын түсіндіреді. Ал өрнек $\oint \vec{H} \cdot d\vec{l} = \sum I$ магнит өрісінде кез келген тұйық контур арқылы өтетін H векторының сызықтық интегралы (циркуляциясы), осы тұйық контур арқылы өтетін токтардың алгебралық қосындысына тең болатындығын түсіндіреді. Сондықтан бұл шама нөлге тең болмайды. Бұдан магнит өрісінің консервативтік өріс емес екендігін, сондай-ақ, магнит өрісінің күш сызықтары тұйық сызықтар екендігін білуге болады.

3. Төмендегі екі түрлі жағдайда вакуумдағы магнит өрісі үшін толық токтың заңы бойынша магнит өрісінің кернеулік векторын есептеуге бола ма? Не үшін?

(1) Белгілі ұзындықтағы түзу өткізгіштен пайда болған магнит өрісінің кернеулік векторын;

(2) Дөңгелек тогы бар өткізгіштен пайда болған магнит өрісінің кернеулік векторын.

Жауап. $\oint \vec{H} \cdot d\vec{l} = \sum I$ қолданған кезде, магнит өрісінің кернеулік векторы $\vec{H}$ тізбектің бір бөлігіндегі ток емес, тұйық контурдың толық тогы жағынан пайда болатындығына көңіл бөлген жөн.

(1) Белгілі ұзындықтағы түзу өткізгіштен пайда болған магнит өрісіне қарата айтқанда, жоғарыдағы талапқа сәйкес келетін тұйық интегралды табуға болмайды.

(2) Бойында тогы бар дөңгелек өткізгіштен пайда болған магнит өрісіне қарата айтқанда, жоғарыдағыдай тұйық интегралды табуға болмайды. Сондықтан вакуумдағы магнит өрісі үшін толық токтың заңын қолдануға болмайды.

4. Оң зарядталған элементар бөлшек v жылдамдықпен біртекті магнит өрісіне перпендикуляр бағытпен ұшып кірген.

(1) Элементар бөлшектің біртекті магнит өрісіндегі траекториясы қалай болады?

(2) Жылдамдықтың шамасында өзгеріс бола ма? Не үшін?

(3) Элементар бөлшектің массасы өзгерсе оның траекториясы қалай өзгереді?

Жауап. (1) Оң зарядталған элементар бөлшек жылдамдық бағытына перпендикуляр бағыттағы Лоренц күшінің әсерінде шеңбер бойымен бірқалыпты айналмалы қозғалыс жасайды.

(2) Қозғалыстағы зарядты бөлшекке перпендикуляр бағыттағы күш әсер етеді. Сондықтан тек жылдамдықтың бағытында ғана өзгеріс болып, оның шамасында (модулінде) өзгеріс болмайды.

(3) Элементар бөлшектің қозғалыс теңдеуі $q\upsilon B = m \frac{\upsilon^2}{R}$

арқылы траекториясының радиусын $R = \frac{m\upsilon}{qB}$ есептеп шығаруға

болады. Бірқалыпты магнит өрісінде зарядталған бөлшектің массасы ұлғайғанда траекториясының радиусы өседі. Ал массасы азайған кезде траекториясының радиусы да азаяды.

5. Электр өрісі мен магнит өрісінің ұқсастығы және айырмашылығын айтып беріңіз.

Жауап. Электр өрісі мен магнит өрісінің екеуі де зарядтан пайда болады. Сондай-ақ, екеуі де зарядқа әсер етеді. Міне, бұл олардың ұқсастық жақтары. Ал олардың айырмашылығына келсек, қозғалыстағы немесе тыныштықтағы барлық заряд электр өрісін тудырады. Бірақ магнит өрісін тек қозғалыстағы заряд қана туғыза алады. Бұдан басқа электр өрісі барлық зарядқа әсер ететін болса, ал магнит өрісі тек қозғалыстағы зарядқа ғана әсер етеді. Олардың қанағаттандыратын заңдарына негізделе отырып, төмендегідей бір-біріне ұқсамаған қасиеттерінің бар екендігін білеміз.

(1) Магнит өрісінде кез келген тұйық бет арқылы өтетін магнит ағыны әр уақытта нөлге тең болады, яғни, $\oint \vec{B} \cdot d\vec{S} = 0$ (магнит өрісі үшін Остроградский – Гаусс теоремасы). Ал электрстатикалық өрісте тұйықталған бет арқылы өтетін электр өріс кернеулігінің векторлық ағыны осы беттің ішіндегі зарядтардың алгебралық қосындысын ε_0 -ге бөлгенге тең, яғни

$\oint \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{1}{\varepsilon_0} \sum_{i=1}^n q_i$ (электр өрісі үшін Остроградский – Гаусс

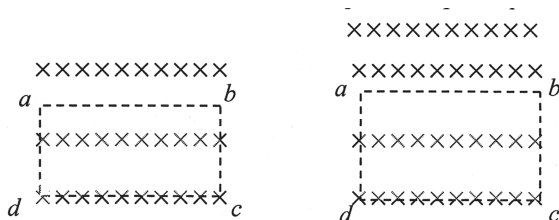
теоремасы). Электр күш сызықтары оң зарядтардан басталып,

теріс зарядтарда не шексіздікте аяқталады. Ал магнит индукциясының күш сызықтары әр уақытта тұйық болады, яғни оң полюстен шығып сол полюсіне еніп жатады.

(2) Магнит өрісінде кез келген тұйық контур арқылы өтетін магнит индукциясы векторының циркуляциясы магнит тұрақтысын контур арқылы өтетін токтардың алгебралық қосындысына көбейткенге тең болады, яғни $\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu \sum_{i=1}^n I_i$.

Сондықтан мұндай өрістерді құйынды өріс деп атайды. Электрстатикалық өрісте кез келген тұйық контур арқылы өтетін электр өріс кернеулігінің векторлық циркуляциясы нөлге тең болады, яғни $\oint \vec{E} \cdot d\vec{l} = 0$. Бұдан электр өрісі консервативтік өріс, магнит өрісі консервативтік өріс емес екендігін байқауға болады.

6. Зарядтың электр өрісінде толық бір рет айналып шыққан кездегі электр өрісінің істеген жұмысы нөлге тең болатындығын электрстатикадан білеміз. Егер токтың элементар бөлімі немесе ток өткізгіштің өзі магнит өрісінде толық бір рет айналып шығатын болса, магнит өрісінің істеген жұмысы да сөзсіз нөлге тең бола ма? Мысал арқылы түсіндіріңіз.

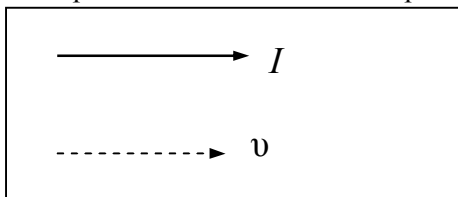


Жауап. Магнит өрісі – электр өрісіне ұқсамайды. Магнит өрісі – консервативтік өріс емес. Сондықтан токтың элементар бөлімі немесе ток өткізгіштің өзі магнит өрісінде толық бір рет айналып шыққан кездегі магнит өрісінің істеген жұмысы ылғи да нөлге тең бола бермейді. Мысалы ретінде суретте көрсетілген екі түрлі жағдайды қарастырып көрейік. Өткізгіш магнит өрісіне перпендикуляр da бағытымен қойылған болып, токтың бағыты тік жоғары қарай бағытталған болсын. Бірінші суретте біртекті

магнит өрісінде өткізгіштің элементар бөлімі a нүктесінен бастап $abcd$ бойынша бір рет айналып шыққанда, ab бөлігінде магнит өрісі теріс жұмыс істейді, ал cd бөлігінде оң жұмыс істейді. Бұл екі жұмыстың шамасы бір-біріне тең. Ал bc және da бөлігінде жұмыс істемейді. Сондықтан толық бір рет айналып шыққан кездегі жалпы жұмысы нөлге тең болады. Ал екінші суретте магнит өрісі біртекті емес, яғни ab бөлігіндегі магнит индукция векторы B -ның шамасы cd бөлігінен үлкен. Магнит өрісінің ab бөлігінде істеген теріс жұмысы, cd бөлігіндегі оң жұмыстан көп болғандықтан, магнит өрісінің жалпы жұмысы нөлден аз болады.

7. Суретте көрсетілгендей, ұзын түзу өткізгіштегі токтың бағытымен бағыттас бір электрон v жылдамдықпен ұшып шыққан болса, электронның ауытқу бағыты қалай болады? Егер токтың бағыты электронның қозғалыс бағытына қарама-қарсы болса, электронның ауытқу бағыты қалай болады?

Жауап. Өткізгіштен пайда болған магнит индукциясы B векторының бағыты электронның қозғалыс бағытына



перпендикуляр бағытта, яғни қағаз бетіне тік ішке қарай бағытталғандықтан, Лоренц күшінің бағыты тік төмен қарай болады. Сондықтан электрон

төмен қарай ауытқиды. Егер токтың бағыты электронның қозғалыс бағытына қарама-қарсы болса, онда электрон керісінше жоғары қарай ауытқиды.

8. Егер бір электрон кеңістіктің белгілі бір аумағынан өткен кезде жылдамдық бағытында ауытқу болмаса, онда осы аумақта магнит өрісі жоқ деп қарауға бола ма? Егер, керісінше, электрон кеңістіктің белгілі бір аумағынан өткен кезде жылдамдық бағытында ауытқу болса, онда осы аумақта сөзсіз магнит өрісі бар деп қарауға бола ма?

Жауап. Электр өрісі мен магнит өрісінің қозғалыстағы зарядқа беретін әсер күші $F = q(\vec{E} + \vec{v}\vec{B})$ өрнегімен анықталады. Осы өрнек бойынша төмендегідей үш түрлі

жағдайда қозғалыстағы заряд ұшыраған әсер күш нөлге тең болады.

$$(1) \vec{E} = 0, \vec{B} = 0$$

$$(2) q\vec{E} = -q\vec{v}\vec{B}$$

$$(3) \vec{E} = 0, \text{ заряд қозғалысының жылдамдық бағыты } \vec{v}$$

мен магнит өрісінің индукция векторының бағыты $\vec{B}$ өзара параллель болған кезде зарядқа әсер етуші күш нөлге тең болады. Сондықтан осы аумақта магнит өрісі жоқ деп қарауға болмайды. Осыған ұқсас, егер заряд қозғалыс бағытынан ауытқыса, электр өрісінің әсерінен болуы да мүмкін. Сөзсіз осы аумақта магнит өрісі бар деп кесіп айтуға болмайды. Кеңістікте магнит өрісінің бар-жоғын заряд қозғалысының траекториясы арқылы анықтауға болады. Электрон кеңістіктің белгілі бір аумағынан өткен кезде бағытында ауытқу байқалмаса, онда оны бұрынғы бағытына перпендикуляр бағытта және бір рет осы аумақтан өткізу керек. Тек сонда ғана электронның қозғалыс траекториясына қарай магнит өрісінің бар-жоғын білуге болады.

9. Протон мен электрон бірдей v жылдамдықпен біртекті магнит өрісіне перпендикуляр ұшып кіреді. Протонның траекториясының қисықтық радиусы R_p мен электронның траекториясының қисықтық радиусы R_e -ның қатынасын R_p / R_e анықтаңыз.

Жауап. Магнит өрісінің әсерінде қозғалыстағы зарядқа әсер ететін Лоренц күшінің шамасы $F = qvB \sin \alpha$ арқылы сипатталады. Заряд магнит өрісіне перпендикуляр бағытта қозғалыста болатындықтан, $\sin \alpha = 1$ болып, Лоренц күші зарядқа перпендикуляр бағытта әсер етеді. Лоренц күші дәл центрге тартқыш күштің қызметін атқаратындықтан, заряд шеңбер бойымен айналмалы қозғалыс жасайды. Сондықтан протон және электрон үшін Лоренц күші мен центрге тартқыш күшті теңестіріп төмендегідей жазуға болады.

$$\frac{m_p v^2}{R_p} = |q_p| v B, \quad \frac{m_e v^2}{R_e} = |q_e| v B \quad \text{протон мен электронның}$$

заряды бірдей болғандықтан, $|q_p|=|q_e|$ теңдіктердің оң жағы өзара тең болады.

Сондықтан $\frac{m_p v^2}{R_p} = \frac{m_e v^2}{R_e}$. Ал протон мен электронның

жылдамдығы бірдей болғандықтан, олардың қисықтық радиустарының қатынасы массаларының қатынасына тең

болады, яғни $\frac{R_p}{R_e} = \frac{m_p}{m_e}$.

10. Екі электрон бір уақытта электрон мылтығынан v және $2v$ бастапқы жылдамдықпен бір бағытта атылған. Олар біртекті магнит өрісіне перпендикуляр бағытта қозғалып, өріс әсерінен шеңбер бойымен айналмалы қозғалыс жасаған болса, қай электрон бастапқы орнына бұрын келеді?

Жауап. Электронның қозғалыс бағытына перпендикуляр бағыттағы магнит өрісінің әсерінен электронның траекториясы шеңбер болады. Қозғалыстағы электронның бір рет айналып шығу үшін кететін уақыты (периоды) $T = \frac{2\pi m}{qB}$ болады. Бұдан

электронның периоды жылдамдықпен байланысы жоқ екендігін көруге болады. Сондықтан жылдамдығы бірдей емес екі электрон бір уақытта бастапқы атылған орнына жетеді.

11. Бір дөңгелек өткізгіш (контур) біртекті магнит өрісінде төмендегідей бірнеше түрлі қозғалыс жасаған болса, контурда индукциялық ток пайда бола ма? Неліктен?

(1) Контур магнит өрісінің бағытына перпендикуляр қойылып, магнит өрісінің бағыты бойынша қозғалған болса.

(2) Контур магнит өрісінің бағытына перпендикуляр бағытта қойылған және магнит өрісінің бағытына перпендикуляр бағытта қозғалған болса.

(3) Контур өзінің диаметрін айналу өсі етіп айналады, айналу өсі магнит өрісінің бағытына параллель болса.

(4) Контур өзінің диаметрін айналу өсі етіп айналады, айналу өсі магнит өрісінің бағытына перпендикуляр болса.

Жауап. Тұйық контурда индукциялық токтың бар-жоғын анықтау үшін, онда индукциялық электр қозғаушы күші бар ма, жоқ па дегенді анықтасақ болғаны. Фарадейдің электрмагниттік индукция заңы бойынша контурдағы индукциялық электрқозғаушы күші $\mathcal{E} = -\frac{d\phi}{dt}$ өрнегі арқылы анықталады.

Контурда индукциялық электрқозғаушы күші пайда болу үшін, контурды қиып өтететін магнит ағыны уақытқа байланысты өзгеріп отыруы керек. Сондықтан:

(1) Контур магнит өрісінің бағытына перпендикуляр қойылып, магнит өрісінің бағыты бойынша қозғалған болса, онда контурды қиып өтетін магнит ағынында өзгеріс болмайды. Сондықтан контурда индукциялық ток пайда болмайды.

(2) Магнит өрісі біртекті болғандықтан, контурды қиып өтетін магнит ағыны өзгермейді. Сондықтан контурда индукциялық ток пайда болмайды.

(3) Магнит ағыны $\Phi = BS$ бойынша анықталады. Ал B және S бір-біріне параллель болғандықтан, магнит ағынында өзгеріс болмайды. Сондықтан контурда индукциялық ток пайда болмайды.

(4) Бұл кезде контурда индукциялық ток пайда болады. Айналу өсі магнит өрісінің бағытына перпендикуляр қойылғандықтан, контур жазықтығы магнит өрісінің бағытына перпендикуляр болған кезде, магнит ағыны ең көп болады. Ал контур жазықтығы магнит ағыны бағытына параллель болған кезде, магнит ағыны ең аз мәнге ие болып, нөлге тең болады. Әрбір айналым ішіндегі магнит ағынының периодты өзгерісі, контурда индукциялық айнымалы токты тудырады.

12. Өздік индукция коэффициентінің (өздік индуктивтіліктің) өрнегі $L = \frac{\Phi}{I}$. Бұдан контурдағы ток күші

неғұрлым аз болған сайын өздік индукция коэффициенті де соғұрлым көп болады деген қорытынды шығаруға бола ма?

Жауап. Жоғарыдағыдай қорытынды шығаруға болмайды. Өйткені, контурдағы ток күші I мен магнит ағыны Φ өзара

байланысты болады. Контурдың геометриялық пішіні өзгермесе, сондай-ақ, контурдың маңайында магниттік денелер болмаса, контурдағы ток күші бұрынғысынан қанша есе азайса, оған сәйкес контурды тесіп өтетін магнит ағыны да сонша есе кемиді.

Нәтижеде $\frac{\Phi}{I}$ қатынасы өзгермейді. Сондықтан өздік индукция коэффициенті L де өзгермейді.

13. Ұзын соленоидтың ортасындағы бірлік ұзындықтағы өзара индукция коэффициенті соленоидтың екі шетіндегі бірлік ұзындықтағы өзара индукция коэффициентімен бірдей бола ма?

Жауап. Бірдей болмайды. Өйткені, ұзын соленоидтың ортасын көлденең қима ауданы бойынша тесіп өтетін магнит ағыны соленоидтың екі шетіндегі магнит ағынынан екі есе көп болады. Алайда, контурдағы ток күші I барлық жерде бірдей болады. Сондықтан өзара индукция коэффициентінің анықтамасына $L = \Phi/I$ негізделе отырып, контурдың ортасының бірлік ұзындықтағы өзара индукция коэффициенті екі шетіне қарағанда көп болатындығын білеміз.

14. Айнымалы электр өрісі арқылы пайда болған магнит өрісі уақытқа байланысты өзгеріп отыра ма? Керісінше, айнымалы магнит өрісі арқылы пайда болған электр өрісі уақытқа байланысты өзгеріп отыра ма?

Жауап. Айнымалы электр өрісінен туған индукциялық магнит өрісі электр өрісінің өзгерісіне тура пропорционал болады. Егер электр өрісінің өзгерісі (өзгеру жылдамдығы) тұрақты болса, онда индукциялық магнит өрісі де тұрақты болады. Егер электр өрісінің өзгеру жылдамдығы уақытқа байланысты өзгеріп тұратын болса, онда индукциялық магнит өрісі де уақытқа байланысты өзгеріп отырады. Бірақ та осы әдіс арқылы уақытқа байланысты өзгермейтін тұрақты магнит өрісін алу іс жүзінде мүмкін емес. Өйткені, тұрақты индукциялық магнит өрісін алу үшін электр өрісі уақытқа байланысы бірдей жылдамдықпен үздіксіз арта беруі керек. Бұлай істеу іс жүзінде мүмкін емес. Осыған сәйкес айнымалы магнит өрісі тарапынан пайда болатын электр өрісі де уақытқа байланысты үнемі өзгеріп отырады деп айтуға болмайды.

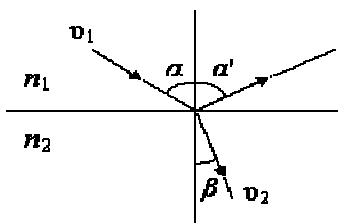
15. Бірқалыпты қозғалыстағы нүктелік зарядтан кеңістікте қандай өріс пайда болуы мүмкін?

Жауап. Кеңістіктегі белгілі бір нүктеде пайда болған өрісті қарастыру үшін бақыланатын санақ жүйесі шешуші рөл атқарады. Егер нүктелік зарядпен бірдей жылдамдықта, бір бағытта қозғалатын санақ жүйесін алсақ, онда нүктелік заряд тек қана электрстатикалық өрісті пайда қылады. Ал бірқалыпты қозғалыстағы нүктелік заряд тыныш тұрған санақ жүйесіне карата айтқанда, ол әрі электр өрісін, әрі магнит өрісін пайда қылады. Бұл кезде кеңістіктегі белгілі бір нүктенің электр өрісі мен магнит өрісі үнемі өзгеріп отырады.

8-ТАРАУ ОПТИКА

8.1. Жарықтың шағылу және сыну заңдары

Жарықтың шағылу заңы: шағылу бұрышы α' , түсу бұрышы α -ға тең болады, түскен сәуле, шағылған сәуле және түсу нүктесіне тұрғызылған перпендикуляр бір жазықтықта жатады (8.1-сурет).



8.1- сурет

Жарықтың сыну заңдары: екі орта үшін түсу бұрышының α синусының сыну бұрышының β синусына қатынасы тұрақты шамаға тең болады, ол бірінші ортадағы жарық жылдамдығының v_1 екінші ортадағы жарық жылдамдығының v_2 қатынасына

тең болады:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{v_1}{v_2} \quad (8.1)$$

Ортадағы жарық жылдамдығы мен вакуумдағы жарық жылдамдығы арасында тәуелділік $v = \frac{c}{n}$ болатындықтан, келесі теңдік орындалады

$$v_1 = \frac{c}{n_1} \quad \text{және} \quad v_2 = \frac{c}{n_2} \quad (8.2)$$

мұндағы n_1 және n_2 — заттардың сыну көрсеткіштері; v_1 және v_2 — жарық толқынының фазалық жылдамдықтары.

Онда жарықтың сыну заңын төмендегідей түрде жазуға болады:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{n_2}{n_1} \quad (8.3)$$

Жарық сәулелерінің қайтымдылық заңы: егер сәуле α бұрышымен түссе және екінші ортада β бұрышымен сынса, онда екінші ортадан кейінгі бағытта β түсу бұрышымен жіберілген жағдайда, бірінші ортаға α бұрышымен тарайды.

Толық ішкі шағылу құбылысы. Егер жарық сәулесі оптикалық тығыз ортадан оптикалық сирек ортаға өтсе, ішкі шағылу құбылысы байқалуы мүмкін. Сыну бұрышы 90° -қа тең жағдайда түсу бұрышы $\alpha = \alpha_{\text{ш}}$ шекті бұрыш деп аталады. Жарықтың сыну заңынан:

$$\frac{\sin \alpha_{\text{ш}}}{\sin \beta} = \frac{\sin \alpha_{\text{ш}}}{\sin 90^\circ} = \sin \alpha_{\text{ш}}; \quad \sin \alpha_{\text{ш}} = \frac{n_2}{n_1} \quad (8.4)$$

Сонымен, толық шағылу құбылысы кезінде жарық сәулесі екінші мөлдір ортаға өтпейді, ол толығымен екі орта шекарасында шағылады.

8.2. Фотометрия

Жарықтың интенсивтігімен және жарық көзімен немесе жарық ағындары және олармен байланысты шамалармен айналысатын оптика бөлімін фотометрия деп атайды. Жарықтың интенсивтігі тасымалданатын энергиямен сипатталады. Сәулелену энергиясының ағыны деп

$$\Phi_{\text{э}} = \frac{W}{t} \text{ (Вт)} \quad (8.5)$$

шаманы айтады.

Жарық күші. Жарық күші – деп $d\omega$ денелік бұрышқа келетін $d\Phi$ жарық ағынына тең жарық күшін айтады.

$$I = \frac{d\Phi}{d\omega} \quad (8.6)$$

Денелік бұрыштың өлшем бірлігі – стерadian (ср) деп аталады. Жарық күшінің өлшем бірлігі – кандела (кд). Жарық ағынының өлшем бірлігі – люмен, яғни $1 \text{ лм} = 1 \text{ кд} \cdot 1 \text{ ср}$.

Жарықталыну. Дененің сыртқы бетінің бірлік ауданына түсегін жарық ағынын жарықталыну деп атайды.

$$E = \frac{d\Phi}{dS} \quad (8.7)$$

Жарықталыну өлшем бірлігі – люкс (лк). $I_{лк} = I \frac{лм}{м^2}$.

Жарқырау. Жарық көзінің сыртқы бетінің бірлік ауданынан шашырап шығатын жарық ағынын жарқырау деп атайды.

$$R = \frac{d\Phi}{dS} \quad (8.8)$$

Жарқыраудың өлшем бірлігі – люкс (лк).

8.3. Жарықтың интерференциясы

Когерентті жарық толқындарының бір нүктеде тоғысуы кезінде жарық интенсивтігінің күшею немесе әлсіреу құбылысын интерференция деп атайды. Когерентті жарық толқындары деп жиіліктері бірдей, фазалар айырымы тұрақты жарық толқындарын айтады. Жарық толқынының алып жүретін энергиясын энергия ағынының тығыздығы деп атайды. Ол векторлық шама болып, Умов-Пойнтинг векторы деп аталды.

$$\vec{S} = \vec{E} \vec{H} \quad (8.9)$$

Энергияның ағын тығыздығы мәндерінің уақыт бойынша жарық толқыны тасымалдайтын $\left| \langle \vec{S} \rangle \right|$ орташа модулін кеңістіктің берілген нүктесіндегі I жарық интенсивтігі деп атайды. Ол бірлік ауданнан өтетін жарық ағынымен анықталады.

$$I = \left| \langle \vec{S} \rangle \right| = \left| \langle \vec{E} \vec{H} \rangle \right| \quad (8.10)$$

жарық интенсивтігінің сандық мәні

$$I = \frac{I}{2} n \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} E_0^2 \quad (8.11)$$

сонымен, $I \sim nE_0^2$, ал вакуумдағы жарықтың таралуы кезіндегі мәні

$$I \sim IE_0^2 \quad (8.12)$$

Интенсивтік Вт/м^2 немесе лм/м^2 өлшем бірліктерімен анықталады.

Кеңістіктің белгілі бір P нүктесінде екі монохромат (бір түсті) жарық толқыны тоғысу арқылы интерференция құбылысы пайда болсын. Олардың кернеуліктері $\vec{E}_1$ және $\vec{E}_2$. Суперпозиция принципі бойынша өрістің қорытқы кернеулігі мынаған тең болады: $\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2$, ал интенсивтігі: $I \sim E^2$,

$$E^2 = (\vec{E}_1 + \vec{E}_2)^2 = E_1^2 + E_2^2 + 2\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 \quad (8.13)$$

мұндағы $\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 = E_1 E_2 \cos \sigma$ және $\vec{E}_1$ және $\vec{E}_2$ векторларының скалярлық көбейтіндісі, ол $\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 = E_1 E_2 \cos \sigma$, мұндағы σ – олардың арасындағы бұрыш. Когерентті толқындарды тек жасанды әдіспен алу мүмкін: ол үшін жеке атом шығаратын толқынды қандай да бір оптикалық құралмен екі немесе одан да көп бөліктерге жіктеу қажет, содан соң, берілген P нүктесінде оларды қосудың нәтижелерін бақылау керек. Осы кезде бір толқынның жеке бөліктері өзара когерентті болады. Егер бұл толқындар әртүрлі (r_1, r_2) жол жүрсе (шығу нүктесінен бастап олардың қосылу нүктесіне дейінгі аралықта), онда олардың арасында фаза айырымы болады. Сонымен, біз екі тербеліске иеміз

$$\begin{aligned} E_1 &= E_{01} \cos(\omega t - k_1 r_1 + \alpha_1) \\ E_2 &= E_{02} \cos(\omega t - k_2 r_2 + \alpha_2) \end{aligned} \quad (8.14)$$

Бұл бөліктер бір ғана толқынның бөлігі, олай болса, $E_{01} = E_{02} = E_0$ және $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_0$, толқындық векторлар

эртүрлі болады: $k_1 = \frac{2\pi}{\lambda_1}$ және $k_2 = \frac{2\pi}{\lambda_2}$, өйткені бұл екі толқын r_1 және r_2 жол жүруі мүмкін. Олардың сыну көрсеткіштері n_1 , n_2 . Онда бұл когерентті толқындардың фаза айырымы

$$\sigma = \varphi_1 - \varphi_2 = k_2 r_2 - k_1 r_1 = \frac{2\pi}{\lambda_2} r_2 - \frac{2\pi}{\lambda_1} r_1 = \frac{2\pi}{\lambda_0} (n_2 r_2 - n_1 r_1) \quad (8.15)$$

мұндағы λ_0 – вакуумдағы толқын ұзындығы, $n_2 r_2 - n_1 r_1 = \Delta$ – оптикалық фаза айырымы. Сонымен, фаза айырымы мен оптикалық жол айырымы арасындағы байланыс

$$\sigma = \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot \Delta \quad (8.16)$$

Интерференциялық максимум $\cos \sigma = 1$ мәні кезінде байқалады, яғни $\cos \sigma = 1$, демек $\sigma = 2\pi m$ үшін ($m=0,1,2,\dots$).

Онда
$$2\pi m = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta$$

Осыдан
$$\Delta = m\lambda_0 = 2m \frac{\lambda_0}{2} \quad (8.17)$$

Интерференциялық минимум $\cos \sigma = -1$ мәні кезінде байқалады.

$$\begin{aligned} \delta &= (2m+1)\pi, \\ \text{Онда} \quad (2m+1)\pi &= \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta, \\ \text{яғни} \quad \Delta &= (2m+1) \frac{\lambda_0}{2} \end{aligned} \quad (8.18)$$

Қорыта айтқанда, максимум немесе минимумдық шарты оптикалық жол айырымы жарты толқын ұзындығының жұп немесе тақ сан есесіне тең болумен анықталады.

8.4. Жарықтың дифракциясы

Дифракция – деп жарықтың түзу сызықты тараудан ауытқу құбылысын айтады. Дифракция құбылысы кезінде жарық толқындары бөгеттерді айналып, оның геометриялық көлеңке аймағына өтеді. Сондай-ақ, жарық толқындары тар саңылаудан өткен кезде таралу бағытын өзгертеді. Жарық толқындарының геометриялық көлеңке аймағына өтіп кетуін Гюйгенс принципінің көмегімен түсіндіруге болады. Бұл принцип бойынша толқын барып жеткен әр нүкте екінші реттік толқын центрі болып табылады. Френель, Гюйгенс принципін екінші реттік толқын көздері идеясымен толықтырып, оған физикалық мағына берді. Гюйгенс – Френель принципі бойынша толқындық беттің алдыңғы жағындағы әр нүктедегі тербелістерді табу үшін сол нүктеге толқындық беттің барлық элементтерінен келген тербелістерді тауып, олардың амплитудалары мен фазаларын ескере отырып, графиктік тәсілмен өзара қосу керек. Френель зоналарда толқындық беттің алдыңғы жағындағы бір нүктені центр етіп толқындық бетке бірнеше сфера сызамыз, сонда көршілес сфералар радиустарының бір-бірінен айырымы жарты толқын ұзындығына тең болады.

Френель зонаның саны артқанда тербеліс амплитудасы кеми беретіндіктен, n -ші зонадан келген толқындар қоздырған тербелістердің A_n амплитудасы, оған көршілес $(n+1)$ және $(n-1)$ зоналардан келген толқындар қоздырған тербелістердің амплитудаларының қосындысының жарымына тең,

$$A_n = \frac{A_{n+1} + A_{n-1}}{2} \quad (8.19)$$

Егер зоналардың саны өте көп болса, онда ең акырғы зонаның әсері аз болғандықтан оны есепке алмауға болады. Жуықтап алғанда қорытқы тербеліс амплитудасы мынаған тең:

$$A = \frac{A_0}{2} \quad (8.20)$$

Демек, өте көп зоналар немесе өте үлкен толқындық бет әсерінен пайда болған қорытқы тербелістердің амплитудасы

орталық зонаның әсерінен пайда болған тербеліс амплитудасының жартысына тең.

Френель дифракциясы. Егер саңылау жарық көзіне және бақылау нүктесіне жақын болса, онда байқалатын жарық дифракциясы Френель дифракциясы немесе тоғысатын сәулелер дифракциясы деп аталады.

Фраунгофер дифракциясы. Жазық жарық толқындарының немесе параллель сәулелердің дифракциясы Фраунгофер дифракциясы деп аталады.

Саңылаудың ені a және саңылаудан өтетін жарықтың толқын ұзындығы λ тұрақты болса, онда саңылауға сиятын зоналар саны n тек ауытқу бұрышына φ тәуелді болады. Еген зоналар саны жұп болса, онда бақылау нүктесіндегі жарық нашар болып көрінеді де оның минимум шарты:

$$a \sin \varphi = 2k \frac{\lambda}{2}, \quad (k=1,2,3, \dots) \quad (8.21)$$

Егер де зоналар саны тақ болса, онда бақылау нүктесінде жарықтың күшейетіндігін байқаймыз. Бұл кездегі интерференциялық көріністің максимум болу шарты:

$$a \sin \varphi = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad (k=1,2,3, \dots) \quad (8.22)$$

Бұл екі теңдеуден мынадай қорытынды шығады. Егер саңылаудан өткен екі шеткі сәулелердің жол айырымы жұп жарты толқындар ұзындығына тең болса, онда дифракцияланған жарық сәулелері бірін-бірі әлсіретеді, ал егер сол жолдар айырымы тақ жарты толқындар ұзындығына тең болса, дифракцияланған жарық сәулелері бірін-бірі күшейтеді.

Дифракциялық тор. Дифракциялық тор деп ендері бірдей, біріне-біріне параллель, бір жазықтықта орналасқан өте көп саңылаудан тұратын жүйені айтады. Саңылау енін b , қара жолақ енін a деп белгілейік. $d=a+b$ мәні дифракциялық тордың периоды немесе тор тұрақтысы деп аталады. Дифракциялық тордың интенсивтігінің бас максимум шарты төмендегі өрнекпен анықталады:

$$d \sin \varphi = k\lambda \quad (k = 0, 1, 2, 3, \dots) \quad (8.23)$$

k - бас максимумның реті. Нөлдік ретті максимум біреу,
1 -, 2 т.б. ретті максимумдар екіден болады.

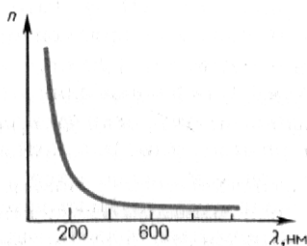
8.5. Жарық дисперсиясы

Жарықтың дисперсиясы – деп заттың сыну көрсеткішінің толқын ұзындығына тәуелділігін айтады. Дифракциялық және призмалық спектрлердегі ерекшеліктерге тоқталайық.

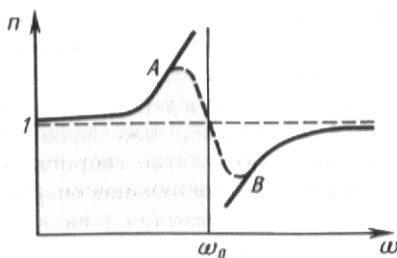
1. Дифракциялық тор, түскен сәулені оның толқын ұзындықтары бойынша тікелей ажыратады, дифракциялық максимумдарға сәйкес пайда болған бағыттарының бұрыштарын өлшеп, толқын ұзындығын есептеуге болады. Призма, түскен жарық шоғын сыну коэффициенттері бойынша жіктейді. Сондықтан жарық толқынының ұзындығын анықтау үшін призма жасалған заттың $n=f(\lambda)$ тәуелділігін білу керек.

2. Спектрлердегі құраушы түстердің орналасу тәртібі призма мен дифракциялық торда әртүрлі болады. Дифракциялық тор үшін ауытқу бұрышының синусы толқын ұзындығына пропорционал болады да, ауытқу бұрышы толқын ұзындығы өскен сайын артады. Нәтижесінде қызыл сәулелер (үлкен толқын ұзындығы бар) дифракциялық торда күлгін сәулелерге қарағанда күштірек ауытқиды. Призма сәулелерді спектрге сыну коэффициенті бойынша жіктейді. Қызыл сәулелердің сыну коэффициенті күлгін сәулелерге қарағанда аз болғандықтан, призма оларды күлгін сәулелерге қарағанда нашар ауытқытады. 8.2-суреттен мөлдір заттар үшін сыну көрсеткіші толқын ұзындығы азайған сайын монотонды түрде өседі, сондықтан $dn/d\lambda$ модуль бойынша λ кеміген сайын артады. Мұндай дисперсия нормал дисперсия деп аталады. Егер зат сәулелердің бөлігін жұтатын болса, онда жұту аймағы мен оның маңында дисперсия жүруі аномальді түрде болады, сондықтан ол аномаль дисперсия деп аталады. 8.3-суретте заттың сыну көрсеткіші n -нің жарық жиілігі ω -ға тәуелділігі көрсетілген, AB – аномаль дисперсия аумағы (n кемиді ω -нің өсуі кезінде), n -нің ω -ге

тәуелділігінің басқа бөліктері нормал дисперсияны суреттейді (n өседі ω -ның өсуі кезінде).



8.2-сурет

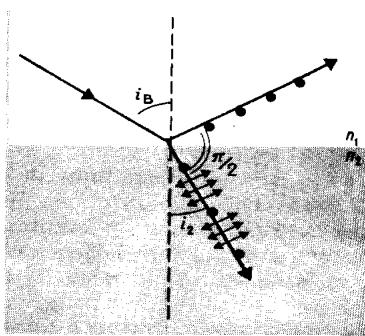


8.3-сурет

Жарықтың жұтылуы. Жарықтың жұтылуы (адсорбциясы) деп зат арқылы өткен жарық толқын энергиясының басқа түрге түрлену салдарынан, энергия жоғалту құбылысын айтады. Нәтижесінде жарық арқылы өткенде интенсивтілік азаяды.

Заттағы жарық жұтылуы Бугер заңымен бейнеленеді

$$I = I_0 e^{-\alpha x} \quad (8.24)$$



8.4-сурет

мұндағы I_0 мен I – жазық монохромат жарық толқынының қалыңдығы x жұту затына кірудегі және шығудағы интенсивтіліктері, α – жарық толқынының ұзындығына, химиялық табиғатына және зат күйіне тәуелді жұту коэффициенті; ол жарық интенсивтілігіне тәуелді емес.

8.6. Жарықтың үйектелуі

Жарық толқындары электромагниттік толқындардың бір түрі болып, олардың өрісі электр өріс векторы $\vec{E}$ мен магнит өріс векторы $\vec{H}$ арқылы сипатталады. Бұл векторлар өзара және толқын таралатын бағытқа перпендикуляр болып келеді. Электр өріс векторы кеңістікте барлық бағытта тербелетін жарықты табиғи жарық деп атайды. Табиғи жарық толқындарының кез келген бағыттағы интенсивтігі бірдей болады. Электр өріс векторы кеңістікте белгілі бір жазықтықта ғана тербелетін жарықты үйектелген жарық деп атайды. Жарық толқыны екі орта шекарасынан өткенде шағылған жарықтың интенсивтілігі үйектелу күйіне тәуелді болатындықтан, әртүрлі тәсілмен үйектелген жарық орта шекарасынан әртүрлі интенсивтілікпен шағылады, шағылған жарық жартылай үйектелген болады (8.4-сурет). Үйектелу дәрежесі түсу бұрышына тәуелді. Мына жағдайда

$$i + r = \frac{\pi}{2} \quad (8.25)$$

$tg(i+r)=\infty$ және $I_{||}=0$, яғни шағылған жарықта тек қана түсу жазықтығына перпендикуляр тербелістер болады. Шағылған толқын толық үйектелген болады. $n_{21} = \frac{\sin i}{\sin r}$ және (8.25) шартынан келесі өрнекті аламыз:

$$tg i_B = n_{21} \quad (8.26)$$

Шағылған жарықта тек қана түсу жазықтығына перпендикуляр үйектелген толқын болады, $i=i_B$ бұрышы толық үйектелу бұрышы немесе Брюстер бұрышы деп аталады.

8.7. Жылулық сәулелену

Сәулеленуші дененің ішкі энергиясы есебінен пайда болатын және тек дененің температурасы мен химиялық

қасиеттеріне байланысты электромагниттік сәулелену жылулық сәулелену деп аталады. Денелердің сәуле шығарғыштық қабілеттілігі деп уақыт бірлігі ішінде дене бетінің аудан бірлігіне келетін жиіліктері ν -ден $\nu+d\nu$ аралығында шығарылатын электромагниттік сәулеленудің dW энергиясын айтады. Сонымен,

$$E(\nu, T) = dW / d\nu \quad (8.27)$$

СИ жүйесінде, сәуле шығарғыштық қабілеттілігі Дж/м² пен өрнектеледі. Жұтылу қабілеттілігі – деп уақыт бірлігі ішінде дене бетінің аудан бірлігіне жиіліктері ν -ден $\nu+d\nu$ аралығында түсетін dW энергиясының қандай бөлігін дене жұта алатындығын көрсетеді, яғни

$$A(\nu, T) = dW_{\text{жұт}} / dW \quad (8.28)$$

Денелердің сәуле шығарғыштық және сәуле жұтқыштық қабілеттілігі, дененің температурасына, жиілігіне, дененің химиялық құрамына және дене бетінің күйіне байланысты болады. Егер кез келген температурада және барлық жиіліктер үшін $A(\nu, T) = 1$ болса, онда дене абсолют қара дене деп аталады. Абсолют қара дененің сәуле шығарғыштық қабілеттілігін $\varepsilon(\nu, T)$ деп белгілейміз. Ол дененің сәулелену жиілігіне және абсолют температурасына тәуелді. Дененің сәуле шығарғыштық қабілеттілігінің оның жұтқыштық қабілеттілігіне қатынасы дененің химиялық құрамына тәуелді болмайды және ол абсолют қара дененің сәуле шығарғыштық қабілеттілігі болып, ол температура мен жиіліктің функциясы болып табылады.

$$\varepsilon(\nu, T) = E(\nu, T) / A(\nu, T) \quad (8.29)$$

Бұл заңды бірінші рет Кирхгоф тағайындады, сондықтан заң соның атына берілді, ал $\varepsilon(\nu, T)$ функциясы Кирхгоф функциясы деп аталады. Кирхгоф заңынан $A(\nu, T) = 1$, онда $E(\nu, T) = \varepsilon(\nu, T)$, егер $A(\nu, T) = 0$ болса, онда $\varepsilon(\nu, T) = 0$ болады. Сондықтан, егер дене берілген температурада берілген жиіліктер аралығында жұтпайтын болса, онда ол бұл температура және

бұл жиіліктер аралығында сәуле шығармайды, яғни сәулеленбейді.

0-ден ∞ -ке дейінгі жиіліктегі барлық спектр бойынша толық сәулелену қуаты дененің энергетикалық жарқырауы немесе интегралды сәуле шығарғыштық қабілеттілігі $E(T)$ деп аталады. Анықтама бойынша, ол мынаған тең:

$$E(T) = \int_0^{\infty} \varepsilon(\nu, T) d\nu$$

немесе Кирхгоф заңын есепке алсақ, онда

$$E(T) = \int_0^{\infty} A(\nu, T) \varepsilon(\nu, T) d\nu \quad (8.30)$$

Абсолют кара дене үшін $A(\nu, T) = 1$, сондықтан

$$E(T) = \int_0^{\infty} \varepsilon(\nu, T) d\nu \quad (8.31)$$

Стефан-Больцман заңы. Абсолют кара дененің энергетикалық жарқырауы абсолют температураның төрт дәрежесіне тура пропорционал болады.

$$\varepsilon(T) = \sigma \cdot T^4 \quad (8.32)$$

мұндағы $\sigma = 5,67 \cdot 10^8 \text{ (Вт/м}^2\text{К}^4\text{)}$ – пропорционалдық коэффициенті Стефан-Больцман заңының тұрақтысы деп аталады.

Виннің ығысу заңы. Абсолют кара дененің сәуле шығарғыштық қабілеттілігінің максимум мәніне келетін жиілік оның абсолют температурасына тура пропорционал болады.

$$\left(\frac{\nu_{\max}}{T} \right) = b \quad (8.33)$$

Мұндағы b – Вин тұрақтысы ($b = 2,898 \cdot 10^{-3} \text{ мК}$) деп аталады, ол тәжірибелік жолмен анықталады. Әдетте, Виннің ығысу заңын сәулеленудің толқын ұзындығы арқылы жазады:

$$\lambda_{\max} = \frac{b}{T} \quad (8.34)$$

$\lambda_{\max}$ – абсолют кара дененің сәуле шығарғыштық

қабілеттілігінің максимум мәніне келетін толқын ұзындығы, ол температураның өсуіне байланысты қысқа толқын ұзындығына қарай ығысады.

Рэлей және Джинс заңы. Рэлей және Джинс абсолют қара дененің сәуле шығарғыштық қабілеттілігін төмендегі өрнекпен анықтады:

$$\varepsilon(\nu, T) = (2\pi\nu^2/c^2) kT \quad (8.35)$$

Бірақ, Рэлей және Джинс өрнегі тек төменгі жиіліктегі аумақ үшін ғана дәл келеді. Ал, жоғары жиіліктегі аумақ үшін (қысқа толқын ұзындықтары) Рэлей және Джинс өрнегі $\varepsilon(\nu, T)$ – функциясының тәжірибелік мәндерінен көп алшақ кетеді. Жоғары жиілік кезіндегі бұл теория мен практиканың алшақтауы “ультрақұлгін апат” деген атаққа ие болды.

Планк өрнегі. 1900 жылы неміс физигі М. Планк абсолют қара дененің әртүрлі температураларда тәжірибемен өте жақсы сәйкес келетін сәуле шығарғыштық қабілеттілігінің өрнегін төмендегідей қорытып шығарды:

$$< \varepsilon(\nu, T) > = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \cdot \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (8.36)$$

Планктың гипотезасына сәйкес, жарық дискретті, үзілістік құрылымды түрге ие болады, яғни жарық корпускулалық қасиеттерге ие. Электрмагниттік сәулеленудің кванттары, кейіннен бөлшектердің жаңа қасиеттеріне ие болатын – фотондар деп аталды. Егер электрмагниттік сәулеленуді жарық жылдамдығымен қозғалатын фотондардың ағыны ретінде қарастырсақ, онда фотон массасы мен импульсін табу қиынға соқпайды. Планк бойынша фотон энергиясы $\varepsilon = h\nu$ тең. Релятивистік механика көзқарасы бойынша фотон энергиясын $\varepsilon_0 = m \cdot c^2$ түрінде беруге болады. Бұл екі өрнекті салыстыра келіп, фотон массасын табамыз:

$$m_\phi = \frac{h\nu}{c^2} = \frac{h}{\lambda \cdot c}$$

Фотон массасы тек жарық толқынының жиілігіне (фотон “түсіне”) байланысты. Фотон импульсі

$$p = mc = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda} \quad (8.38)$$

Жарықтың корпускулярлық қасиеттері фотоэффект құбылысында, Комптон эффектісінде өзінің қолданымдарын тапты.

8-тараудың бақылау сұрақтары мен жауаптары

1. Монохроматты (бір түсті) сәуле бір ортадан екінші ортаға өткен кезде, оның жиілігінде және түсінде өзгеріс бола ма? Сәуленің таралу жылдамдығы және толқын ұзындығы өзгере ме?

Жауап. Жарықтың жиілігі жарық көзі арқылы сипатталады. Өйткені, жарық толқынының тербеліс жиілігі тек қана жарық көзінің тербеліс жиілігіне тәуелді болады. Жарық толқынының жиілігі ортаның қасиетіне тәуелсіз. Сондықтан бір түсті сәуле бір ортадан екінші ортаға өткен кезде жиілігінде өзгеріс болмайды. Жарық толқынның түсі – тек қана жарық жиілігіне тәуелді болады. Сондықтан жарықтың түсінде өзгеріс болмайды. Жарық – дегеніміз электромагниттік толқын болып, оның таралу жылдамдығы ортаның диэлектрлігіне тәуелді болады. Бір түсті сәуленің диэлектрлік ортадағы таралу жылдамдығы өрнек

$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}}$ арқылы сипатталады. Мұндағы c – жарықтың

вакуумдағы таралу жылдамдығы. ϵ, μ – ортаның диэлектрлік және магниттік өтімділіктері. Сондықтан бір түсті сәуле бір ортадан екінші ортаға өткен кезде, таралу жылдамдығы өзгереді. Сәуленің толқын ұзындығы оның жылдамдығына тәуелді $\lambda = v/\nu$ болғандықтан, әртүрлі ортадағы сәуленің толқын ұзындығы да бірдей болмайды.

2. Жиіліктері бірдей екі жарық толқыны кеңістікте бір нүктеде тоғысқан кезде интерференция құбылысы пайда болады

десек, екі жарық толқыны осы тоғысқан нүктеде қандай шартты қанағаттандыруы керек?

Жауап. (1) Екі жарық толқынының тоғысқан нүктедегі фазалар айырымы тұрақты болуы керек.

(2) Екі жарық толқынының тоғысқан нүктедегі тербеліс бағыты бір түзу сызық бойымен бірдей болуы керек.

(3) Екі жарық толқынының тоғысқан нүктедегі оптикалық жол айырымы өте үлкен болмауы керек.

(4) Екі жарық толқынының тоғысқан нүктедегі тербеліс амплитудасы бір-бірінен онша көп болмауы керек.

3. Екі тар саңылаудан өткен жарық толқынының интерференция құбылысында қандай ерекшеліктер бар?

Жауап. Екі тар саңылаудан өткен жарық толқындарының интерференциясында орталық жарық жолақтан n -ші жарық жолаққа дейінгі арақашықтық мына өрнек арқылы анықталады:

$$x = \frac{n\lambda l}{d} \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots,$$

мұндағы d – екі саңылаудың арақашықтығы, ал l – саңылаудан экранға дейінгі аралық. Бір жарық жолақтан көршілес екінші жарық жолаққа ауысқанда n бір санға ғана өзгереді, олай болса көршілес екі жарық және күңгірт жолақтардың арақашықтығы

мына қатынас арқылы есептеледі: $\Delta x = \frac{\lambda l}{d}$. Тұрақты толқын

ұзындығы λ -ға қарата айтқанда, егер d және l мәндері өзгермесе, онда Δx -тің мәні де өзгермей тұрақты болып қалады. Сондықтан екі тар саңылаудан өткен жарық толқындарының интерференциясының ерекшелігі – ендері бірдей түзу сызықты жолақтар болып табылады.

4. Екі тар саңылаудан өткен жарық толқындарының интерференциясында, егер екі тар саңылаудың ендері бірдей емес, біреуінің ені біреуінен сәл ғана үлкен болса, онда экранда байқалатын интерференция жолақтарында қандай өзгеріс болады?

Жауап. Интерференция жолақтарының орнында өзгеріс болмайды, тек жарық күшінде ғана өзгеріс болады. Бұрынғы жарық күші нөлге тең болатын минимум орнында бұл жолы жарық күші нөлге тең болмай қалады. Басқаша айтқанда, максимум және минимум орындардың жарық күшінің айырмашылығы азаяды. Сондықтан интерференция жолақтары бұрынғыдай анық болмайды.

5. Неліктен сына пішіндес пластинканың интерференция жолақтары бірдей қалыңдықта, ал Ньютон сақиналарының интерференция жолақтары центрден қашықтаған сайын жиілеп кетеді?

Жауап. Сына пішіндес пластинканың интерференция жолақтарының қалыңдығы (ені) мына өрнек арқылы анықталады, $\Delta x = \frac{\lambda}{2n \sin \theta}$, сына пішіндес бір пластинкаға қарата айтқанда, оның сыну көрсеткіші n және аралық бұрышы θ өзгермейді. Сондай-ақ, түскен сәуле монохроматты (бір түсті) болғандықтан, интерференция жолақтарының қалыңдығы Δx тұрақты болады. Ал Ньютон сақиналарында аралық бұрыш θ нөлден бастап үлкейе береді. Пластинка мен линзаның түйісу нүктесіне жақын жердегі θ бұрышы кіші болатындықтан, көршілес екі жолақтардың арақашықтығы көбірек болады. Ал Ньютон сақиналарының радиусы өскен сайын, пластинка мен линзаның арасындағы аралық бұрышы θ артады, нәтижесінде сәйкес жолақтардың арақашықтығы азаяды. Сондықтан Ньютон сақиналарының интерференция жолақтарының ерекшелігі – ортасы сирек, ал шеті тығыз ортақ центрлі сақина тәрізді жолақтар болып табылады.

6. Екі тар саңылаудан өткен ақ жарық сәулесінің интерференция жолақтарының саны неліктен монохроматты сәуледен пайда болған интерференция жолақтарының санынан аз болады?

Жауап. Екі тар саңылаудан өткен жарық толқынының интерференция жолақтарының арақашықтығы (қалыңдығы) $\Delta x = \frac{l}{d} \lambda$ арқылы сипатталады. Егер екі тар саңылаудың

арақашықтығы d және тар саңылаудан экранға дейінгі аралық l өзгермесе, онда интерференция жолақтардың қалыңдығы толқын ұзындығына тура пропорционал болады. Қызыл сәуленің толқын ұзындығы күлгін сәуленің толқын ұзындығынан үлкен болғандықтан, интерференция жолақтарындағы қызыл сәуленің ені күлгін сәуледен кеңірек болады.

Белгілі бір максимумнан орталық максимумға дейінгі аралық $x = \frac{l}{d} n \lambda$ ұқсас бір n -ші интерференция жолағы бойынша айтқанда, қызыл сәуленің толқын ұзындығы жасыл сәуледен ұзын болғандықтан, қызыл сәуле жолағының ені де жасыл сәуледен кең болады.

Жоғарыдағыларды қорытындылай айтқанда, интерференция реттік саны n өте үлкен болған кезде, толқын ұзындығы кіші жоғарғы реткі жолақ пен толқын ұзындығы үлкен төмен ретті жолақтар бірінің үстіне бір қабаттасып қалатындықтан, интерференция жолақтарын көруге болмай қалады. Сондықтан ақ жарық сәулесінің интерференция жолақтар саны монохроматты сәуледен аз болады.

7. Неліктен дыбыс толқындарының дифракциясы жарық толқындарының дифракциясынан күшті байқалады?

Жауап. Бір саңылаудың дифракция шарты $a \sin \theta = k \lambda$ бойынша, k және a тұрақты болған кезде, дифракция бұрышы толқын ұзындығы арқылы анықталады. Дыбыс толқынының толқын ұзындығы жарық толқынынан көп болғандықтан, дыбыс толқындарында дифракция құбылысы күштірек байқалады.

8. Монохроматты сәуле арқылы бір тар саңылаудың дифракция құбылысын бақылаған кезде, егер тар саңылаудың ені $a \gg \lambda$ немесе $a \ll \lambda$ болса, дифракция жолақтарын байқауға болмайды. Бұның себебін түсіндіріңіз.

Жауап. Жалғыз тар саңылаудан өткен жарық толқынының дифракция шарты $\sin \theta = k \frac{\lambda}{a}$ бойынша, егер саңылаудың ені a түскен сәуленің толқын ұзындығы λ - дан көп есе үлкен болған

кезде, әрбір дифракция жолақтардың дифракция бұрышы өте кіші болып, барлық дифракция жолақтары нөлінші жолақтың үстіне қабаттасып қалады. Сондықтан оларды бір-бірінен ажыратуға болмайды. Егер саңылаудың ені жарық толқын ұзындығынан бірнеше он мың есе үлкен болса, онда жарық түзу сызық бойымен таралады. Бұл кезде дифракция құбылысы пайда болмайды.

Ал енді саңылаудың ені түскен сәуленің толқын ұзындығынан өте көп есе кіші болған кезде, дифракция бұрышы өте үлкен болады да, соның нәтижесінде бірінші минимумды байқауға мүмкіндік болмай қалады ($\lambda \gg a$, $k = 1$, $\theta = 90^\circ$). Бұл кезде экранда біртекті жарықталыну құбылысы ғана болады.

9. Абсолют қара дене ешқандай сәулені өзінен сыртқа шығармай ма?

Жауап. Әрқандай температурада бетіне түскен барлық сәулелік энергияны талғамай толығымен жұтатын денені абсолют қара дене деп атайды. Басқаша айтқанда, абсолют қара дене әрқандай температурада сырттан келген сәулелік энергияны кері қайтармайды. Алайда, белгілі температурада абсолют қара дененің өзі сыртқа қарата сәулелік энергия шығарады. Тепе-теңдік жағдайда оның шығарған сәулелік энергиясы жұтқан сәулелік энергиясына тең болады.

10. Абсолют қара дене кез келген температурада қара түсті бола ма?

Жауап. Абсолют қара дене бетіне келіп түскен барлық сәулені кері қайтармай, түгелімен жұтып алады. Сонымен бір уақытта ол өздігінен сыртқа қарата сәуле де шығарады. Абсолют қара дененің түсі ол шығарған сәуленің жиілігі арқылы белгіленеді. Сондықтан абсолют қара денені үнемі қара түсті болады деп айтуға болмайды. Мысалы, болат қорытатын пештің кіші тесігін абсолют қара дене деп қарауға болады. Жоғары температурада ол тесік қара емес қызыл түсті болып көрінеді.

11. Егер абсолют қара дене бетіне түскен сәулені түгелімен жұтып алатын болса, онда күн сәулесі түсетін абсолют қара дененің температурасы шексіз үлкен болып кетпей ме?

Жауап. Абсолют қара дене сәулелік энергияны жұтып алған соң, температурасы жоғарылайды. Температурасы жоғарыласа, оның сәуле шығарғыштық қабілеті де артады. Ол өзін қоршаған ортамен термодинамикалық тепе-теңдікке жеткен кезде, сәуле шығарғыштық қабілеті мен сәуле жұтқыштық қабілеттері теңгеріледі де, оның температурасы одан артық жоғарыламайды. Сондықтан күн сәулесі түсетін абсолют қара дененің температурасы шексіз үлкен болып кетпейді.

9-ТАРАУ АТОМ ЖӘНЕ АТОМ ЯДРОСЫ

9.1. Сутегі атом спектрі

1885 жылы И. Бальмер сутегі атомы спектрінің көрінетін бөлігінің тоғызыншы сызығының толқындық ұзындығын

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (9.1)$$

өрнегімен сипаттауға мүмкін болатынын тағайындады. Мұндағы $R = 10967758 \text{ м}^{-1} \approx 1,1 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$ Ридберг тұрақтысы деп аталады, ал $n=3,4,5,\dots$

Бальмер өрнегін сәулеленудің жиілігі үшін мына түрде жазуға болады.

$$\nu = R \cdot c \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (9.2)$$

толқын ұзындығы мен жиілік арасындағы $\nu = \frac{c}{\lambda}$ қатысты

пайдалануға болады, $c=3 \cdot 10^8 \text{ м/с}$ – вакуумдағы жарық жылдамдығы. Р. Ридберг сутегі үшін ғана емес, сонымен бірге басқа элементтерде сызықтық спектрлер байқалатынын көрсетті, спектралды сызықтардың жиілігі

$$\nu = T(n_2) - T(n_1) \quad (9.3)$$

қатынасын қанағаттандырады, мұндағы n_1 және n_2 – кейбір бүтін сандар. $T(n_1)$ және $T(n_2)$ функциялары спектралды термдер деп аталады. (9.2) және (9.3) өрнектерін салыстыра келіп

$$T(n_1) = \frac{R \cdot c}{n_1^2}; \quad T(n_2) = \frac{R \cdot c}{n_2^2}$$

болатындығы шығады. 1908 жылы В. Ритц, кез келген атомның сәулеленуінің спектралды сызықтарының жиілігі екі терм

айырымы түрінде беруге болатындығын тағайындады; Мұндай ұйғарым Ритцтің комбинациялық принципі деген атқа ие болды.

Спектрдің алыс ультракүлгін аймағын бақылайтын Лайман сериясы мынадай өрнек арқылы сипатталады:

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (9.4)$$

мұндағы $n=2,3,4,\dots$ Сутегі атомы спектрінің көрінетін аумағында бақыланатын Бальмер сериясы келесі өрнекпен сипатталады

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (9.5)$$

мұндағы $n=3,4,5,\dots$

Спектрдің инфрақызыл аумағында бақыланатын Пашен сериясы мына өрнек бойынша сипатталады

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (9.6)$$

мұндағы $n=4,5,6,\dots$

Сонымен бірге, алыс инфрақызыл аймағында келесі сериялар байқалған:

Брэкет сериясы

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (9.7)$$

мұндағы $n=5,6,7,\dots$

Пфунд сериясы

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (9.8)$$

мұндағы $n=6,7,8,\dots$

Хэмфри сериясы

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{6^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (9.9)$$

мұндағы $n=7,8,9,\dots$

9.2. Бор постулаттары

Атомның классикалық емес теориясын құрудың алғашқы талпынысын 1913 жылы дат физигі Н. Бор жасаған.

Бордың бірінші постулаты: атом, кейбір стационар күйлерде, өзінен энергия шығармайды және энергияны жұтпайды.

Бордың екінші постулаты: бір стационар күйден екінші стационар күйге көшкенде атом бір квант энергиясын шығарады немесе жұтады. Бұл постулат жиіліктер ережесі болып табылады және оны келесі түрде өрнектеуге болады: атом бір стационар күйден екінші стационар күйге көшкенде, стационар күйлердің энергиялар айырымына тең болатын $h\nu$ квант энергиясын шығарады немесе жұтады, яғни

$$h\nu = E_{n_1} - E_{n_2} \quad (9.10)$$

Бордың үшінші постулаты: атомның стационар күйіндегі электрон, импульс моменті Планк тұрақтысына еселік болатын дөңгелектік орбита бойынша қозғалады, яғни мына шартты қанағаттандырады:

$$mvr = n\hbar \quad (9.11)$$

мұндағы m – электрон массасы, v – электрон жылдамдығы, r – электрон орбитасының радиусы, $\hbar = \frac{h}{2\pi}$, $n=1,2,3,\dots$ – сутегі атомының энергетикалық деңгейлерінің ретін анықтайтын бүтін сандар, олар бас кванттық сандар деп аталады. $n=1$ сәйкес мәніне тең күй – негізгі күй деп аталады, ал $n>1$ барлық басқа күйлер қозған күйлер деп аталады. Бор постулаттары сутегі атомының стационар күйлерінің энергияларын есептеуге мүмкіндік береді, бұл кезде Бордың есептеуі бойынша, сутегі атомындағы электрон, электронның ядроға кулондық тартылыс күш әсерінен классикалық заң бойынша дөңгелектік орбита бойымен қозғалады. Сутегі атомындағы электрон үшін Ньютонның екінші заңын жазып, мынаны аламыз:

$$\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} = \frac{mv^2}{r}. \quad (9.12)$$

Соңғы өрнектен электрон орбитасының r радиусын анықтаймыз

$$r = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 mv^2}. \quad (9.13)$$

Электрон орбитасының радиусы үшін (9.22) өрнегін (9.20) өрнегіне қойып, түрлендіруден кейін n орбитасындағы электронның жылдамдығын табуға болады

$$v = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar n}. \quad (9.14)$$

(9.22) пен (9.23)-тен сутегі атомындағы электронның n -ші орбитасының радиусы:

$$r = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2 \cdot n^2}{me^2}. \quad (9.15)$$

Соңғы теңдеуден, орбита радиусы бүтін сан квадратына пропорционал түрде өсетіндігі көрінеді. Сутегі атомындағы электронның толық энергиясы оның кинетикалық және потенциалық энергияларының қосындысынан тұрады. Электронның кинетикалық энергиясы мына өрнек бойынша анықталады:

$$E_k = \frac{mv^2}{2} = \frac{me^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2 n^2} \quad (9.16)$$

Сутегі атомындағы электронның потенциалық энергиясы мынаған тең:

$$E_{II} = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} = -\frac{me^4}{16\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2 n^2} \quad (9.17)$$

Сутегі атомындағы электронның толық энергиясы

$$E = E_k + E_{\pi} = \frac{me^4}{32\pi^2 \varepsilon_0^2 \hbar^2 n^2} - \frac{me^4}{16\pi^2 \cdot \varepsilon^2 \hbar^2 n^2} = -\frac{me^4}{32\pi^2 \varepsilon_0^2 \hbar^2 n^2} \quad (9.18)$$

Сонымен, сутегі атомы туралы Бор көзқарасы атомның мөлшерін дәл анықтауға мүмкіндік берді. $n=1$ кезінде

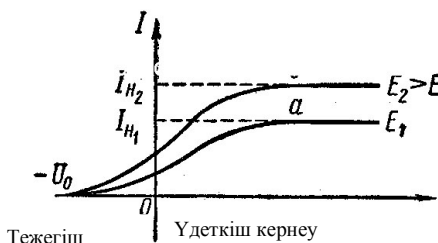
$$r_1 = a_0 = \frac{4\pi\varepsilon_0 \hbar^2}{me^2} = 0,528 \cdot 10^{-10} \text{ м} \quad (9.19)$$

Бұл шаманы сутегі атомының бірінші радиусы деп атайды (немесе бірінші бор орбитасының радиусы). Сутегі атомындағы электронның толық энергиясы теріс шама болғандықтан, ол бас кванттық санның (n) артуына байланысты артады және $n \rightarrow \infty$ кезінде, $E=0$ болады. Атомдардағы стационарлық күйлердің пайда болуы туралы Бор постулаттары және жиіліктердің ережесі 1913 жылы Д.Франк пен Г.Герцтің тәжірибелерінде дәлелденді.

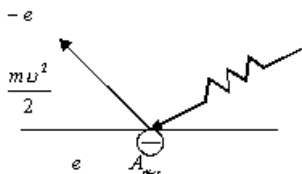
9.3. Фотоэффект құбылысы

Ішкі фотоэффект – жартылай өткізгіштің ішінде атомдармен байланысқан электрондарды босатуы болып табылады, ол жартылай өткізгіште электрөткізгіштікті арттырудың салдары. Сыртқы фотоэффект – деп қатты және сұйық заттардан жарық әсерінен электрондарды бөліп шығаруды айтады. Фотоэлементтің вольтамперлік сипаттамасы 9.1-суретте көрсетілген. Бұдан катод пен анод арасында тіпті аз ғана теріс кернеулер кезінде де аздаған фототок пайда болатындығы көрінеді. Өйткені катодтан бөлініп шыққан электрондардың бастапқы кинетикалық энергиясы нөлден өзгеше. Фотоэлектрондардың бастапқы максимум жылдамдығы $\mathcal{G}_{\max}$ және тежегіш кернеуі U_0 мына қатыста байланысқан:

$$\frac{mv_{\max}^2}{2} = eU_0 \quad (9.20)$$



9.1-сурет



9.2-сурет

Токтың максимал мәні I_k – қанығу фототогы деп аталады. Бұл ток, жарық әсерінен катодтан бөлініп шыққан барлық электрондардың анодқа толық жетуіне қажет кернеу мәндеріне сәйкес келеді. Фотоэффектінің қызыл шегі – деп фотоэффект құбылысын пайда қылатын металл бетіне түскен фотонның ең кіші жиілігін айтады. А.Эйнштейн фотоэффектінің келесі теңдеуін ұсынды. Энергиясы $\varepsilon = h\nu$ болатын фотон, металл бетін атқылап электронмен соқтығысады және толығымен өзінің барлық энергиясын электронға (9.2-сурет) береді. Бұл кезде фотон энергиясы металдан электронның шығу жұмысына және электронға кинетикалық энергия беруге жұмсалады. Онда фотоэффект үшін энергияны мынадай түрді қабылдайды:

$$h\nu = A_{\text{вых}} + \frac{mv^2}{2} \quad (9.21)$$

Соңғы теңдеу фотоэффект үшін Эйнштейн теңдеуі деп аталады.

Фотоэффект құбылысы жұмсақ γ -кванттары $E_\gamma \leq 100$ кэВ энергиялар кезінде пайда болады.

9.4. Комптон эффекті

Комптон эффектісі – деп рентген кванттардың еркін электрондардағы шашырауын айтады. Шашыраған сәулелердің λ' толқын ұзындығы түскен сәулелердің λ толқын ұзындығынан

едәуір үлкен болатынын, сонымен бірге $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$ айырымы тек θ шашырау бұрышына тәуелді екенін комптон тәжірибелері көрсетті:

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = 2\lambda_k \cdot \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (9.22)$$

мұндағы $\lambda_k = \frac{h}{m_0 c}$ – комптондық толқын ұзындығы деп аталады.

h Планк тұрақтысының m_0 электрон массасының және c жарық жылдамдығының сандық мәндерін қойып, комптон толқын ұзындығының (λ_k) мәнін табамыз: $\lambda_k = 2,43 \cdot 10^{-12}$ м. Комптондық шашырау $E_\gamma \sim 0,5$ МэВ энергиялар кезінде пайда болады.

Жоғарыдағы фотоэффект және Комптон эффект құбылыстарын салыстыра отырып, төмендегідей түсінікке ие боламыз:

1. Бұл екі құбылыс жарықтың бөлшектік қасиетін сипаттайды және екеуі де фотондар мен электрондардың өзара әсерлесуі нәтижесінде пайда болады.

2. Фотоэффект құбылысындағы еркін электрондар – дегеніміз металл бетіне байланысқан электрондар болғандықтан оларды толықтай "еркін" деп айтуға болмайды. Фотоэффект құбылысы бір электронның бір фотонды жұту үрдісі болып, энергиясы сақталғанмен импульсі сақталмайды, металл беті бір бөлім импульсті қабылдайды. Ал Комптон эффектісі кезінде фотонның (рентген кванттардың) энергиясы жоғары болғандықтан электронды "еркін" деп есептеуге болады. Фотон мен электронның өзара әсерлесуін жуықпен серпімді соққы деп карауға болатындықтан энергияның және импульстің сақталу заңдары орындалады. Фотон (рентген кванттары) электронмен соқтығысу кезінде бір бөлім энергиясын электронға беретіндіктен, шашырап шыққан фотонның толқын ұзындығы түскен фотонның толқын ұзындығынан ұзын болады (шашыраған фотонның энергиясы түскен фотон энергиясынан аз болады).

9.5. Де Бройль болжамы (гипотезасы)

1924 жылы Француз физигі Луи де Бройль – корпускулалы-толқындық табиғаты бар сипаттамалар тек электрмагниттік толқындар үшін ғана емес, кез келген дененің қозғалыстағы бөлшектерінің барлығына қолдану керек деген қорытындыға келді. Фотонның импульсі үшін жазылған $P_\phi = h/\lambda$ өрнекті де Бройль кез келген толқындық процестерге қолдануға болатындығын дәлелдеді, егер қозғалыстағы дене бөлшегінің импульсі $P = mv$ болса, онда:

$$\lambda = \frac{h}{P} \quad (9.23)$$

Бұл өрнек де Бройль өрнегі – деп аталады және ол қазіргі заманымыздың физикасының өте қажетті формуласы болып саналады. Массасы m , қозғалу жылдамдығы $v \ll c$ бөлшектер үшін:

$$\lambda = \frac{h}{mv} \quad (9.24)$$

Егер, бөлшектің кинетикалық энергиясы E болса, онда энергиясын және импульсін еске алып, мынадай формула жазуға болады.

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2mE}} \quad (9.25)$$

9.6. Кванттық сандар

Электронның атом ішіндегі қозғалыс күйі – n, l, m_l, m_s кванттық сандармен сипатталады. Кванттық механика теориясына сәйкес атом ішіндегі электрондардың импульс моменті тек дискретті бірнеше мәндерге ие болады да, мына өрнекпен анықталады.

$$L_\ell = \sqrt{\ell(\ell+1)} \cdot \hbar \quad (9.26)$$

мұндағы $l=0,1,2,...(n-1)$ – орбиталық кванттық сан деп аталады да, атом ішіндегі электронның импульс моментін

анықтайды. $\hbar = h/2\pi$ – тұрақты шама. Атомдағы электронның энергетикалық деңгейлері тек ғана бас кванттық санға (n) тәуелді болады. Бас кванттық сан n бірден басталып кез келген бүтін сандар мәнін қабылдайды, яғни $n = 1, 2, 3, \dots$, Орбиталық кванттық санның әртүрлі мәндеріне сәйкес келетін электрон күйлерін, келесі түрде белгілеу қабылданған:

$$l = 0 - s\text{-күйі}$$

$$l = 1 - p\text{-күйі}$$

$$l = 2 - d\text{-күйі}$$

$$l = 3 - f\text{-күйі}$$

және т.б. (реті бойынша латин алфавитінің әріптерімен белгіленеді). Егер атомға сыртқы магнит өрісі әсер етсе, онда импульс моментінің сол өріс бағытына түсірілген проекциясы $\hbar$ -қа еселес болады, яғни

$$L_l = m_l \hbar \quad (9.27)$$

мұндағы $m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$ – магниттік кванттық сан. Сыртқы магнит өрісіне қатысты $\vec{L}_l$ векторы кеңістікте $2l+1$ ориентация қабылдауы мүмкін. Осы магниттік кванттық санның болуына байланысты атомның сыртқы магнит өрісіндегі энергия деңгейлері бірнеше қосымша деңгейлерге жіктеледі. Бұл құбылысты бірінші болып голланд физигі П.Зееман байқаған болатын, сондықтан бұл құбылыс Зееман эффектісі деп аталады.

Кванттық механика, спин

$$L_s = \sqrt{S(S+1)} \cdot \hbar \quad (9.28)$$

өрнегі бойынша квантталатындығын көрсетеді, мұндағы S -спиндік кванттық сан. Сыртқы магнит өрісі бағытындағы спин векторының траекториясы $2S+1$ мәндерін қабылдауы мүмкін. Бірақ Штерн және Герлах тәжірибелерінен мұндай ориентацияның барлығы екеу ғана болатындығы, яғни $2S+1=2$ шығады. Сондықтан, $S=\pm 1/2$. Спин шамасын, енді жоғарғы өрнек бойынша мына түрде анықталуы мүмкін

$$L_s = \sqrt{\frac{1}{2}\left(\frac{1}{2} + 1\right)} \cdot \hbar = \frac{\sqrt{3}}{2} \cdot \hbar \quad (9.29)$$

Спин векторы кеңістікте бар болғаны екі ориентацияны қабылдауы мүмкін. Орбиталық импульс моменті сияқты

$$L_{S_z} = m_s \hbar \quad (9.30)$$

қатысын жазуға болады, мұндағы $m_s = \pm 1/2$ спиндік кванттық сан деп аталады. Сонымен, атомдағы электрон күйі төрт кванттық сандармен анықталады, олар: n – бас кванттық сан, l – орбиталық кванттық сан, m – магниттік кванттық сан, m_s – спиндік кванттық сан.

9.7. Атом ядросы

Атомның центріңде ядро тұрады (ядро радиусы 10^{-15} - 10^{-14} м), мұнда масса және атомның барлық оң заряды жинақталған. Ядроның айналасында тұйық орбитамен электрондар қозғалады. Атом ядросының заряды оның негізгі сипаттамаларының бірі болып табылады. Кез келген элементтің атомдық ядросы зарядының шамасы электрон зарядын e Менделеев кестесіндегі элементтің реттік нөміріне Z көбейткендегі шамаға тең болады екен.

$$q = e \cdot Z$$

Кез келген атом ядросы оң зарядты p протондар мен бейтарап n нейтрондардан құралады. p протонның массасы $m_p = 1,6726 \cdot 10^{-27} \text{ кг} \approx 1836 \cdot m_e$ тең болады, мұндағы m_e – электронның тыныштық массасы. n нейтронның массасы $m_n = 1,6749 \cdot 10^{-27} \text{ кг} \approx 1839 \cdot m_e$, яғни ол протонның тыныштық массасына өте жақын шама. Протондар мен нейтрондарды біріктіріп, оларды басқа бөлшектерден ажырату үшін нуклондар деп атайды.

Ядродағы нуклондардың жалпы саны A массалық сан деп аталады. Егер ядродағы протондар саны Z , ал нейтрондар N болса, онда массалық сан

$$A = Z + N$$

болады. Символикалық түрде ядро ${}_Z^AX$ болып белгіленеді, мұндағы X – химиялық элементтің символы. Изотоптар деп протондар саны Z бірдей, ал нейтрондар саны N әртүрлі болатын атомдық ядроларды айтады. Мәселен, сутегінде үш изотоп бар: протий – ${}_1^1H$; дейтрий – ${}_1^2H$; тритий – ${}_1^3H$. Уранның ${}_{92}^{234}U$, ${}_{92}^{235}U$, ${}_{92}^{238}U$ изотоптарында 92-ге тең бірдей протондар саны, ал нейтрондар саны әртүрлі болады. Изобарлар – деп нуклидтердің бірдей санынан, ал протондардың әртүрлі санынан құралатын ядроларды айтады. Изобарлар мысалына ${}_{4}^{10}Be$, ${}_{5}^{10}B$, ${}_{6}^{10}C$ келтіруге болады.

Ядролар және элементар бөлшектер масса мен зарядтан басқа тағы да спин деп аталатын өте маңызды сипаттамамен анықталады. Бөлшек спині, кванттық теория бойынша, Планк тұрақтысының $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ $(0,1,2,...)$ бүтін санына немесе $(\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, ...)$ жартылай сандарына тең болуы мүмкін. Протон-

дар, нейтрондар, электрондар $\frac{\hbar}{2}, \frac{3\hbar}{2}, ...$ жартылай спиндерге ие болуы мүмкін. Бөлшектердің мұндай түрлері фермиондар деп аталады, ал бүтін спинге тең бөлшектер бозондар деп аталады.

Атом ядроларының пішіні сфералық күйге жақын келеді. Ядроның радиусы келесі эмпирикалық өрнекпен анықталады

$$R = R_0 A^{1/3} \quad (9.31)$$

мұндағы $R_0 = (1,3 \div 1,7) \cdot 10^{-15}$ м, A – нуклондар саны.

Бұл өрнектен ядро көлемі $(V = \frac{4}{3}\pi R^3)$ нуклондар санына пропорционал болады. Ал бұл – барлық ядролар олардың мөлшеріне қарамай бірдей тығыздыққа ие болады дегенді білдіреді. Оны есептейік

$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{A \cdot 1,67 \cdot 10^{-27} \text{ кг}}{\frac{3}{4} \pi (1,3 \cdot 10^{-15} \cdot A^{1/3})^3 \text{ м}^3} \approx 1,8 \cdot 10^{17} \text{ кг} / \text{м}^3.$$

Ядро тығыздығы өте үлкен шама болып табылады. Материалдығына қарай радиусы 200 м болатын шар, Жер шарының массасын берген болар еді.

Ядролық күштер. Ядролық күштерге шамасы және сипаты бойынша бірдей, әрбір қос нуклондар арасында әсер етіледі (екі протондар арасында немесе екі нейтрондар арасында немесе протон мен нейтрон арасында, яғни оларға зарядты тәуелсіздік қасиетіне тән). Ядролық күштер өте жақын қашықтыққа әсер етеді (мысалы, 10^{-15} м шамасында), яғни қысқа қашықтыққа әсер етуші күштер болып табылады. Ядродағы әрбір нуклон тек оларға жақын орналасқан нуклондардың шекті санымен ғана өзара әсерлесе алады, яғни олар қанығу қасиетіне ие.

Ядро моделі. Ядроның тамшы моделі бойынша ядро – зарядталған сығылмайтын аса жоғары тығыздықтағы ядролық сұйықтан тұратын сфералық тамшы болып табылады.

Қабықшалы модель бойынша ядродағы нуклондар дискретті энергетикалық деңгейлер бойынша орналасты, деңгейлер (қабықшалар) Паули принципі бойынша толтырылады.

Байланыс энергиясы. Ядроның байланыс энергиясы деп ядроны нуклондарға ажырату үшін қажет болатын энергияны айтады. Байланыс энергиясы – ядроның беріктілігін анықтайтын сипаттамалардың бірі болып табылады

$$E_{\text{б}} = [Zm_p + (A - Z)m_n - m_{\text{я}}] \cdot c^2 \quad (9.32)$$

мұндағы $m_p, m_n, m_{\text{я}}$ – протонның, нейтронның және ядроның сәйкес массалары. Байланыс энергиясы – ядроны құраушы нуклондарға бөлуді қамтамасыз ету үшін қажет болатын ең минимал энергия мөлшері. Масса деффектісі Δm деп, мына шаманы айтады:

$$\Delta m = [Zm_p + (A - Z)m_n - m_\alpha] \quad (9.33)$$

яғни, дербес протондар мен нейтрондардан ядроны құрған кезде барлық нуклондар Δm массаға азаяды. Ядро тұрақтылығының объективті сипаттамасы ретінде толық байланыс энергиясы емес, бір бөлшекке келетін байланыс энергиясын ескереді. Бұл шама меншікті байланыс энергиясы деп аталады.

$$\varepsilon = \frac{E_\phi}{A} \quad (9.34)$$

Барлық ядролар үшін шамамен орташа байланыс энергиясы 8 МэВ. Бұл, ядродан бір нуклонды шығару үшін шамамен 8 МэВ энергия жұмсау қажет деген сөз.

9.8. Радиоактивті ыдырау

Табиғатта кездесетін бірқатар атомдық ядролар (радий, уран, торий және т.б.) өз бетінше α -бөлшектерін, β -электрондарды және γ -кванттарын шығарды. Мұндай ядролар радиоактивті, ал құбылыстың өзі табиғи радиоактивтілік деп аталады. α -сәулелері – гелий (${}^4_2\text{He}$) атом ядросының ағыны; β -сәулелері – жылдам электрондар ағыны; γ -сәулелері – қысқа толқынды электромагнитті сәулелену ($\lambda < 10^{-10}$ м) болып табылады. Атом ядроларының өздігінен өзгеруі радиоактивті ыдырау заңы бойынша жүреді,

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (9.35)$$

мұндағы N_0 – бастапқы $t = 0$ кездегі ыдырамаған ядролардың саны, N – t уақыты кезіндегі ыдырамаған (әлі ыдырап үлгермеген) ядролардың саны. λ – радиоактивті ыдырау тұрақтысы, e – натурал логарифмдердің негізі. Әдетте практикада λ орнына жартылай ыдырау периоды T ұғымын пайдаланады. T – барлық ядроның жартысы ыдырау үшін кеткен уақыт.

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} \quad (9.36)$$

Радиоактивті ыдырау заңын және де мынадай түрде жазуға болады:

$$N = N_0 e^{-\lambda t} = N_0 e^{-\frac{\ln 2}{T} t} = N_0 \left(\frac{1}{2} \right)^{\frac{t}{T}} \quad (9.37)$$

Өрнектің мұндай түріндегі жазылуы әлі де ыдырамаған радиоактивті заттың мөлшерін тез бағалау үшін ыңғайлы. Радиоактивті ыдырау процесінің интенсивтілігін сипаттауды радиоактивті ыдыраудың орташа өмір сүру уақыты τ арқылы да жүргізуге болады. Орташа өмір сүру уақыты τ – ыдырамаған ядролар саны e рет кемігендегі уақыт аралығы (e – натурал логарифмнің негізі).

$$\tau = \frac{1}{\lambda} \quad (9.38)$$

болатындығын көрсетуге болады.

Радиоактивті изотоптың A активтілігі – деп уақыт бірлігіндегі ыдыраған ядроларлық санын тең шаманы айтады, яғни

$$A = -\frac{dn}{dt} = \lambda N \quad \text{немесе} \quad A = \lambda N_0 e^{-\lambda t} = A_0 e^{-\lambda t} \quad (9.39)$$

мұндағы A_0 – изотоптың бастапқы активтілігі ($t = 0$ кезіндегі). БХЖ жүйесінде активтіліктің өлшеміне – беккерель (Бк) алынады. 1 Бк – 1 с уақыт ішінде 1 акт ыдырау болған кездегі нуклидтің активтілігі. Нуклид деген Z протондар және N нейтрондар сандарымен анықталатын атом ядросының жалпы аты. Активтіліктің жүйе сыртындағы өлшеміне кюри (Ku) алынады. $1 Ku = 3,7 \cdot 10^{10}$ Бк. Барлық радиоактивті өзгеру кезінде энергияның, импульстің, импульс моментінің, зарядтың сақталу заңдары орындалады.

Ығысу ережесі. Ығысу ережесі берілген бастапқы ядроның ыдырау нәтижесінде қандай туынды ядроның пайда

болатындығын тағайындауға мүмкіндік береді. α -ыдырау мына схема бойынша жүргізіледі:



мұндағы ${}_Z^A X$ – бастапқы ядро, Y – туынды ядроның символы, ${}_2^4 He$ – гелий ядросы (α -бөлшек). α -ыдырау кезінде бастапқы ядродан 2 бірлік кейін тұрған туынды ядро пайда болады; туынды ядроның массалық саны бастапқы ядроның массалық санынан 4 өлшемге кем болады.

β -ыдырау кезінде

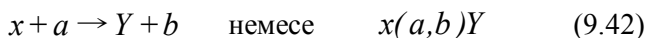


β -ыдырау кезінде туынды ядро Менделеев кестесінде бастапқы ядродан 1 бірлік оңға қарай орналасады; туынды ядро массасы бастапқы ядро массасындай болып өзгермей қала береді. β -ыдырау нәтижесінде масса саны A өзгермей тұрақты болып қалады, протондар саны бірге артады, ал нейтрондар саны бірге кемиді, яғни ядрода нейтрон протонға ауысады, осы ауысу кезінде энергия бөліну нәтижесінде, ядрода β -бөлшегі (электрон) пайда болады да сыртқа ыршып шығады.

γ -сәулеленуі өте қысқа толқынды электрмагнитті сәулелену болып табылады. Ол әрқашан α - және β -ыдырау- лармен өтеді. Ол пайда болар мезетінде қозған күйде болатын туынды ядродан шығады. Ядро қозған күйден негізгі күйге қайта көшкенде бірқатар аралық күйлерден өтеді, әрі γ -кванттарын шығарады. γ -кванттарының энергиясы 10 кэв-тан 5Мэв-қа дейінгі аралықтағы мәндерді қабылдайды.

9.9. Ядролық реакция

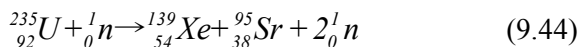
Ядролық реакция – деп атомдық ядроның басқа ядролармен немесе элементар бөлшектермен өзара әсерлесуі кезінде атомдық ядролардың алмасуын айтады. Ядролық реакцияның символды түрін былай жазуға болады:



мұндағы x және Y – бастапқы және соңғы ядро, a және b – ядролық реакциядағы атқылаушы және шығарылған бөлшектер. Мысалы,



Көптеген ауыр ядролық реакциялар (U^{238} , U^{235} , Pu^{239}) баяу нейтрондардың әсерінен бөлінуге ұшырайды, бұл ядролық реакторда пайдаланылады. Ядроның бөліну реакциясы – деп нейтрондардың (немесе басқа бөлшектердің) әсерінен ауыр ядролардың бірнеше жеңіл ядроларға бөлінуін айтады. Пайда болған ядролар сынықтар деп аталады, олар радиоактивті болады. ${}_{92}^{235}\text{U}$ бөліну реакциясын жазайық:



Ядролардың бөлінуі үлкен энергия мөлшерінің бөлінуімен сипатталады – мәселен, әрбір бөлінген ядроға 200 МэВ энергия келеді. 1 г ${}_{92}^{235}\text{U}$ изотопы ($2,56 \cdot 10^{23}$ ядро) бөліну кезінде $8,1 \cdot 10^{10}$ Дж энергия беріледі. Бір ядроның бөлінуі кезінде 2-3 нейтрондар ұшып шығады. Мұндай жағдай бөлінудің тізбекті реакциясын іске асыруға, яғни практикалық жағдайда ядролық энергияны пайдалануға мүмкіндік берді.

Бөлінудің тізбекті реакциясын сипаттау үшін нейтрондардың көбею коэффициенті k деп аталатын түсінік енгізіледі. Көбею коэффициенті осы буындағы нейтрондар санының бұдан алдыңғы буындағы нейтрондар санына қатынасына тең. Көбею коэффициенті тізбекті реакция дамуының шапшаңдығымен анықталады. Тізбекті реакция болуы үшін $k \geq 1$ болуы керек.

Нейтрондардың көбею коэффициенті бөлінетін заттың табиғатына, берілген изотоптың мөлшері, активті зонаның мөлшері мен пішініне байланысты. Активті зонаның кризистік өлшемі – деп тізбекті реакцияны тудыруға мүмкіншілігі бар активті зонаның минималь өлшемін айтады. Берілген активті зонаны құрайтын, бөлінетін заттың массасын кризистік масса деп атайды.

Егер $k = 1$ болса, онда уақыт өткен сайын нейтрондар саны өзгермейді, ол реакция өзін қолдаушы деп аталады. Егер $k < 1$ болса, онда нейтрондардың уақыт бойынша бөліну саны кемиді. Реакция – өшетін реакция деп аталады.

Тізбекті реакция басқарылатын және басқарылмайтын болып бөлінеді. Атом бомбасының жарылуы – басқарылмайтын реакция. Басқарылатын тізбекті реакция ядролық реакторларда іске асады.

9.10. Элементар бөлшектер

Қазіргі кездегі түсініктер бойынша элементар бөлшектер – дегеніміз барлық алғашқы материяны құрайтын, ары қарай бөлінбейтін бөлшектер. Қазіргі уақытта өзара әсерлердің түбегейлі 4 түрі бар екендігі белгілі; олар: гравитациялық, әлсіз, электрмагниттік, күшті – бұлар өзара әсерлердің интенсивтілігінің артуы бойынша орналасқан.

Ең әлсізі гравитациялық өзара әсерлер болып табылады және барлық денелердің өзара әсерлері кезінде білінеді. Бірақ микродүние процестерін сипаттау кезінде гравитациялық өзара әсерлер маңызды орын алмайды. Әлсіз өзара әсер қысқа аралықта ғана әсер етеді және шамамен 10^{-15} м қашықтықта ғана білінеді. Электрмагниттік өзара әсер – зарядталған бөлшектердің арасындағы өзара әсер болып табылады. Күшті өзара әсер (ядролық өзара әсер) ядродағы нуклондардың байланысын қамтамасыз етеді. Күшті өзара әсер қысқа мерзімге әсер етеді, яғни шамамен 10^{-15} м қашықтықта білінеді.

Көрсетілген қасиеттерге байланысты элементар бөлшектердің түбегейлі өзара әсері 4 негізгі топтарға бөлінеді. Бірінші топқа бір ғана фотон бөлшегі жатады немесе электрмагниттік өрістің γ кванты жатады. Фотондар электрмагниттік өзара әсерлесуге қатысады. Келесі топқа күшті өзара әсерлесуге қатысатын жеңіл бөлшектер – лептондар жатады. Бұл топқа электрондар (e^- , e^+), электронды нейтрино (ν_e , $\bar{\nu}_e$), мюондар (μ^- , μ^+) және мюонды нейтрино (ν_μ , $\bar{\nu}_\mu$) жатады.

Зарядталған лептондар сонымен қатар электрмагниттік өзара әсерлесуге де қатысады.

Үшінші топ мезондарды құрайды – олар, күшті өзара әсерлерге қатысушы тұрақсыз бөлшектер. Оларға π -мезондар немесе пиондар (π^+, π^-, π^0), k -мезондар немесе каондар ($k^+, k^-, k^0, \tilde{k}^0$) және эта-мезон (η) жатады. Барлық мезондар үшін спин нөлге тең. Мезондар массасы 1000-ға тең өте ірі бөлшектер болып табылады.

Төртінші топқа өзіне нуклондарды (p, n) және массалары нуклондардың массасынан артық болатын массасы тұрақсыз гиперондарды ($\Lambda, \Sigma^+, \Sigma^-, \Sigma^0, \theta^0, \theta^-, \Omega$) қосатын бариондар болып табылады. Барлық бариондар күшті өзара әсерлерге қатысады. Барлық бариондардың спині $1/2$ -ге тең.

9-тараудың бақылау сұрақтары мен жауаптары

1. Белгілі бір металл бетіне жасыл сәуле түскен кезде ғана фотоэффект құбылысы пайда бола бастайды. Егер ол металл бетіне күлгін және қызыл сәуле түсірсек, онда фотоэффект құбылысы пайда бола ма?

Жауап. Фотоэффект құбылысының өрнегі бойынша,

$$h\nu = \frac{1}{2}mv^2 + A,$$

мұнда $\nu < \frac{A}{h}$ немесе $\lambda > \frac{hc}{A}$ болған кезде $\nu=0$ болады, яғни бұл кезде фотоэлектрондар металл бетінен ыршып шықпайды. Басқаша айтқанда, егер $\lambda > \frac{hc}{A}$ болса, онда фотоэффект құбылысы пайда болмайды. Сондықтан фотоэффект құбылысы пайда болу үшін сөзсіз $\lambda \leq \frac{hc}{A}$ шарты орындалуы керек. Бұл толқын ұзындығы фотоэффекттің қызыл шекарасы деп аталады. Күлгін сәуленің толқын ұзындығы жасыл сәуледен кіші, ал жасыл сәуленің толқын ұзындығы қызыл сәуледен кіші

206

болады. Жасыл сәуле металл бетіне түскен кезде, фотоэффект құбылысы енді ғана пайда бола бастағандықтан, жасыл сәуленің толқын ұзындығы қызыл шекара болып саналады. Егер түскен сәуленің толқын ұзындығы қызыл шекараға тең немесе қызыл шекарадан кіші болса, онда фотоэффект құбылысы пайда болады. Ал түскен сәуленің толқын ұзындығы қызыл шекарадан үлкен болса, онда фотоэффект құбылысы пайда болмайды. Сондықтан күлгін сәуле түскен кезде фотоэффект құбылысы пайда болады. Ал қызыл сәуле түскен кезде фотоэффект құбылысы пайда болмайды.

2. Жиіліктері ν_1 және ν_2 екі монохроматты сәулені b_1 және b_2 екі металл бетіне жеке-жеке түсірген кезде, егер b_1 металдан ұшып шыққан электрондардың бастапқы энергиясы, b_2 металдан ұшып шыққан электрондардың бастапқы энергиясынан көп болса, онда жиілік ν_1 сөзсіз жиілік ν_2 -ден жоғары болады деп айтуға бола ма?

Жауап. Фотоэффекттің өрнегі $h\nu = \frac{1}{2}mv^2 + A$ бойынша,

екі түрлі жағдайды қарастырып көрейік. $A_{b_1} \geq A_{b_2}$ болған кезде, егер b_1 металдан ұшып шыққан электрондардың бастапқы энергиясы, b_2 металдан ұшып шыққан электрондардың бастапқы энергиясынан көп болса, онда жиілік ν_1 сөзсіз жиілік ν_2 -ден артық болады. Ал екінші түрлі жағдайда $A_{b_1} < A_{b_2}$ болған кезде, егер b_1 металдан ұшып шыққан электрондардың бастапқы энергиясы, b_2 металдан ұшып шыққан электрондардың бастапқы энергиясынан көп болса, онда жиілік ν_1 , жиілік ν_2 -ден артық болуы да, кем болуы да мүмкін.

3. Жарық күші бірдей екі сәуле екі түрлі түсу бұрышпен бірдей екі металл бетіне түскен болса, тең уақыт аралығында металл бетінен ыршып шығатын электрондардың саны бірдей бола ма?

Жауап. Егер түскен сәуленің жиілігі фотоэффект құбылысын пайда етуге жеткілікті болса, онда металл бетінен ыршып шығатын электрондардың саны металл бетіне түскен фотондар санымен анықталады. Жарық сәулесінің түсу бұрышы

бірдей болмаса, бірлік уақыт аралығында металл бетіне түсетін фотондардың саны бірдей болмайды. Сондықтан металл бетінен ыршып шығатын электрондардың саны да бірдей болмайды.

4. *а*-бөлшектерінің шашырау тәжірибесі бізге нені түсіндіреді?

Жауап. *а*-бөлшектерінің шашырау тәжірибесі біріншіден, атомның ядролық моделінің дұрыстығын түсіндірсе және бір жақтан *а*-бөлшегі мен алтын ядросының өзара әсерлесу күші Кулон заңына сәйкес келетіндігін түсіндіреді. Бұдан алтын атом

ядросының электр өрісі Кулон заңы бойынша, яғни $\frac{1}{r^2}$

зандылығымен өзгеретіндігін білуге болады.

5. Қоздыру энергиясы дегеніміз не? Қоздыру энергиясы мен энергетикалық деңгейі арасындағы байланыс қалай болады?

Жауап. Қоздыру энергиясы деп атомның негізгі күйден қозған күйге өтуіне қажетті сырттан берілетін энергияны айтады. Сондықтан атомның белгілі бір күйдегі қоздыру энергиясы сол күйдің энергиялық мәні мен негізгі күйдің энергиялық мәнінің айырмасы арқылы анықталады.

6. Сутегі атомының теориясында электронның күйінің энергиясын бүкіл сутегі атомының күйінің энергиясы деп қарайтындығымыз неліктен?

Жауап. Сутегі атомының теориясы бойынша, электрон мен ядро Кулон күшінің әсерінде ортақ масса центрін айнала қозғалыс жасайды. Сондықтан дәлірек айтқанда, электронның қозғалысы ядро мен электронның ортақ қозғалысына тең болмайды. Алайда сутегі ядросының массасы электронның массасынан 1886 есе көп болғандықтан, әдетте біз жуықпен ядро қозғалмай тыныш тұрады деп қараймыз. Бұл кезде электронның қозғалыс күйі бүкіл атомның қозғалыс күйін сипаттайды. Сондықтан ядроның қозғалысын есепке алмаған кезде, электронның энергиясы бүкіл атомның энергиясына тең болады.

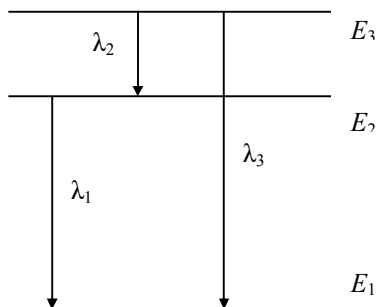
7. Сутегі атомында энергия деңгейлері артқан сайын көршілес энергия деңгейлердің арасы жақындап кететіні неліктен?

Жауап. Сутегі атомының энергетикалық деңгейі мына өрнек арқылы $E_n = -Rhc \frac{1}{n^2}$ сипатталады. Мұндағы R – Ридберг

тұрақтысы. Бас кванттық саны n артқан сайын энергетикалық деңгейі де арта береді. Көршілес екі энергия деңгейі арасындағы аралық $E_{n+1} - E_n = Rhc \left[\frac{1}{n^2} - \frac{1}{(n+1)^2} \right] = Rhc \left[\frac{2n+1}{n^2(n+1)^2} \right]$ кванттық

саны n артқан сайын азая береді де, $n \rightarrow \infty$ кезде көршілес деңгейлер бірігіп кетеді. Сондықтан энергия деңгейлері артқан сайын көршілес энергия деңгейлердің арасы жақындап кетеді.

8. Суретте (оң жақтағы) көрсетілгендей сутегі атомы қоздырылған жоғары энергетикалық деңгейден төмен энергетикалық деңгейге көшкенде толқын ұзындығы $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ үш түрлі жарық квантын шығарған болса, онда $\lambda_3 = \lambda_1 + \lambda_2$ өрнегі орындала ма?



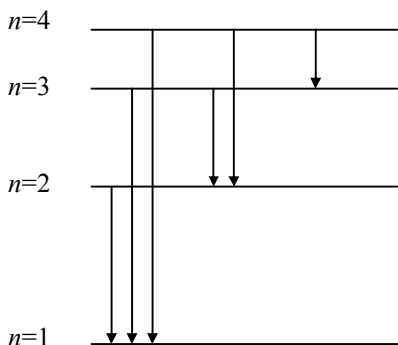
Жауап. Үш түрлі энергетикалық күйдің энергияларын айырым-айырым E_1, E_2 , және E_3 десек, онда жоғары энергетикалық деңгейден төмен энергетикалық деңгейге көшкен кезде шығарылған монохромат жарық кванты энергиялары $h\nu_1 = E_2 - E_1$, $h\nu_2 = E_3 - E_2$, $h\nu_3 = E_3 - E_1$ болады. Сондықтан $h\nu_3 = h\nu_2 + h\nu_1$ өрнегі орындалады. Мұнда

$\nu = \frac{c}{\lambda}$ өрнегін жоғары теңдеудегі жиіліктің орнына қойсақ

$hc \frac{1}{\lambda_3} = hc \frac{1}{\lambda_1} + hc \frac{1}{\lambda_2}$ келіп шығады. Бұдан $\frac{1}{\lambda_3} = \frac{1}{\lambda_1} + \frac{1}{\lambda_2}$

екендігін білеміз. Демек, $\lambda_3 = \lambda_1 + \lambda_2$ өрнегі орындалмайды.

9. Суретте (төмендегі) сутегі атомының энергия деңгейлері арасындағы көшудің бірнеше үлгілері көрсетілген. Энергия деңгейлері арасындағы көшу барысында шығарған монохроматты сәуленің қайсысының толқын ұзындығы ең қысқа болады?



Жауап. $n=4$ деңгейден $n=1$ деңгейге көшу кезінде шығарған монохроматты сәуленің толқын ұзындығы ең қысқа болады. Өйткені, бұл екі энергия деңгейінің энергиялар айырымы ең үлкен болады. Толқын ұзындығы $\lambda = \frac{hc}{E_n - E_k}$ арқылы анықталатындықтан, $\Delta E = E_n - E_k$ қаншалық көп болса, толқын ұзындығы

соншалық қысқа болады.

10. α -бөлшектерінің ыдырауы кезінде шығарылған ыдырау энергиясының барлығы α -бөлшектерінің кинетикалық энергиясына айнала ма?

Жауап. Атом ядросы ыдыраудан бұрын тыныш тұрады деп есептейміз. Қозғалыс мөлшерінің сақталу заңы бойынша ядро α -бөлшегін шығарған соң, кері бағыттағы қозғалысқа ие болады. Ядро қозғалыста болса, онда сөзсіз кинетикалық энергиясы да болады. Сондықтан ыдырау энергиясы ядроның кері бағыттағы кинетикалық энергиясы мен α -бөлшегінің кинетикалық энергиясына айналады. Алайда ядроның массасы α -бөлшегінің массасынан көп болғандықтан, ядроның ие болған кинетикалық энергиясы өте аз болады.

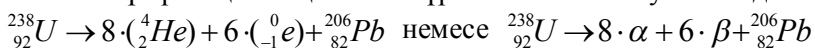
11. Атом ядросы протон мен нейтроннан құралған болып, ядро ішінде электрон болмайды. Бірақ β -ыдырауы кезінде ядродан электрон шығады. Ендеше бұл шығарылған электрон қайдан келді?

Жауап. Ядро ішінде электрон болмайтындығы рас. Бірақ белгілі шарт жағдайда протон мен нейтрон өзара бір-бірімен

алмасады. Олар өзара бір-біріне алмасу кезінде электрон бөліп шығару арқылы β -ыдырау пайда болады. Нейтрон электрон бөліп шығару арқылы протонға айналса, ал протон белгілі шарт жағдайда позитрон (антиэлектрон) бөліп шығару арқылы нейтронға айналады. Қорыта айтқанда, ядродан электрон бөліп шығаратын β -ыдырауы дегеніміз нейтронның протонға айналуы барысында электрон бөліп шығару құбылысы болып табылады.

12. Уран (${}_{92}^{238}U$) радиоактивтік ыдырау арқылы қорғасынға (${}_{82}^{206}Pb$) айналу барысында қанша рет α -ыдырау, қанша рет β -ыдырау болады?

Жауап. α -ыдырау (${}^4_2He$) кезінде жаңа ядроның заряды 2 бірлікке кемісе, ал массалық саны 4 бірлікке кемиді. Бұл реакцияны былай жазуға болады: ${}_Z^AX \rightarrow {}_Z^AY + {}^4_2He$. β -ыдырауы (${}^0_{-1}e$) кезінде жаңа ядроның массалық саны өзгермейді, бірақ заряды бір бірлікке артық болып шығады. Бұл реакцияны былайша жазуға болады: ${}_Z^AX \rightarrow {}_{Z+1}^AY + {}^0_{-1}e$. Уранның қорғасынға айналуы барысында ең әуелі массаның сақталу заңына негізделе отырып, 8 рет α -ыдырау болатындығын, одан соң зарядтың сақталу заңы бойынша 6 рет β -ыдырау болатындығын білеміз. Бұл реакцияның жалпы түрін былайша жазуға болады:



13. Сыртқы ортаның атомға әсерінен радиоактивті ыдыраудың жылдамдығы өзгере ме?

Жауап. Радиоактивті ыдырау – атом ядросының өзгерісі салдарынан өздігінен сәуле шығара отырып, басқа бір атомның ядросына айналу құбылысы. Оның ыдырау жылдамдығы жартылай ыдырау периоды арқылы анықталады. Бұл радиоактивті ядролардың жартысы ыдырап үлгеретін уақыты

болып, оны мына өрнек арқылы сипаттаймыз: $T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda}$,

мұндағы λ – ядроның ыдырау тұрақтысы. Ыдырау тұрақтысы тек қана ядроның өзіндік қасиетіне тәуелді болып, сыртқы

ортаның әсеріне (температура, қысым және магнит өрісі, тағы басқаларға) тәуелді емес. Сондықтан сыртқы ортаның атомға әсері радиоактивті ыдыраудың жылдамдығын өзгерте алмайды.

14. Дейтерий ${}^2_1\text{H}$ ядросы неліктен екі протонға ыдырамайды?

Жауап. Дейтерий ${}^2_1\text{H}$ ядросы бір протон мен бір нейтроннан құралады. Энергияның және зарядтың сақталу заңы бойынша оның екі протонға ыдырауы мүмкін емес.

15. Ядролық ыдыраудың ерекшелігі неде?

(1) Ядролық ыдырау – ядроның ішіндегі процесс болып, ол ядроның өзіне тән қасиетін сипаттайды және ол сыртқы ортаның әсеріне тәуелді болмайды.

(2) Ядролық ыдырау статистикалық процесс болып, ол барлық ядролардың белгілі бір уақыт аралығында қаншалық ыдырау ықтималдығын сипаттайды. Басқаша айтқанда, белгілі бір ядроның қашан ыдырайтындығы туралы мәселені қарастырмайды.

ПАЙДАЛАНЫЛҒАН ӘДЕБИЕТТЕР ТІЗІМІ

1. Ж. Абдулаев, Физика курсы. –Алматы: Мектеп, 1994.
2. Ж. Абдулаев, Жалпы физика курсы. – Алматы: Ана тілі, 1991.
3. Э.П.Полатбеков, Оптика. – Алматы: Мектеп, 1981.
4. Ә.Қ. Шоқанов, О. Құрманұлы, Физика. Механика. Теория, есептер, есеп шығару тәсілдері. –Алматы: ҚазҰТУ, 1998.
5. Х.Р. Майлина, Кинематика есептерін шешу әдістері. Әдістемелік нұсқау. –Алматы: ҚазҰТУ, 2001.
6. М. Жубанов, Физиканың негізгі заңдары. –Алматы: Мектеп, 1989.
7. Н. Ильясов, Жалпы физика курсы. – Алматы: Білім, 2003.
8. Н. Қойшыбаев, А. О. Шарықбаев, Физика I, II том. –Алматы: Кітап, 2001.
9. Сузыңсуй, Жалпы физика курсының сұрақтар жинағы. –ҚХР: Білім, 1983.
10. А.П. Рымкевич, Физика есептерінің жинағы. –Алматы: Мектеп, 2001.
11. Н. Қойшыбаев, Жалпы физика курсы III том. –Алматы: Зият PRESS, 2006.
12. В.С. Волькенштейн, Жалпы физика курсының есептер жинағы. – Алматы: Мектеп, 1978.
13. И.В. Савельев, Жалпы физика курсы, II том. –Алматы: Мектеп, 2004.
14. Е. Бектұрғанов, М. Қалымбетова, Б. Дуаметұлы, Студенттің пәндік оқу әдістемелік кешені. I, II том. –Алматы: ҚазҰТУ, 2005.
15. А.Ә. Әбдіқасова, Жалпы физика курсының семестрлік тапсырмалары. Оқу құралы. –Алматы: ҚазҰТУ, 2003.
16. Б. Дуаметұлы, Жалпы физика курсының негізгі бақылау сұрақтары мен жауаптары. Әдістемелік нұсқау. –Алматы: ҚазҰТУ, 2009.

МАЗМҰНЫ

Алғы сөз	3
1-Тарау	
Материялық нүкте қозғалысының кинематикасы және Ньютонның қозғалыс заңдары	5
1.1. Материялық нүкте қозғалысының кинематикалық сипаттамалары	5
1.2. Жылдамдық және үдеу	6
1.3. Айналмалы қозғалыстың кинематикасы. Бұрыштық жылдамдық және бұрыштық үдеу	10
1.4. Бұрыштық және сызықтық жылдамдық векторлары- ның арасындағы байланыс	11
1.5. Материялық нүктенің және қатты дененің динамикасы	13
1.6. Қатты дененің айналмалы қозғалысының динамикасы	16
1-тараудың бақылау сұрақтары мен жауаптары	19
2-Тарау	
Механикадағы сақталу заңдары	38
2.1. Импульстің сақталу заңы	38
2.2. Энергия, жұмыс және қуат.....	39
2.3. Кинетикалық және потенциалдық энергия	41
2.4. Энергияның сақталу заңы	43
2.5. Импульс моментінің сақталу заңы	44
2-тараудың бақылау сұрақтары мен жауаптары	45
3-Тарау	
Тербелістер мен толқындар	54
3.1. Тербелістер.....	54
3.2. Бір бағыттағы және бірдей жиіліктегі гармониялық тербелістерді қосу	55
3.3. Серіппелі, физикалық және математикалық маятниктер	57
3.4. Толқын теңдеуі	62
3.5. Тұрғын толқындар	63
3-тараудың бақылау сұрақтары мен жауаптары	66

4-Тарау	
Молекулалық физика	77
4.1. Зат құрылысының атомдық-молекулалық теориясы	77
4.2. Идеал газ теңдеуі	79
4.3. Молекула-кинетикалық теория	82
4.4. Статистикалық таралу	84
4-тараудың бақылау сұрақтары мен жауаптары	86
5-Тарау	
Термодинамика негіздері	93
5.1. Термодинамиканың бірінші бастамасы	93
5.2. Газдың жылу сыйымдылығы.....	96
5.3. Адиабаттық процесс	98
5.4. Қайтымды және қайтымсыз жылулық процестер	100
5-тараудың бақылау сұрақтары мен жауаптары	103
6-Тарау	
Электрстатика	108
6.1. Кулон заңы	108
6.2. Электрстатикалық өрістің қасиеттері	109
6.3. Электр сыйымдылығы. Конденсаторлар	112
6.4. Электрстатикалық өрістегі диэлектриктер	113
6.5. Тұрақты ток	117
6.5.1. Ток күші және ток тығыздығы	117
6.5.2. Джоуль-Ленц заңы	118
6.5.3. Электр тогының қуаты мен жұмысы	118
6.5.4. Тармақталған тізбектерге арналған Кирхгоф ережесі	119
6-тараудың бақылау сұрақтары мен жауаптары	121
7-Тарау	146
Магнит өрісі	
7.1. Био-Савар-Лаплас заңы және оны қолдану	146
7.2. Магнит өрісінің тогы бар өткізгішке әсері	147
7.3. Магнит өрісінің қозғалыстағы зарядқа әсері	147
7.4. Холл эффектiсi	148
7.5. Толық ток заңы	149
7.6. Магнит индукциясы векторының ағыны	150
7.7. Заттағы магнит өрісі	151

7.8.	Электрмагниттік индукция құбылысы	154
7.9.	Өздік индукция құбылысы	154
7.10.	Максвеллдің теңдеулерінің толық жүйесі	155
7.11.	Тербелмелі контур	156
7.12.	Айнымалы электр ток	157
	7-тараудың бақылау сұрақтары мен жауаптары	160
	8-Тарау	170
	Оптика	
8.1.	Жарықтың шағылу және сыну заңдары	170
8.2.	Фотометрия	171
8.3.	Жарықтың интерференциясы	172
8.4.	Жарықтың дифракциясы	175
8.5.	Жарық дисперсиясы	177
8.6.	Жарықтың үйектелуі	179
8.7.	Жылулық сәулелену	179
	8-тараудың бақылау сұрақтары мен жауаптары	183
	9-Тарау	
	Атом және атом ядросы	189
9.1.	Сутегі атом спектрі	189
9.2.	Бор постулаттары	191
9.3.	Фотоэффект құбылысы	193
9.4.	Комптон эффекті	194
9.5.	Де Бройль болжамы (гипотезасы)	196
9.6.	Кванттық сандар	196
9.7.	Атом ядросы	198
9.8.	Радиоактивті ыдырау	201
9.9.	Ядролық реакция	203
9.10.	Элементар бөлшектер	205
	9-тараудың бақылау сұрақтары мен жауаптары	206
	Әдебиеттер тізімі	213

Оқулық басылым

Бақыт Дуаметұлы

ЖАЛПЫ ФИЗИКА КУРСЫНЫҢ НЕГІЗДЕРІ

Оқу құралы

РББ бастығы

З.А. Ғубайдулина

Редакторы

А.И. Бейсебаева

Компьютерде беттеген

Ж.Н. Байменова

Басуға 13. 09. 2012 ж. қол қойылды

Таралымы 300 дана. Пішімі 60х84, 1/16. № 1 баспаханалық қағаз.

Көлемі 13,5 есепті баспа табақ. Шартты баспа табақ 12,5.

Тапсырыс № 611. Бағасы келісімді.

Қ.И. Сәтбаев атындағы Қазақ ұлттық техникалық университетінің
басылымы,

Ақпараттық-баспа орталығы.

Алматы қаласы, Қ.Сәтбаев көшесі, 22.

ISBN 978-601-228-334-1



9 786012 283341