



**Коммерциялық емес  
акционерлік  
қоғам**

**АЛМАТЫ ЭНЕРГЕТИКА  
ЖӘНЕ БАЙЛАНЫС  
УНИВЕРСИТЕТІ**

**Физика кафедрасы**

## **ФИЗИКА 1**

5B070200-Автоматтандыру және басқару мамандықтарының  
студенттеріне арналған дәрістер жинағы

Алматы, 2014

ҚҰРАСТЫРУШЫЛАР: Л.Х.Мажитова, Р.Н. Сыздықова, Г.Қ. Наурызбаева. Физика 1. 5В070200 - Автоматтандыру және басқару мамандықтарының студенттеріне арналған дәрістер жинағы – Алматы: АЭжБУ, 2014. – 50 б.

Бакалавриаттың автоматтандыру және басқару мамандықтары үшін «Физика1» пәні бойынша дәрістердің қысқаша мазмұны берілген. Оқу материалын меңгеру деңгейін анықтайтын оқу мақсаттары келтіріледі. «Физика 1 дәрістер конспектiсi» пән бойынша оқу үдерісін әдістемелік қамтамасыз ету жүйесінің элементі болып табылады және дәрістік сабақтарда, сондай-ақ студенттердің өзіндік жұмысында теориялық материалмен жұмыс істеуде, машықтандыру, зертханалық сабақтарына және емтиханға дайындық кезінде таратпа материал ретінде қолдануға болады. Студенттер мен жас оқытушыларға ұсынылады.

Сур. 18, әдеб. көр.- 11 атау

Пікір беруші: ИГжҚМ кафедрасының доценті Р.К. Қойлыбаева

«Алматы энергетика және байланыс университеті» коммерциялық емес акционерлік қоғамының 2014 жылғы жоспары бойынша басылады

© Алматы энергетика және байланыс университеті КЕАҚ, 2014ж.

## Мазмұны

Кіріспе	5
1 Дәріс №1. Кіріспе. Материалдық нүктелер және қатты дене кинематикасы мен динамикасы	6
1.1 Механикалық қозғалыс материя қозғалысының қарапайым формасы ретінде. Кеңістік пен уақыт. Санақ жүйесі	7
1.2 Механиканың негізгі есебі. Қатты дене қозғалысының теңдеулері	7
1.3 Айналмалы қозғалыс туралы негізгі түсініктер: күш моменті, импульс моменті, инерция моменті	8
2 Дәріс №2. Энергия және жұмыс	10
2.1 Энергия – материяның әр түрлі қозғалыс формаларының жалпы өлшемі	10
2.2 Күш жұмысы. Қуат. Бөлшектер және бөлшектер жүйесінің кинетикалық энергиясы	10
2.3 Консервативті және консервативті емес күштер. Бөлшектердің потенциалды энергиясы және оның күш өрісімен байланысы	13
3 Дәріс №3. Сақталу заңдары және механикадағы салыстырмалы принциптер	14
3.1 Импульстің және импульс моментінің сақталу заңдары	14
3.2 Механикадағы энергияның сақталу заңы	15
3.3 Эйнштейн постулаттары. Арнайы салыстырмалы теория	16
3.4 Лоренц түрлендірулері. Лоренц түрлендірулерінің инварианттары	18
4 Дәріс №4. Статикалық таралулар	18
4.1 Статикалық және термодинамикалық зерттеу әдістері	18
4.2 Энергияның еркіндік дәрежесі бойынша біркелкі таралу заңы	19
4.3 Молекулалардың жылдамдық бойынша таралуына арналған Максвелл заңы	19
4.4 Сыртқы потенциалды өрістегі молекулалардың таралуына арналған Больцман заңы	21
5 Дәріс №5. Термодинамика негіздері. Термодинамиканың екінші бастамасы	22
5.1 Жылу мен жұмыс – термодинамикадағы энергия алмасу формалары. Термодинамиканың бірінші бастамасы	22
5.2 Термодинамиканың екінші бастамасы	23
6 Дәріс №6. Вакуумдегі электростатикалық өріс	24
6.1 Электр заряды	25
6.2 Электростатикалық өріс. Электростатикалық өрістің қасиеттері	25
6.3 Электростатиканың негізгі есептері	27
6.4 Вакуумдегі электростатиканың негізгі теңдеулері	28
7 Дәріс №7. Заттардағы электростатикалық өріс	28
7.1 Диэлектриктер. Диэлектриктердің үйектелу	28

7.2	Үйектелу. Көлемдік және беттік байланысқан зарядтар	29
7.3	Электр ығысу векторы. Диэлектриктегі электростатикалық өріске арналған Гаусс теоремасы	31
7.4	Екі диэлектриктің шекарасындағы шарттар	32
8	Дәріс №8. Электростатикалық өріс энергиясы	33
8.1	Электр зарядтарының өзара әсерлесу энергиясы	33
8.2	Оқшауланған өткізгіш пен конденсатор энергиясы	34
8.3	Электростатикалық өріс энергиясы	34
9	Дәріс №9. Тұрақты электр тогы	35
9.1	Электр тогының жалпы сипаттамалары және бар болу шарттары	35
9.2	Үздіксіздік теңдеуі. Электр тогының стационарлық шарты	36
9.3	Металдардың электрөткізгіштігінің классикалық электрондық теориясы	37
10	Дәріс №10 . Вакуумдегі магнит өрісі	38
10.1	Магнит өрісі. Магнит индукция векторы	38
10.2	Суперпозиция принципі. Био-Савар-Лаплас заңы	40
10.3	Магнит ағыны. Магнит өрісінің негізгі заңдары	40
10.4	Тогы бар өткізгіштің магнит өрісінде орын ауыстыру жұмысы. Холл эффектiсі	42
11	Дәріс №11. Зат ішіндегі магнит өрісі	43
11.1	Атомдар мен молекулалардың магнит моменті	43
11.2	Заттың магниттелуі. Магниттелу	44
11.3	Заттағы өріс үшін магнитостатиканың негізгі теоремалары	44
11.4	Магнит өрісіне арналған шекаралық шарттар. Біртекті емес ортадағы магнит өрістерін есептеу	46
1	қосымша	47
2	қосымша	47
3	қосымша	47
	Әдебиеттер тізімі	48

## **Кіріспе**

«Физика 1» дәрістер жинағында осы пән бойынша бакалавриат 5B070200 – Автоматтандыру және басқару мамандығы үшін дәрістердің қысқа мазмұны берілген.

Әр дәрісте тақырыптың негізгі сұрақтары мен олардың логикалық байланысы және құрылымдық тұтастығы математикалық дәлелдеусіз немесе мысалдар келтірілмей-ақ көрсетіледі. Сондықтан, оқу-әдістемелік құрал студенттердің дәрістік сабақтар, аудиториядан тыс өзіндік жұмыстар сияқты оқу іс-әрекеттері үшін бағыттаушы құрал болып табылады.

Әр дәрістің мақсатының нақты берілуі, оқу материалының мазмұндалу формасы оның мазмұнына сай келеді, ол «Физика 1» курсы менгеруде есептеу сызбалық жұмыстарын (ЕСЖ) жүйелеуге және оны жақсы меңгеруге көмек береді.

Дәрістер жинағы жылу автоматтандыру және басқару мамандығының студенттеріне арналған. Осы мамандықтар үшін «Физика 1» курсы жалпы мазмұнға ие. Әр мамандық бойынша оқу-әдістемелік қамтамасыз етудің барлық жүйесі кейбір бөлімдерді ғана тереңірек қарастырады. Бұл бөлімдер қысқа оқу-әдістемелік құралда көрсетілмейді.

# 1 Дәріс №1. Кіріспе. Материалдық нүктелер және қатты дене кинематикасы мен динамикасы

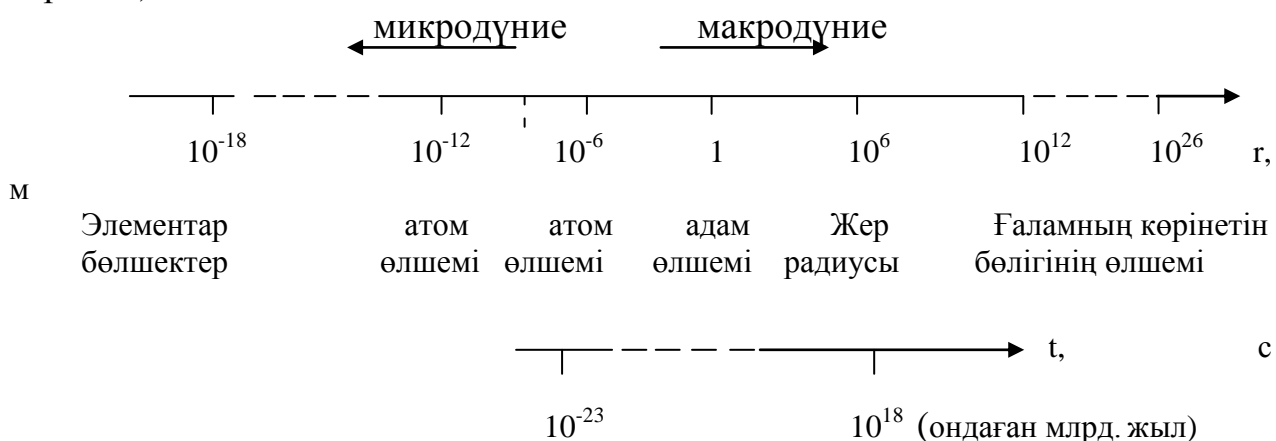
**Дәрістің мақсаты** - физика курсы мен физика ғылымы пәнінің мағынасын ашу.

**Дәрістің мазмұны** - механиканың негізгі есебінің мәні мен оны шешу әдістерінің маңыздылығы келтіріледі.

## Кіріспе

Техникалық жоғары оқу орындарындағы физика жалпы білім беруші пән болып табылады. Физика болашақ маманға негізгі базалық білім береді, оның инженерлі-техникалық ойлау қабілеті және әлемнің қазіргі жаратылыс-ғылыми бейнесі жөнінде жалпы түсінігін қалыптастырады.

Қазіргі физика өлі табиғаттың ортақ заңдарын және оның материя түрлерінің кейбір құрылымдық деңгейлерінде қолдануын зерттейді. Физиканы зерттеу нысаны - өлі табиғаттың алуан түрі (өріс, элементар бөлшектер, молекулалар, макроденелер, ғарыштық орта, вакуум және т.б.) Қазіргі кезде зерттелген (зерттелу үстіндегі) материялық құбылыстар кеңістіктік және уақыттық аймақтардың өте үлкен диапазонымен сипатталады (1.1-суретті қараңыз).



1.1 сурет – Физикада зерттелетін құбылыстардың шекаралары

Физикалық құбылыстар өтетін кеңістіктің аймақтары мен физикалық объектілердің саны жағынан өзгеруінің маңыздылығы оларды сипаттайтын заңдардың сапалық өзгеру сипатына байланысты. Табиғаттағы жылдамдықтың табиғи масштабы вакуумдегі жарықтың таралу жылдамдығы  $c = 3 \cdot 10^8$  м/с болып табылады. Ол релятивистік емес ( $v \ll c$ ) қозғалыстардың релятивистік қозғалыстардан ( $v \sim c$ ) сапалық айырмашылығымен байланысты. Физика заңдарының кванттық және классикалық шектелуі Планк тұрақтысымен ( $\hbar = 1,054 \cdot 10^{-34}$  Дж·с) байланысты.

Физика – эксперименттік ғылым және жан-жақты теориялық түрде зерттелген. Нақты физикалық заңдар негізінде: кейбір негізгі физикалық

заңдар мен принциптерден маманның кәсіби іс-әрекет саласында практикалық мәнге ие ақпаратты «ұйытудың» тиімді әдістері алынды.

## 1.1 Механикалық қозғалыс материя қозғалысының қарапайым формасы ретінде. Кеңістік пен уақыт. Санақ жүйесі

Физиканың механика бөлімі денелердің механикалық қозғалысы және осы қозғалыспен байланысқан денелер арасындағы өзара әсерлесуді зерттейді. *Механикалық қозғалыс дегеніміз денелердің немесе оны құрайтын бөлшектердің кеңістікте уақыт бойынша өзара орындарының өзгерісі.*

Кеңістік және уақыт ұғымдары физикалық теорияның негізін құрайды. Кеңістік және уақыт материядан ажырамайды, олар бір-бірімен байланысқан материяның болатын формалары. Кеңістік - материалдық нысандардың бар екендігін көрсетсе, уақыт - құбылыстардың ауысу ретін анықтайды.

Кеңістік пен уақыттың абстрактілі математикалық модельдері (мысалы, эвклид кеңістігі) қандай да бір дәрежеде жоғары оқу орнындағы физиканың негізгі есептерінің бірі болып табылатын кеңістік пен уақыттың нақты қасиеттерін көрсетіп береді.

Барлық қозғалыс салыстырмалы. Механикалық қозғалысты сипаттау үшін санақ жүйесі: денелер жиынтығы, координата мен сағат жүйелері қажет болады.

## 1.2 Механиканың негізгі есебі. Қатты дене қозғалысының теңдеулері

Егер зерттелетін жүйенің бастапқы мезетте күйі белгілі болған жағдайда, оның (материалдық нүкте, материалдық нүктелердің жиынтығы, қатты дене) кез-келген уақыт мезетінде күйін анықтау – механиканың негізгі есебі болып табылады.

Классикалық механикада бөлшектің күйі берілген уақыт мезетінде оның үш координатасы  $(x, y, z)$  және импульстерінің проекциялары  $(p_x, p_y, p_z)$  арқылы сипатталады.

Қатты дене әр түрлі күрделі қозғалыстарды жасай алады. Олардың барлығын екі қарапайым: *ілгерілемелі* және *айналмалы* қозғалыстардан тұрады. Ілгерілемелі қозғалыс деп, қозғалыстағы денемен байланысқан кез-келген түзу өзіне-өзі параллель болып қалатын қозғалысты айтады. Қатты дененің ілгерілемелі қозғалысы массасы дененің массасына тең және *инерция центріне* орналасқан бөлшектің қозғалысына эквивалентті. Оның *қозғалыс динамикасының теңдеуі* Ньютонның екінші заңы бойынша

$$m\vec{a}_c = \sum \vec{F}_{\text{сыр}}, \quad (1.1)$$

мұндағы  $\vec{a}_c$  - қатты дененің инерция (массалық) центрінің үдеуі;

$\sum \vec{F}_{\text{сыр}}$  -денеге әсер ететін сыртқы күштердің векторлық қосындысы. Теңдеудің жалпылама түрі:

$$\frac{d\vec{P}_c}{dt} = \vec{F}. \quad (1.2)$$

мұндағы  $\vec{P}_c$  – дененің инерция центрінің импульсі.

### 1.3 Айналмалы қозғалыс туралы негізгі түсініктер: күш моменті, импульс моменті, инерция моменті

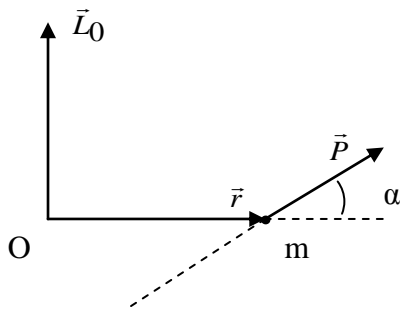
Қатты дене бекітілген осьтің айналып қозғалғанда дененің барлық нүктелері центрі осы осьте жататын шеңбер бойымен қозғалады. Бұл жағдайда дененің күйі осьті айналу бұрышы және бұрыштық жылдамдықпен беріледі.

Бөлшектің  $O$  –айналу нүктесіне қатысты импульс моменті деп векторына тең шаманы айтады,

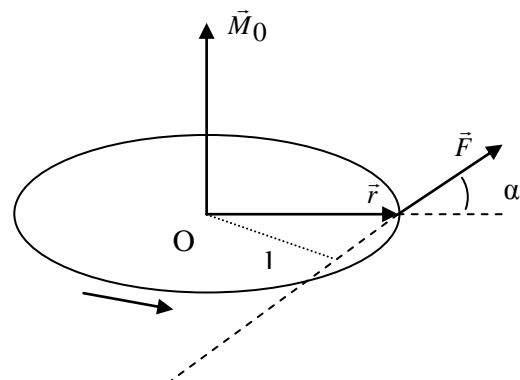
$$\vec{L}_0 = [\vec{r}\vec{p}], \quad (1.3)$$

мұндағы  $\vec{r}$  – берілген уақыт мезетіндегі бөлшектің радиус-векторы;  
 $\vec{p}$  – оның импульсі ( $\vec{p} = m\vec{v}$ ).

Импульс моментінің векторы  $\vec{r}$  және  $\vec{p}$  векторлары жатқан жазықтыққа перпендикуляр болады (1.2-суретті қараңыз).



1.2 сурет



1.3 сурет

Бөлшектер жүйесінің импульс моменті жүйенің барлық бөлшектерінің импульс моменттерінің векторлық қосындысына тең

$$\vec{L} = \sum \vec{L}_{0i} \quad (\vec{p} = \sum \vec{p}_i \text{ ұқсас}). \quad (1.4)$$

$O$  айналу нүктесіне қатысты күш моменті деп тең  $\vec{M}_0$  векторын айтады,

$$\vec{M}_0 = [\vec{r}\vec{F}], \quad (1.5)$$

мұндағы  $\vec{r}$  –  $\vec{F}$  күш түсірілген нүктеге жүргізілген радиус–вектор.



Күш моменті күштің денені нүктеге қатысты айналдыру қабілетін сипаттайды. О нүктесіне бекітілген дене  $\vec{F}$  күштің әсерінен  $\vec{M}$  моменттің бағытымен сәйкес келетін осьті айналады (1.3 суретті қараңыз).

(1.1) теңдеуінен уақыт бойынша туынды алып, күш моментінің бөлшектің импульс моментінің өзгеру жылдамдығы арқылы анықталатынын көруге болады:

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{M}. \quad (1.6)$$

(1.6) қатынасы моменттер теңдеуі деп аталады.

Бекітілген Oz айналу осін қатты дене айналып қозғалады делік. Денеге күш  $\vec{F}$  түсірілген. Oz айналу осіне қатысты күш моменті деп О нүктесіне қатысты  $\vec{M}_0$  күш моментінің  $M_z$  проекциясын айтады. Ол берілген күштің берілген осьті айналдыру қабілетін сипаттайды және

$$M_z = ([\vec{r}\vec{F}])_z = RF_{\perp} \sin \alpha = F_{\perp} l, \quad (1.7)$$

тең болады,

мұндағы  $l = R \sin \alpha$ -ға тең  $F_{\perp}$  күшінің иіні;

$\vec{R}$  – оське перпендикуляр жазықтықта осьтен күш түсірілген нүктеге дейін жүргізілген радиус-вектор;

$F_{\perp}$  –  $\vec{F}$  күштің осы жазықтыққа жүргізілген проекциясы.

Дененің оське қатысты импульс моментін анықтау үшін (1 қосымша, 1-суретті қараңыз) осы дененің барлық бөлшектерінің айналу нүктесіне қатысты қорытқы импульс моментінің осы оське проекциясын алу қажет

$$L_z = (\sum \vec{L}_{0i})_z = (\sum [m_i \vec{r}_i \vec{v}_i])_z. \quad (1.8)$$

(1.6) өрнегін мына түрге оңай түрлендіруге болады:

$$L_z = \sum \omega \cdot m_i \cdot R_i^2 = \omega \cdot \sum m_i \cdot R_i^2; \quad (1.9)$$

$$J_z = \sum m_i \cdot R_i^2. \quad (1.10)$$

Бұл шаманы оське қатысты дененің *инерция моменті* деп атайды. Инерция моменті дене массасының осьті айналу орналасуына тәуелді және айналмалы қозғалыс кезіндегі дененің инерттілік қасиетін сипаттайды. Осылайша,

$$L_z = J_z \cdot \omega, \text{ немесе } \vec{L} = J \cdot \vec{\omega}. \quad (1.11)$$

(1.11) –ды ескере отырып, (1.6) және (1.7) –теңдеулерінен алатынымыз

$$M_z = J_z \cdot \varepsilon, \quad (1.12)$$

мұндағы  $M_z$  – Z осіне қатысты денеге түсірілген барлық күштің моменті;

$J_z$  – берілген оське қатысты дененің инерция моменті;

$\varepsilon$  – айналып қозғалған дененің бұрыштық үдеуі.

(1.12) өрнегі бекітілген осьті айналып қозғалған қатты дененің айналмалы қозғалысының динамикасының негізгі заңын береді.

## 2 Дәріс №2. Энергия және жұмыс

**Дәрістің мақсаты** - энергия, жұмыс, қуат ұғымдарын меңгеру.

**Дәрістің мазмұны** - энергияның әр түрін есептеу әдісі ұсынылады.

### 2.1 Энергия – материяның әр түрлі қозғалыс формаларының жалпы өлшемі

Материяның қозғалыс формалары өте көп. Оның ішіндегі ең қарапайымы – механикалық қозғалыс. Оны сандық түрде сипаттау үшін біз импульс -  $\vec{p} = m\vec{v}$  ұғымын енгіздік. Жылулық қозғалыстың сандық сипаттамасы – температура болса, электр өрісінің сипаттамасы -  $\vec{E}$  кернеулік және т.б. Бұл шамалардың барлығы материяның әр түрлі қозғалыс формаларының сапалық ерекшеліктерін көрсетеді. Сондықтан материяның барлық қозғалыс формаларына қатысты және олардың өзара түрленуін көрсететін физикалық шаманы енгізу қажет. Физикадағы ортақ ұғымдардың бірі - энергия осындай физикалық шама болып табылады.

Энергия материяның әр түрлі қозғалыс формаларының ортақ өлшемі (еске сақтаңыз: энергия ұғымы физикаға енгізілген. Бұл адамның ойлау іс-әрекетінің өнімі).

Қозғалыс материяның ажырамас бөлігі болғандықтан, кез-келген жүйе энергияға ие болады. Жүйенің энергиясы жүйеде мүмкін болатын өзгерістерді (сандық және сапалық) сандық түрде сипаттайды. *Энергия – күй функциясы.*

Табиғатта механикалық қозғалысы мен энергиясы бір денеден басқа денеге берілетін процестер үздіксіз жүріп тұрады. Дененің механикалық қозғалысының өзгерісін оған басқа денелер тарапынан әсер етуші күштер тудырады. Өзара әсерлесуші денелер арасындағы энергия алмасу процесін сандық түрде сипаттау үшін берілген денеге түсірілген күштің жұмысын қарастырады. *Жұмыс – күштік өзара әсерлесу процестерінде энергияның өзгеру шамасы.*

### 2.2 Күш жұмысы. Қуат. Бөлшектер және бөлшектер жүйесінің кинетикалық энергиясы

Массасы  $m$  қандай да бір бөлшекті қарастырайық. Оған  $\vec{F}$  күшпен әсер етейік. Осы бөлшек үшін Ньютонның екінші заңының теңдеуі

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{F} . \quad (2.1)$$

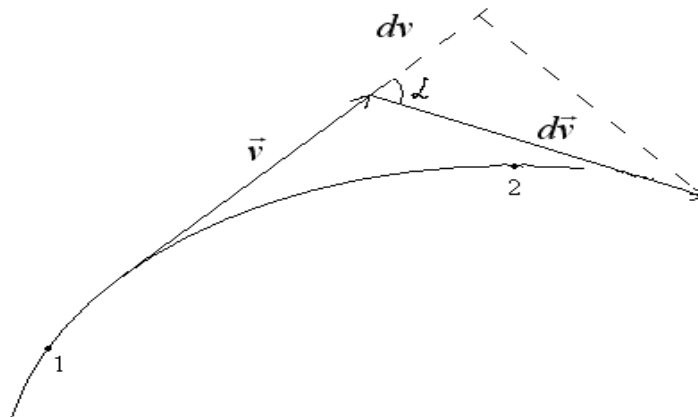
(2.1) теңдеуін бөлшектің шексіз аз  $d\vec{r}$  орын ауыстыру векторына көбейтсек ( $d\vec{r} = \vec{v}dt$  екенін ескереміз)

$$m \left( \vec{v} \frac{d\vec{v}}{dt} \right) dt = (\vec{F} d\vec{r}) . \quad (2.2)$$

2.1- суреттен  $\vec{v} d\vec{v}$  скаляр көбейтіндісі

$$v d\vec{v} = v dv \cos \alpha = v |d\vec{v}|_{\tau} = v dv = d \left( \frac{v^2}{2} \right)$$

тең болады.



2.1 сурет

Сонда,

$$d \left( \frac{v^2}{2} \right) = \vec{F} d\vec{r} . \quad (2.3)$$

(2.3) –тің оң жағындағы шама  $\vec{F}$  күштің  $dA$  жұмысы деп аталады.

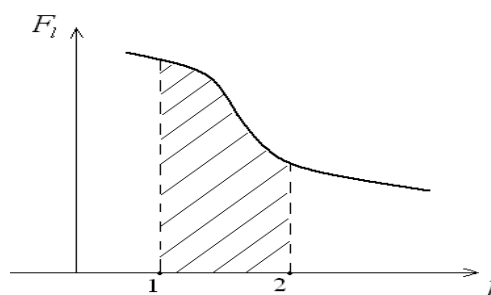
$$dA = (\vec{F} d\vec{r}) = F dr \cos \alpha , \quad (2.4)$$

мұндағы  $\alpha$  –  $\vec{F}$  күш пен  $d\vec{r}$  орын ауыстырудың арасындағы бұрыш.

(2.4) формуласы  $\vec{F}$  күштің элементар жұмысын сипаттайды. Денені шекті қашықтыққа орын ауыстырғанда атқарылатын толық жұмыс қозғалыс траекториясы бойынша алынған қисық сызықты интеграл бойынша анықталады.

$$A_{12} = \int_1^2 dA = \int_1^2 (\vec{F} d\vec{r}) = \int_1^2 F_{\tau} dl . \quad (2.5)$$

Күш жұмысы – алгебралық шама, ол оң да, теріс те, нөлге де тең болуы мүмкін. Жұмыстың графикалық түрде анықталуы 2.2- суретте көрсетілген.



2.2 сурет

(2.3) теңдеуінің сол жағын қарастырайық. Ол қандай да бір функцияның толық дифференциалын береді.

$$W_k = \frac{mv^2}{2} + const . \quad (2.6)$$

$W_k$  шамасы бөлшектің кинетикалық энергиясы деп аталады. *Кинетикалық энергия – толық энергияның бөлшектің қозғалысымен байланысты бөлігі.* Тыныштықта тұрған дененің ( $V=0$ ) кинетикалық энергиясы болмайтынын ескерсек, (2.6)-дан

$$W_k = \frac{mv^2}{2} = \frac{p^2}{2m} . \quad (2.7)$$

тең екені шығады.

Қозғалмайтын осьті айналып қозғалған қатты дененің айналмалы қозғалысы кезіндегі кинетикалық энергиясы

$$W_k = \frac{I\omega^2}{2} = \frac{L^2}{2I} . \quad (2.8)$$

(2.7) және (2.8) өрнектері релятивистік емес ( $v \ll c$ ) бөлшектер үшін дұрыс болады. (2.7) өрнегі бөлшекке бірнеше күш әсер еткен жағдайда да дұрыс болып табылады. Онда  $A_{12}$  - барлық күштердің жұмыстарының қосындысы. Олай болса, бөлшектің кинетикалық энергиясының өзгерісі осы бөлшекке әсер етуші барлық күштердің жұмысына тең болады.

$$A_{12} = W_{k2} - W_{k1} . \quad (2.9)$$

Бірлік уақыт ішінде істелінген жұмысқа тең физикалық шама қуат деп аталады

$$N = \frac{dA}{dt} . \quad (2.10)$$

### 2.3 Консервативті және консервативті емес күштер. Бөлшектердің потенциалды энергиясы және оның күш өрісімен байланысы.

Барлық күштерді физикалық табиғатына тәуелсіз консервативті және консервативті емес күштер деп екі топқа бөледі. Егер күштің жұмысы бөлшектің бастапқы нүктеден соңғы нүктеге қандай траекториямен орын ауыстырғанына байланысты болмаса, ондай күштер консервативті күштер деп аталады.

$$A_{12} = \int_{l_1} (\vec{F} d\vec{r}) = \int_{l_2} (\vec{F} d\vec{r}). \quad (2.11)$$

Егер орын ауыстыру тұйық жолмен өтсе, консервативті күштің жұмысы нөлге тең болады

$$\oint \vec{F} d\vec{r} = 0. \quad (2.12)$$

Орталық күштер (гравитациялық, кулондық), ауырлық күші, серпімділік күші консервативті күштерге жатады.

Консервативті емес күштің жұмысы орын ауыстыру өтетін жолға тәуелді болады. Мұндай күштерге үйкеліс күштері, ортаның кедергі күші жатады. Үйкеліс күшінің жұмысы әрқашан теріс болады. Мұндай күштер диссипативті деп аталады.

Кеңістіктің әрбір нүктесінде бөлшекке бір нүктеден екінші нүктеге  $\vec{F}(\vec{r})$  заңдылығымен өзгертін күш әсер ететін кеңістіктің аймағын *күш өрісі* деп атайды. Күш өрістері векторлық болып табылады. Күш өрісі біртекті (ауырлық күшінің өрісі), орталық (гравитациялық өріс) болып бөлінеді. Консервативті күштер өрісі ерекше қасиеттерге ие, олар потенциалды өрістер класын құрайды. Әр нүктедегі өрісті кеңістіктегі нүктенің орнына және  $\vec{F}(\vec{r})$  күштің сипатына тәуелді болатын қандай да бір  $W_p(\vec{r})$  функциясымен сипаттауға болады. Олай болса, бөлшек 1 нүктеден 2 нүктеге орын ауыстырғанда  $\vec{F}(\vec{r})$  консервативті күштің жұмысы  $W_p$  функциясының кемуіне тең болады

$$A_{12} = W_{p1} - W_{p2} = -\Delta W_p. \quad (2.13)$$

$W_p$  - функциясы сыртқы консервативті өрісте бөлшектің потенциалдық энергиясы деп аталады. Мұндай өрісте жұмыс потенциалдық энергия есебінен жасалатынын (2.13) теңдеуінен көруге болады.

*Бөлшектің потенциалдық энергиясы  $W_p(\vec{r})$  өрісті тудыратын объектілермен өзара әсерлесу энергиясы болып табылады.* (2.13) формуласы әрбір нақты жағдайда  $W_p$  үшін (кез-келген тұрақтыға дейінгі дәлдікпен) өрнегін алуға мүмкіндік береді.

Потенциалды өрісте орналасқан бөлшектің энергиясы мен күштің арасындағы байланысты анықтайық. Ол үшін элементар жұмыстың формуласын жазамыз

$$dA = -dW_p = (\vec{F} d\vec{r}) = F |d\vec{r}| \cos \alpha = F_l dl. \quad (2.14)$$

$\vec{F}$  күштің кез-келген  $l$  бағытқа проекциясы

$$F_l = -\frac{\partial W_p}{\partial l}. \quad (2.15)$$

Орын ауыстыру бағыты ретінде  $x$ ,  $y$ ,  $z$  координат осьтері бойындағы бағыттарды аламыз

$$\vec{F} = -\left( \frac{\partial W_p}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial W_p}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial W_p}{\partial z} \vec{k} \right). \quad (2.16)$$

### 3 Дәріс №3. Сақталу заңдары және механикадағы салыстырмалы принциптер

**Дәрістің мақсаты** - сақталу заңдарын табиғаттың негізгі заңдары ретінде мағынасын түсіндіру, салыстырмалылықтың механикалық принципі мен арнайы салыстырмалылық теориясының негізгі принциптерін, олардың салдарларының маңыздылығын түсіндіру.

**Дәрістің мазмұны** - сақталу заңдары және механикадағы салыстырмалы принциптердің тұжырымдалуы мен қолдану шектері айтылады.

Импульстің, импульс моментінің және энергияның сақталу заңдары басқа заңдардан ерекшеленеді. Бұл табиғаттың негізгі заңдары тек классикалық механикада ғана емес, релятивистік физика мен кванттық механикада да орындалады.

Барлық сақталу заңдары алғашында бірнеше эксперименттік фактілердің жалпылау ретінде тәжірибелік жолмен ашылған. Кейін, олардың сақталу заңдарының терең өзара байланысы түсіндірілді және қандай шарттар орындалғанда олар өзінің формасын өзгерте алатынын көрсетуге болады.

#### 3.1 Импульстің және импульс моментінің сақталу заңдары

Импульстің сақталу заңы негізінде кеңістіктің барлық нүктелерінде қасиеттері бірдей болатын *кеңістіктің біртектілігі* қасиеті бар, табиғаттың жалпы заңы.

Импульстің сақталу заңы оқшауланған жүйелерде орындалады. Егер жүйе сыртқы күш өрісінде болса, онда ол кеңістіктің әр түрлі аймақтары эквивалентті болмайды.

Сыртқы күштер (өзара әсерлесуші денелердің жиынтығы) әсер етпейтін жүйе оқшауланған жүйе деп аталады..

*Материалдық нүктелердің (денелердің) оқшауланған жүйесінің толық импульс уақыт бойынша өзгермейді*

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = 0, \quad \vec{p} = \sum_{i=1}^N \vec{p}_i = const. \quad (3.1)$$

Айналмалы қозғалыс динамикасының негізгі заңын қорытқан кезде біз қатты денені материалдық нүктелер жиынтығы деп қарастырып, мынадай қорытындыға келдік

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{M}, \quad (3.2)$$

мұндағы  $\vec{L} = \sum \vec{L}_i$  – жүйенің импульс моменті;

$\vec{M}$  – жүйеге әсер ететін сыртқы күштердің қорытқы моменті.

Ішкі күштердің моменттерінің қосындысы кез-келген жүйе үшін нөлге тең.

Егер сыртқы күштер болмаса (оқшауланған жүйеде), онда  $\frac{d\vec{L}}{dt} = 0$ , сондықтан,  $\vec{L} = const$ .

$$\vec{L} = \sum \vec{L}_i = const \quad (3.3)$$

*материялық нүктелер (денелер) оқшауланған жүйесінің импульс моменті тұрақты болып қалады.*

Егер дене қозғалмайтын осьті айналып қозғалса,  $M_z = 0$ , онда  $L_z = const$ .  $L_z = I\omega$  екенін ескерсек

$$\sum_{i=1}^N L_z = I_i \omega_i = const. \quad (3.4)$$

Импульс моментінің сақталу заңы да импульстің сақталу заңы сияқты табиғаттың негізгі заңы болып табылады. Оның негізінде кеңістіктің *изотроптылық қасиеті* жатыр, тұйық жүйенің бұрылуы оның механикалық қасиеттеріне әсер етпейді.

### 3.2 Механикадағы энергияның сақталу заңы

Энергияның сақталу және айналу заңы табиғаттың негізгі заңдарының бірі болып табылады. Энергияның сақталу заңы негізінде уақыттың біртектілігі жатыр, яғни уақыттың барлық кезеңі бірдей. Уақыттың әр кезеңдерінің эквивалентті болу себебі кез-келген физикалық процесс оның қашан басталғанына тәуелсіз бірдей жүріп отырады. Энергияның сақталу және айналу заңының терең мағынасы бар. Ол қозғалыстың материяның ажырамас қасиеті екенін, оның пайда болмайтынын және жоғалмайтынын, бір түрден екінші түрге айналатынын көрсетеді.

Бөлшек пен бөлшектер жүйесінің толық механикалық энергиясын қарастырайық. (2.9) формуласына оралайық. Бөлшекке консервативті  $\vec{F}^*$  және консервативті емес  $\vec{F}$  күштер әсер етеді делік. Онда

$$W_{k2} - W_{k1} = A_{12}^* + A_{12}. \\ A_{12}^* = W_{p1} - W_{p2} \text{ екенін ескерсек,} \\ (W_{k2} + W_{p2}) - (W_{k1} + W_{p1}) = A_{12}. \quad (3.5)$$

Бөлшектің толық механикалық энергиясы  $W$  кинетикалық және потенциалдық энергияларының қосындысына тең. Консервативті күш өрісіндегі бөлшектің толық механикалық энергиясының өзгерісі бөлшекке әсер ететін консервативті емес күштердің жұмысына тең

$$W_2 - W_1 = A_{I2} . \quad (3.6)$$

$N$  өзара әсерлеспейтін бөлшектер жүйесінің энергиясы осы жүйені құрайтын бөлшектердің барлық энергияларының қосындысымен анықталады

$$W = \sum_{i=1}^N W_i = \sum_{i=1}^N (W_{ki} + W_{pi}) . \quad (3.7)$$

Егер бөлшектер бір-бірімен өзара әсерлесетін болса, аддитивті болып табылмайтын олардың өзара әсерлесу энергиясын ескеру қажет.

$$W = \sum_{i=1}^N (W_{ki} + W_{pi}) + W_{oz} . \quad (3.8)$$

Егер жүйе бөлшектерінің арасында сыртқы күштер болмай ( $A_{I2} = 0$ ), тек қана консервативті күштер әсер етсе (мұндай жүйені консервативті де атайды), (3.6) формуладан көретініміздей оның толық механикалық энергиясы сақталып қалады. Бұл тұжырым толық механикалық энергияның сақталу заңы болып табылады. *Толық механикалық энергия тек денелердің оқшауланған консервативті жүйесінде ғана сақталады.*

Импульстің, импульс моментінің және энергияның сақталу заңдары - қуатты және тиімді зерттеу аспабы. Сақталу заңдарының осы қасиеті мынадай себептерге байланысты:

- сақталу заңдары бөлшектердің траекториясына, әсер етуші күштердің сипатына тәуелсіз. Сондықтан, қозғалыс теңдеулерін қарастырмай-ақ, әр түрлі механикалық процестердің қасиеттері жөнінде жалпы және маңызды қорытындылар жасауға мүмкіндік береді;

- бұл дәлел әсер етуші күштер белгісіз болған жағдайда (денелердің, молекулалардың соқтығысуы) да сақталу заңдарын қолдануға болатынын көрсетеді.

### 3.3 Эйнштейн постулаттары. Арнайы салыстырмалы теория

Арнайы салыстырмалылық теориясы кеңістіктің біртекті және изотроптылығын, уақыттың біртектілігін бейнелейтін кеңістік пен уақыт жөнінде физикалық теория.

Эйнштейннің арнайы салыстырмалылық теориясы негізін екі постулат құрайды: салыстырмалылықтың жалпылама принципі және вакуумдағы жарық жылдамдығының тұрақтылық принципі:

- барлық физикалық құбылыстар инерциалдық санақ жүйелерінде бірдей өтеді;

- вакуумдегі жарық жылдамдығы барлық инерциалдық санақ жүйелерінде бірдей және ол жарық көздері мен қабылдағыштардың қозғалыстарына тәуелсіз, универсал тұрақты болады. Оның шамасы



$$c = 2,99793 \cdot 10^8 \text{ м/с.}$$

Эйнштейннің негізгі постулаттарының салдарлары:

- уақыт әр түрлі санақ жүйелерінде әр түрлі өтеді. Оқиғаның қай санақ жүйесіне қатысты екені көрсетілгенде ғана екі оқиғаның арасындағы белгілі уақыт аралығы болады деп айтуға болады. Қандай да бір санақ жүйесінде бір мезгілде өтетін оқиғалар басқа санақ жүйелерінде басқаша өтеді;

-  $K$  және  $K'$  санақ жүйелеріндегі бір оқиғаның уақыт аралықтарының салыстырмалылығы

$$\Delta t' = \Delta t \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}. \quad (3.9)$$

Объектімен бірге қозғалған сағат бойынша есептелген уақыт осы объектінің  $\tau_0$  меншікті уақыты деп аталады.

$$\Delta t = \frac{\Delta \tau_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \quad (3.10)$$

Қозғалыстағы сағат қозғалмайтын сағатқа қарағанда баяу жүреді. Сағат қозғалмайтын жүйедегі уақыт жүрісінің баяулауы сағат қозғалысының оның жұмыс істеуі әсеріне байланыссыз, ол тек уақыттың салыстырмалылығын көрсетеді. Сонымен, бірегей әлемдік уақыт болмайды. Уақыт, оның жүрісі, бірмезгілділік ұғымдары салыстырмалы.

Кеңістік интервалдарының салыстырмалылығы

$$\Delta l = \Delta l_0 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}. \quad (3.11)$$

Стержень қозғалмайтын жүйедегі санақ жүйесінде өлшенген стерженьнің ұзындығы  $\Delta l_0$  *меншікті ұзындық* деп аталады. (3.11)-ден көретіміздей *меншікті ұзындықтың* шамасы ең үлкен, яғни барлық санақ жүйесінде денелердің ұзындығы меншікті ұзындықпен салыстырғанда қысқарады. Осы құбылыс қозғалыс бағытында дене өлшемдерінің лоренцтік қысқаруы деп аталады. Денелердің геометриялық өлшемдерінің лоренцтік қысқаруы дене өлшемдеріне қозғалыстың физикалық әсерімен байланысты емес. Ол кеңістік аралықтарының абсолют еместігін, оның санақ жүйесіне байланысты екендігін көрсетеді.

### **3.4 Лоренц түрлендірулері. Лоренц түрлендірулерінің инварианттары**

Арнайы салыстырмалылық теориясында кеңістік пен уақыттың қасиеттерін бейнелеуші координата мен уақытты релятивистік түрлендіру Лоренц түрлендірулері деп аталады. Осы түрлендіруге сәйкес,  $K'$  жүйеден  $K$

жүйеге өту (3.11) формуласы арқылы, ал  $K$  жүйеден  $K'$  жүйеге өту (3.12) формуласы арқылы жүзеге асады.

$$x = \frac{x' + vt'}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad y = y', \quad z = z', \quad t = \frac{t' + \frac{x'v}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad (3.11)$$

$$x' = \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad y' = y, \quad z' = z, \quad t' = \frac{t - \frac{xv}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \quad (3.12)$$

Координат пен уақыт түрлендірулері негізінде салыстырмалылық принципінің тағы бір тұжырымын беруге болады: *физикалық заңдар Лоренц түрлендірулеріне қатысты инвариантты болады.*

#### 4 Дәріс №4. Статикалық таралулар

**Дәріс мақсаты** - статикалық және термодинамикалық зерттеу әдістерінің маңыздылығын анықтау.

**Дәрістің мазмұны** - классикалық статикалық физиканың негізгі заңдары баяндалады

##### 4.1 Статикалық және термодинамикалық зерттеу әдістері

*Статикалық физика және термодинамика* – макроскопиялық физикалық жүйелердің ортақ қасиеттерін зерттейтін бір-бірімен сабақтас физиканың бөлімдері.

Ең абсолютті сенімді принцип болып саналатын термодинамика бастамалары негізінде тәжірибелерде тікелей өлшенетін шамалармен (макроскопиялық параметрлер: көлем, температура, қысым және т.б.) сипатталатын материялық денелердің қасиеттерін зерттеу *термодинамиканың негізгі тапсырмасы* болып табылады. Бұл жағдайда заттың құрылымы жөнінде ешқандай модельдік көріністер қарастырылмайды. Термодинамика күші термодинамика бастамалары қаншалықты сенімді болып табылса, оның қорытындыларының сондай дәрежеде болуында.

*Статикалық физика* макроденелердің құрылымы жөнінде *атом-молекулалық көрініс моделі* (мысалы, идеал газ моделі) және математикалық статистика негізделген. Макрожүйелердің қасиеті жүйені құрайтын бөлшектердің қасиеті бойынша, олардың қозғалысының ерекшеліктері және осы бөлшектердің динамикалық сипаттамаларының (энергия, жылдамдық және т.б.) орташа мәндері бойынша анықталады. Статикалық физика орташа шамаларды есептеу әдістерін және олардың көмегімен жүйенің

макропараметрлерін анықтауға үлкен мүмкіндік береді. Молекула-кинетикалық теорияның негізгі теңдеуі осындай жолмен алынған

$$p = \frac{2}{3} n < \varepsilon_n >, \quad (4.1)$$

мұндағы  $p$  – газдың қысымы;  
 $n$  – бірлік көлемдегі газ молекулаларының саны (молекула концентрациясы);

$< \varepsilon_n >$  – молекулалардың ілгерілемелі қозғалысының орташа энергиясы.

Бұл екі әдістің өзіндік жетістіктері де, кемшіліктері де бар. Оларды үйлестіре қолдану дәл және сенімді нәтиже береді.

#### 4.2 Энергияның еркіндік дәрежесі бойынша біркелкі таралу заңы

*Еркіндік дәрежесі бойынша энергияның біркелкі үлестіру заңы* - классикалық жүйелерге қолданатын статиканың негізгі заңдарының бірі.

Жылулық тепе-теңдік жағдайында молекуланың әр еркіндік дәрежесіне  $\frac{1}{2}kT$

тең орташа бірдей кинетикалық энергиядан келеді. Мұндағы,

$k = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{Дж}}{\text{К}}$  - Больцман тұрақтысы.

Хаосты қозғалыс кезінде қозғалыстың ешбір түрі бірақ тербелмелі қозғалыс кинетикалық энергияның потенциалдық энергияға ауысуынан және керісінше болуымен байланысқан. Молекуладағы атомның тербеліс энергиясын ескерсек, орташа кинетикалық және орташа потенциалдық энергиясын қарастыруымыз қажет. Молекуланың толық энергиясы

$$< \varepsilon > = \frac{i}{2} kT, \quad (4.2)$$

$$i = i_{\text{пл}} + i_{\text{айн}} + 2i_{\text{терб}}, \quad (4.3)$$

мұндағы  $i$  – молекуланың еркіндік дәреже саны.

#### 4.3 Молекулалардың жылдамдық бойынша таралуына арналған Максвелл заңы

Термодинамикалық тепе-теңдік күйде тұрған газды қарастырайық. Оның бөлшектерінің қозғалысы классикалық механика заңдарына бағынады. Газда  $N$  молекула бар, әр молекуланың массасы  $m$ . Жылулық хаосты қозғалыс молекулалардың таралуы қозғалыс бағыты бойынша біркелкі болуымен сипатталады (барлық бағыттар бірдей ықтималды). Бірақ молекула жылдамдықтарының сандық мәндері бірдей бола алмайды, соқтығысу нәтижесінде уақытқа тәуелсіз молекулалардың жылдамдық бойынша қандай да бір таралуы орнығу керек.

Егер газ молекулаларының жылдамдықтары  $0 \leq v \leq \infty$  мәндерін қабылдаса, онда  $N$  жалпы молекулалар санының  $dN$  қаншасы берілген жылдамдықтан қандай да бір  $dv$  интервалда жататын жылдамдыққа ие болады деген сұрақ туындайды

$$dN = Nf(v)dv . \quad (4.4)$$

$$f(v) = \frac{dN}{Nd v} \quad (4.5)$$

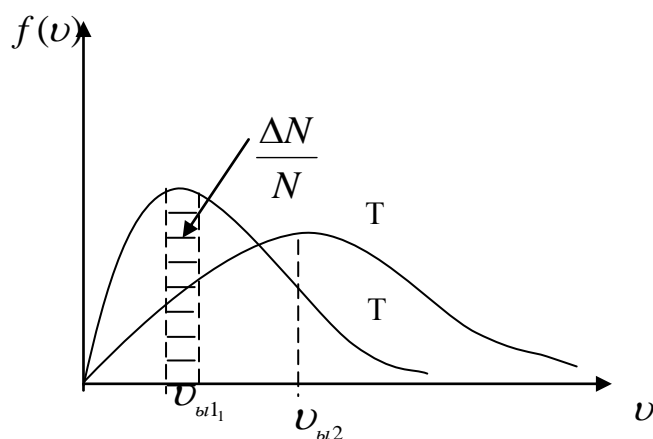
функциясы молекулалардың жылдамдық бойынша үлестірім функциясы деп аталады. Оның мәні мынада:  $f(v)$  функциясы жылдамдықтары жылдамдықтың  $v$  берілген мәнінен бірлік интервалда жататын молекулалардың үлесін анықтайды.  $f(v)$  функциясы нормалау шартын

$$\int_0^{\infty} f(v)dv = 1 \text{ қанағаттандырады.}$$

Газ молекулаларының жылдамдық бойынша үлестірімі жөніндегі есепті 1859 – 1860 ж.ж. Дж. К. Максвелл тұжырымдап, шығарған. Максвелдің үлестірім функциясы 5.1 суретінде көрсетілген және келесі формуламен өрнектеледі

$$f(v) = 4\pi v^2 \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} . \quad (4.6)$$

Кез-келген таңдап алынған молекуланың жылдамдығының  $(v, v + dv)$  интервалында жату ықтималдылығы  $dP(v, v + dv) = \frac{dN}{N} = f(v)dv$  тең.



4.1 сурет

Максвелл таралуының негізгі қасиеттері:

– молекулалардың өте аз үлесі ғана өте кіші және өте үлкен жылдамдықтарға ие болады;

–  $f(v)$  функциясының максимумына сәйкес келетін ықтималдық жылдамдық болады, сондықтан молекулалардың едәуір бөлігі  $v_{ык}$  жылдамдыққа жақын жылдамдықпен қозғалады

$$v_{\text{ык}} = \sqrt{\frac{2kT}{m}} = \sqrt{\frac{2RT}{\mu}}; \quad (4.7)$$

– таралу қисығының симметриялы болмауына байланысты жылдамдығы  $v_{\text{іе}}$  -тан жоғары молекулалардың үлесі  $v < v_{\text{іе}}$  жылдамдықтағы молекулаалар үлесіне қарағанда әрдайым жоғары болады. Бұл диспропорция температура артқан сайын күшейеді ( $f(v)$  функциясы графигінде  $T_1$  және  $T_2$  -ге арналған қисықтар);

– таралу функциясын біле отырып, жылдамдыққа тәуелді кез-келген физикалық шаманың орташа мәнін анықтауға болады. Орташа арифметикалық жылдамдық

$$\langle v \rangle = \int_0^{\infty} v f(v) dv = \sqrt{\frac{8RT}{\pi \mu}}. \quad (4.8)$$

Орташа квадраттық жылдамдық

$$v_{\text{ор.кв}} = \sqrt{\langle v^2 \rangle}; \quad \langle v^2 \rangle = \int_0^{\infty} v^2 f(v) dv; \quad v_{\text{ор.кв}} = \sqrt{\frac{3kT}{\pi m}}. \quad (4.9)$$

$f(v)$  үлестірілімі бөлшектердің бір-бірімен өзара қалай байланысқанына тәуелсіз. Ол тепе-теңдік күйдің орнығу процесінде бөлшектердің энергиямен алмасу қабілетімен анықталады. Максвелл заңында қисықтың түрі температураға байланысты болады. Жүйенің температурасы жайлы жылдамдықтары Максвелл заңы бойынша үлестірілетін жүйедегі бөлшектердің жылулық (хаосты) қозғалысы орныққан жағдайда айтуға болады.

#### 4.4 Сыртқы потенциалды өрістегі молекулалардың таралуына арналған Больцман заңы

Жылулық қозғалыс кезінде бөлшектің қозғалыс бағыттары тең ықтималды, ал әр бөлшектің орнында болатын өзгерістер кездейсоқ сипатқа ие. Сондықтан бөлшектің сол немесе басқа орында болу ықтималдылығы жөнінде айтуға тура келеді.

Идеал газ  $V$  көлемді алып тұр және  $T$  температурада тепе-теңдік күйде тұр деп айтайық. Сыртқы өріс жоқ кезде кез-келген молекуланың орналасуы тең ықтималды. Сондықтан газ барлық көлемде бірдей  $n = \frac{N}{V}$  концентрациямен таралады.

Егер газ сыртқы күш өрісінде орналақан болса, газ бөлшектері осы өрістің әсеріне ұшырайды. Газдың тығыздығы мен қысымы әр жерде әр түрлі мәнге ие болады. Сыртқы күш өрісі потенциалды және тек бір  $z$  бағытында ғана әсер ететін жағдайды қарастырайық. Бөлшектің потенциалдық энергиясын  $\varepsilon(z)$  деп белгілейік. Жылулық тепе-теңдік жағдайында сыртқы күш өрісінің әсеріне түскен газ бөлшектерінің концентрациясы

$$n(z) = n_0 e^{-\frac{\varepsilon(z)}{kT}} \quad (4.10)$$

заңы бойынша өзгереді. Бұл қатынас Больцман заңы деп аталады.

Жердің тартылыс өрісін қарастырайық. Жер бетіне жақын жерде молекуланың потенциалдық энергиясы  $\varepsilon(z) = mgz$ .  $p = nkT$  екенін ескерсек, жер бетінен  $z$  биіктіктегі газдың қысымының өрнегін аламыз:

$$p(z) = p_0 e^{-\frac{mgz}{kT}} = p_0 e^{-\frac{\mu gz}{kT}} \quad (4.11)$$

Бұл өрнек *барометрлік формула* деп аталады. Оны жеткілікті сиретілген газдар қоспасы (ауа) үшін де қолдануға болады.

Бұл екі қарастырылған үлестірімдерді Максвелл-Больцман заңы деп біріктіріп қарастыруға да болады. Нақты газдар үшін ол тек қашықтықта молекулалар арасында өзара әсерлесуді ескермеген кезде ғана қолданылады.

## 5 Дәріс №5. Термодинамика негіздері. Тасымал құбылыстары

**Дәріс мақсаты** - термодинамиканың негізгі заңдарын (бастамаларын) оқып үйрену.

**Дәріс мазмұны** - термодинамиканың негізгі заңдары, макрожүйеде өтетін процестерді талдауда олардың қолдану әдістері меңгеріледі.

### 5.1 Жылу мен жұмыс – термодинамикадағы энергия алмасу формалары. Термодинамиканың бірінші бастамасы

Макроскопиялық денелер ішкі энергиясы  $U$  бөлшектер жүйесінің механикалық энергиясынан сапалық жағынан ерекшеленеді. Бұл айырмашылық ішкі энергияны өзгертудің екі формасы – жұмыс пен жылу болған кезде ғана байқалады.

Жүйенің қоршаған ортамен күштік өзара әсерлесу кезінде оның ішкі энергиясының өзгеру шамасы  $A$  жұмысты береді. Жұмыстың атқарылуы жүйенің сыртқы параметрлерінің (мысалы, көлем) өзгеруі арқылы жүретін қандай да бір реттелген қозғалыстың пайда болуына байланысты. Сыртқы параметрлердің өзгеріссіз жылу алмасу процестерінде ішкі энергиясының өзгеру шамасы  $Q$  жылуды береді. Жылу алмасу механизмдері: жылу өткізгіштік, сәуле шығару, конвекция.

Жылу мен жұмыс энергия түрлері емес, олар - энергияның алмасу формалары.

Жүйе мен қоршаған ортаның арасындағы энергия алмасуының екі тәсілі бар деп тұжырымдалатын термодинамикадағы энергияның сақталу заңы физиканың негізгі заңдарының бірі болып табылады: *жүйеге берілген жылу мөлшері және жүйеде атқарылған жұмыс жүйенің ішкі энергиясын өзгертуге жұмсалады:*

$$dU = dQ + dA', \text{ немесе } dQ = dU + dA, \quad (5.1)$$

мұндағы  $A'$  – жүйеде атқарылған жұмыс;

$A$  – сыртқы күштердің атқарған жұмысы.

Ішкі энергия жүйенің күй функциясы болып табылады. Оның өзгерісі тек бастапқы және соңғы күйлеріне байланысты және бір күйден екінші күйге өту тәсіліне тәуелсіз.

Жылу мен жұмыс күйлерге ғана тәуелді болып қалмайды, сондай-ақ процестің түріне байланысты болады; олар процестің функциялары болып табылады.

## 5.2 Термодинамиканың екінші бастамасы

Термодинамиканың бірінші бастамасы жүйенің сыртқы денелерден алған жылу есебінен жұмысты атқару мүмкіндігі болатынын көрсетеді. Мысалы, 1-2 күйлердің арасында идеал газды изотермиялы ұлғайтса  $Q_1 = A_{12}$ . Бірақ, жылу машиналарының жұмыс істеуі дөңгелек (циклдік) процестерге негізделген. Дөңгелек процесс деп жүйелегі өзгерістерден кейін оның бастапқы күйіне қайтып келуін айтады. Мұндай жағдайда  $Q_2$  жылу мөлшерінің қандай да бір бөлігі ортаға қайтып беріледі (2-қосымшадағы 1-суретті қараңыз).

Жұмыс денесі қыздырғыштан  $Q_1$  жылуды алып, салқындатқышқа  $Q_2$  жылуды береді және осы жылу мөлшерлерінің айырмасы  $A = Q_1 - |Q_2|$  пайдалы жұмысты береді (қосымша 2, 1- суретті қараңыз).  $Q_2$ -ні жылу мөлшерінің қандай да бір бөлігін жұмысқа айналдыратын мүмкіндік үшін табиғатқа төленетін өзіндік «салық» деп айтуға болады. Жылу двигателінің тиімділігі оның пайдалы әсер коэффициентімен сипатталады:

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} < 1. \quad (5.2)$$

(5.2) өрнегі жылу машиналарының ПӘК-і әрқашан бірден кіші болатынын көрсетеді. Бұл қорытынды термодинамиканың бірінші бастамасының салдары болып табылмайды, ол негізгі заңдардың тағы бір түрі – термодинамиканың екінші заңының мазмұнын сипаттап береді. Бұл заңының басқа тұжырымдамалары: :

- тек қана жұмыс өндіретін немесе бір жылулық резервуармен энергия алмасуын жасайтын циклдік процесс болуы мүмкін емес (У.Томсон);
- екінші текті мәңгі двигатель болуы мүмкін емес (В. Оствальд);
- салқын денеден ыстық денеге жылу берілуі мүмкін болатын циклдік процесс болуы мүмкін емес (Р.Клаузиус).

Екінші бастаманың эмпирикалық тұжырымдамалары математикалық түрде тұжырымдалмайды. Олар бір-біріне эквивалентті.

Карно циклі барлық дөңгелек процестердің ішінде ерекше орын алады. Ол бір қыздырғыш ( $T_1$ ) пен бір салқындатқыш ( $T_2$ ) арқылы қайтымды түрде орындалатын бірден-бір цикл. Карно циклі екі изотерма және екі

адиабатадан тұрады. Жұмыс денесін идеал газ деп алсақ, қайтымды Карно циклі үшін ПӘК-і

$$\eta_0 = \frac{Q_1 - |Q_2|}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}, \quad \eta_0 = \frac{T_1 - T_2}{T_1} . \quad (5.3)$$

Карно теоремасы:

– қайтымды Карно циклінің ПӘК-і жұмыстық дененің табиғатына және осы циклді жасайтын жүйенің құрылғысына тәуелсіз, ол тек қыздырғыш  $T_1$  пен салқындатқыштың  $T_2$  температуралары арқылы анықталады;

– қайтымсыз машиналардың ПӘК-і (қайтымсыз цикл бойынша жұмыс істейтін) қайтымды машиналардың ПӘК-не қарағанда кіші, яғни  $\eta < \eta_0$ . Олай болса,

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} \leq \frac{T_1 - T_2}{T_1} . \quad (5.4)$$

Макрожүйелерде нақты қайтымды процестер болуы мүмкін емес, сондықтан (5.3) өрнегі асимптотикалық сипатқа ие, яғни дәл мәнін көрсету мүмкін емес.

Карно теоремасы (5.4) термодинамиканың екінші заңының математикалық өрнегін береді, ол бір қыздырғышы мен бір салқындатқышы бар тұйық процестер үшін ғана қолданылады. (5.4) -тегі теңдік белгісі қайтымды процестер үшін, теңсіздік белгісі – қайтымсыз процестер үшін.

Кез-келген цикл жағдайында Карно теоремасының жалпылама түрі Клаузиус теңсіздігін береді (Клаузиус теоремасы)

$$\oint \frac{dQ}{T} \leq 0. \quad (5.5)$$

## 6 Дәріс №6. Вакуумдегі электростатикалық өріс

**Дәрістің мақсаты** - электростатикалық өрістің қасиеттері мен сипаттамаларын оқып үйрену.

**Дәрістің мазмұны** - электростатикалық өрістің қасиеттері мен сипаттамалары, негізгі есебі және оны шешу әдістері көрсетіледі.

### 6.1 Электр заряды

Бөлшектердің электр заряды электромагниттік әсерлесудің қарқындылығын анықтайтын негізгі сипаттамалардың бірі болып табылады. Оның негізгі қасиеттері:

– электр зарядының екі түрі болады: оң және теріс. Атомдарда электрондардың заряды теріс, ал ядросының заряды оң болады;



– электр заряды релятивистік–инвариантты: ол заряд тасымалдаушылардың қозғалысы кезінде өзгермейді, яғни оның шамасы санақ жүйесіне тәуелсіз;

– электр заряды аддитивті: кез келген жүйенің заряды әрқашанда жүйені құрайтын бөлшектердің зарядтарының алгебралық қосындысына тең;

– электр заряды дискретті, яғни кез келген заряд  $e$  – элементар зарядтардан тұрады:  $q = \pm Ne$ , мұндағы  $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл. Бұл қасиет электр зарядының *кванттылығы* деп аталады;

– оқшауланған электрлік жүйенің заряды өзгермейді. Бұл қасиет электр *зарядының сақталу заңы* деп аталады.

– Келтірілген қасиеттер фундаменталды заңдар, олар басқа заңдардан қорытылып шығарылмайды, және осы қасиеттерді теріске шығаратын құбылыстар кездескен жоқ.

## 6.2 Электростатикалық өріс. Электростатикалық өрістің қасиеттері

Зарядталған бөлшектер мен денелер бір-бірімен өріс арқылы әсерлеседі. Қозғалмайтын электр зарядтарының электр өрісі *электростатикалық өріс* деп аталады. Зарядталған бөлшектерге электростатикалық өріс тарапынан әсер ететін күш *электростатикалық күш* деп аталады. Электростатикада қолданылатын модель - *нүктелік заряд* деп аталады. *Нүктелік заряд* - өлшемі басқа зарядталған денеге дейінгі қашықтықпен салыстырғанда ескермеуге болатын зарядталған дене.

Берілген нүктедегі электростатикалық *өрістің кернеулігі* берілген нүктедегі бірлік оң зарядқа әсер ететін күшпен анықталатын физикалық шама:

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q}. \quad (6.1)$$

Электростатикалық өрістің кернеулік векторының бағыты сыншы оң зарядқа әсер ететін күштің бағытымен сәйкес келеді.

Тәжірибе көрсеткендей кулондық күштерге механикадағы күш әсерлерінің *тәуелсіздік принципі* қолданылады. Сонымен, өрістің кез келген нүктесіндегі  $q_0$  сыншы зарядқа әсер етуші қорытқы күш оған түсірілген жүйедегі әр бір  $q_i$  зарядтардың әсер күштерінің векторлық қосындысына тең.

$$\vec{F} = \sum_{i=1}^n \vec{F}_i. \quad (6.2)$$

Берілген зарядтар жүйесіндегі қорытқы  $\vec{E}$  өріс кернеулігі үшін (6.1) өрнегін ескеріп, төмендегі өрнекті жазуға болады.

$$\vec{E} = \sum_{i=1}^n \vec{E}_i. \quad (6.3)$$

Бұл формула электр өрістерінің *суперпозиция принципі*н өрнектейді.

Қозғалмайтын  $q$  зарядтың электростатикалық өрісінде  $q_0$  нүктелік сыншы заряд 1 нүктеден 2- нүктеге орын ауыстырғанда (3 қосымша, 1-суретті қараңыз) өріс тарапынан әсер ететін күш жұмысы

$$A_{12} = \int_1^2 \vec{F} d\vec{l} = \int_1^2 F dl \cos \alpha, \quad (6.4)$$

мұндағы  $\alpha - \vec{F}$  күш векторымен  $d\vec{l}$  орын ауыстыру арасындағы бұрыш.

Кулон заңы мен  $dl \cos \alpha = dr$  қатынасын пайдаланып, келесі өрнекті аламыз:

$$A_{12} = \frac{qq_0}{4\pi\epsilon_0} \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r^2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left( \frac{qq_0}{r_1} - \frac{qq_0}{r_2} \right) h. \quad (6.5)$$

Осы (6.5) өрнегінен шығатыны, жұмыс орын ауыстыру траекториясына тәуелсіз, тек  $q_0$  зарядының бастапқы 1 және соңғы 2 орнымен ғана анықталады.

Сондықтан *электростатикалық өріс- потенциалды өріс, ал электростатикалық күш – консервативті болады.*

Электростатикалық күш жұмысы потенциалды энергияның теріс өзгерісіне тең және мына түрде жазылады:

$$A_{12} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq_0}{r_1} - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq_0}{r_2} = W_{P_1} - W_{P_2} = -\Delta W_p h. \quad (6.6)$$

Электростатикалық *өрістің потенциалы* өрістің берілген нүктесіндегі сыншы нүктелік зарядтың  $W_p$  потенциалдық энергияның сол  $q_0$  зарядқа қатынасына тең (немесе өрістің берілген нүктесіндегі бірлік оң нүктелік зарядтың потенциалдық энергиясына тең) (3 қосымша, 2-суретті қараңыз):

$$\varphi = \frac{W_p}{q_0}. \quad (6.7)$$

Өріс күшінің потенциалы  $\varphi_1$  1 нүктеден потенциалы  $\varphi_2$  2 нүктеге  $q_0$  зарядтың орнын ауыстыруға жасайтын жұмысы

$$A_{12} = q_0 (\varphi_1 - \varphi_2). \quad (6.8)$$

өрнегімен анықталады.

Өрістің күштік сипаттамасы-кернеулікпен оның энергетикалық сипаттамасы – потенциалдың арасында электростатикалық өрістің потенциалдылығына негізделген байланыс бар. Потенциалды күш өрісінде потенциалдық энергия мен күш арасындағы байланыс мына түрде берілген

$$\vec{F} = -grad W_p = -\nabla W_p h,$$

мұндағы  $\nabla$  –набла операторы, оның түрі:

$$\nabla = \vec{i} \frac{\partial}{\partial x} + \vec{j} \frac{\partial}{\partial y} + \vec{k} \frac{\partial}{\partial z}, \quad (6.9)$$

Сонда  $E = -\frac{d\varphi}{dx} = -grad \phi, \quad \vec{E} = -\nabla \phi,$

мұндағы «минус» таңбасы  $\vec{E}$  векторының бағыты әрқашан да потенциалдың кемуіне қарай бағытталғандығын көрсетеді.

### 6.3 Электростатиканың негізгі есептері

Электростатиканың негізгі есебі өрістің негізгі сипаттамалары:  $E$  өріс кернеулігін және  $\varphi$  потенциалын берілген шамалар бойынша табу және кеңістікте зарядтардың таралуын анықтау. Бұл есепті екі жолмен шешуге болады. Олар: суперпозиция принципі және Гаусс теоремасы.

Электр өрісінің  $S$  бет арқылы өтетін кернеулік векторының ағынын

$$\Phi = \int_S \vec{E} d\vec{S} = \int_S E dS \cos \alpha = \int_S E_n dS, \quad (6.10)$$

мұндағы  $E_n - \vec{E}$  векторының  $dS$  элементар бетке түсірілген  $\vec{n}$  нормаль бағытындағы проекциясы.

Бұл шама өрістің конфигурациясына ғана емес  $S$  бетке түсірілген  $\vec{n}$  нормаль бағытының таңдауына байланысты. Тұйықталған бет үшін нормальдың оң бағыты ретінде осы бетпен қамтылған сыртқы аймаққа қарай бағыт алынған. Тұйықталған бет арқылы өтетін  $\vec{E}$  векторының ағыны осы бет ішіндегі зарядтардың алгебралық қосындысына ғана тәуелді

$$\oint_S \vec{E} d\vec{S} = \frac{1}{\epsilon_0} \sum_i q_i. \quad (6.11)$$

Бұл формула вакуумдегі электростатикалық өріс үшін *Гаусс теоремасын* өрнектейді. Гаусс теоремасы былай тұжырымдалады: *тұйықталған бет арқылы өтетін  $\vec{E}$  векторының ағыны осы бет ішіндегі зарядтардың алгебралық қосындысын  $\epsilon_0$  электр тұрақтысына бөлгенге тең.*

Симметриялы зарядтар жүйесінің электростатикалық өрісін есептеуде Гаусс теоремасын қолдану ыңғайлы. Ол үшін өріс сипатын анықтап, берілген нүкте арқылы өтетін тұйықталған гаусстық бетті таңдау қажет. Гаусс теоремасын біркелкі зарядталған шексіз сымның, екі параллель шексіз жазықтықтың, зарядталған сфералық және цилиндрлік беттердің электростатикалық өрістерін есептеуге қолдануға болады.

### 6.4 Вакуумдегі электростатиканың негізгі теоремалары

$\vec{E}$  векторының циркуляциясы туралы теорема. Электростатикалық өріс қозғалмайтын зарядтар өрісі. Бұл өріс күшінің жұмысы зарядтың траекториясына тәуелсіз, тек оның бастапқы және соңғы орындарымен ғана анықталады, яғни өріс күші консервативті күш болып саналады. Егер сыншы заряд ретінде бірлік оң заряд алатын болсақ, оның орнын 1-ші орыннан 2-ші

орынға ауыстыруға күштің жасайтын жұмысы мынаған тең  $\int_1^2 \vec{E} d\vec{l}$ .

Егер жұмыс тұйықталған жол бойымен жасалатын болса, онда жұмыс нөлге тең болады

$$\oint_L \vec{E} d\vec{l} = 0. \quad (6.12)$$

$\oint_L \vec{E} d\vec{l}$  -  $\vec{E}$  векторының циркуляциясы деп аталады. Сонымен кез келген тұйық контур бойындағы электростатикалық өрістің циркуляция векторы нөлге тең. Бұл тұжырымдама  $\vec{E}$  векторының циркуляция теоремасы деп аталады. Осы (6.12) қасиетке ие болатын күш өрісі потенциалды өріс болып табылады. (6.12) формуласы электростатикалық өріс үшін дұрыс.

$\vec{E}$  векторының циркуляциясының нөлге тең болуы электростатикалық өріс кернеулік сызықтары тұйықталған болуы мүмкін емес екенін көрсетеді.

Екінші жағынан (6.11) Гаусс теоремасы электростатикалық өріс көзі-электр зарядтары екенін білдіреді.

## 7 Дәріс №7. Заттардағы электростатикалық өріс

**Дәрістің мақсаты** - диэлектриктердегі поляризация құбылысын және заттардағы электростатикалық өріс үшін Гаусс теоремасын оқып үйрену.

**Дәрістің мазмұны** - диэлектриктердегі поляризация құбылысы, заттардағы электростатикалық өріс үшін Гаусс теоремасы, диэлектриктер шекарасындағы  $\vec{E}$  және  $\vec{D}$  векторларының өзгеруі баяндалады.

### 7.1 Диэлектриктер. Диэлектриктердің үйектелуі

*Диэлектриктер* қалыпты жағдайда электр тогын өткізбейтін заттар.

Классикалық тұрғыдан қарағанда диэлектриктер өткізгіштерден электр өрісі әсерінен реттелген қозғалыс тудырып, электр тогын пайда қылатын еркін зарядтардың болмауымен ерекшеленеді. Диэлектриктердің атомдарындағы электрондар ядроларымен қатты байланысқан. Бұл байланысты бұзу үшін күшті сыртқы факторлар қажет.

Диэлектриктердің молекулалары электрлі нейтралды, ол қорытқы заряды нөлге тең жүйе сияқты. Осыған қарамастан молекулалардың электрлік қасиеті бар және ол молекулаларды электрлік диполь ретінде қарастыруға болады.

Мұндай дипольдің оң заряды оң зарядтардың «ауырлық центрінде» орналасқан ядроның қорытқы зарядына тең, ал теріс заряды теріс зарядтардың «ауырлық центрінде» орналасқан электрондардың қорытқы зарядына тең. Осындай дипольдің электрлік моменті  $\vec{p} = q\vec{l}$  ( $q$  – молекуладағы барлық атомдық ядролардағы оң зарядтардың қорытқысы,  $\vec{l}$  – электрондардың «ауырлық центрінен» атомдық ядролардағы оң зарядтардың «ауырлық центрін» қосатын вектор).

Диэлектриктерді сыртқы электр өрісіне енгізсе сыртқы өріс әсерінен диэлектрикте нөлден өзгеше электр моменті пайда болады, яғни диэлектрик үйектелінеді.

Сыртқы электр өрісі әсерінен дипольдердің өріс бағытына сәйкес бағдарлану процесін диэлектриктердің *үйектелуі* деп атайды. Нәтижесінде диэлектриктің қандай да бір көлеміндегі электр моменті нөлден өзгеше болады.

Диэлектриктер үш топқа бөлінеді: полярлы, полярлы емес және кристалды. Диэлектриктердің бұл үш тобы үйектелудің үш түрімен ерекшелінеді: полярлы емес диэлектриктерде электронды (деформациялы), полярлы диэлектриктерде бағдарланушы (дипольды), ионды кристалдық торлы диэлектриктерде ионды.

## 7.2 Үйектеліну. Көлемді және беттік байланысқан зарядтар

Диэлектриктердегі үйектелудің сандық мөлшері  $\vec{P}$  үйектелу векторымен сипатталады. Үйектелу векторы диэлектриктің шексіз аз көлемінің электрлік дипольдік моментінің сол көлемге қатынасымен анықталады

$$\vec{P} = \frac{1}{\Delta V} \sum_i \vec{p}_i, \quad (7.1)$$

мұндағы  $\vec{p}_i$  – бір молекуланың дипольдік моменті.

Үйектелу векторының модулы диэлектриктертердің үйектеліну дәрежесін анықтайды, ал бағыты үйектелу бағытымен сәйкес келеді.

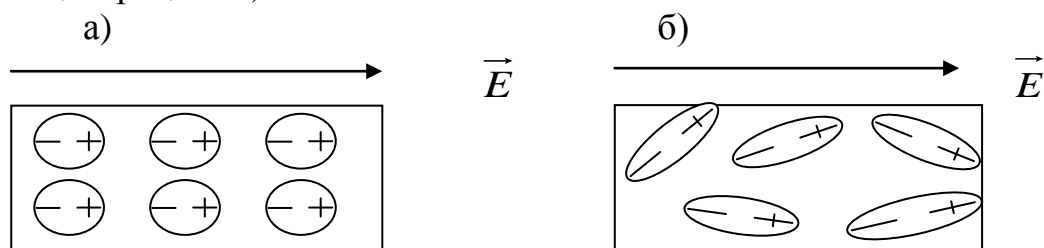
Үйектеліну – үйектелу тудыратын, сыртқы электр өріс кернеулігімен анықталатын макроскопиялық сипаттама.

Изотропты диэлектриктерде үйектелудің кез келген түрі сол нүктедегі өріс кернеулігімен төмендегідей қарапайым байланыста

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi \vec{E} \quad (7.2)$$

мұндағы  $\chi$  – диэлектриктің диэлектрлік қабылдағыштығы деп аталатын өлшемсіз шама.

Полярлы емес диэлектриктің аз көлеміндегі барлық молекулалар электр өрісінде бірдей  $\vec{p}_e$  электрлік моменттерге ие болады (7.1a – суретті қараңыз), сондықтан үйектеліну  $\vec{P} = n\vec{p}_e$  өрнегімен анықталады ( $n$  – молекулалардың концентрациясы).



7.1 сурет –Полярлы (б) және полярлы емес (а) диэлектриктердегі үйектелу

Мұндай диэлектриктердегі диэлектрлік қабылдағыштық температураға тәуелді емес. Температура тек молекулалардың концентрациясына ғана жанама әсері болуы мүмкін.

Полярлы диэлектриктер жағдайында сыртқы өрістің бағдарлаушы әсеріне молекулалардың жылулық қозғалысы кедергі жасайды (7.1б-сурет). Нәтижесінде кейбір молекулалардың диполдік моменттері өріс бағытында бағдарланып, есептеулер мен тәжерибелерден (7.2) өрнегі шығады.

Полярлы диэлектриктерде диэлектрлік қабылдағыштық температураға кері пропорционал. Кристалды диэлектриктерде де үйектелу –өріс кернеулігімен (7.2) қатынастағыдай байланыста.  $\vec{E}$  мен  $\vec{P}$  арасындағы сызықты тәуелділік күшті емес өрістерде орындалады. Кейбір диэлектриктерге (7.2) өрнегі қолданылмайды. Олар кейбір кристалдар (электриттер, сегнетоэлектриктер). Сегнетоэлектриктерде  $\vec{E}$  мен  $\vec{P}$  арасындағы байланыс сызықсыз және  $\vec{E}$  - нің бұрынғы мәндеріне де тәуелді (бұл құбылыс гистерезис деп аталады).

Диэлектрикті сыртқы өріске орналастырса ол 7.1-суреттегідей оң зарядтар өріс бағытымен, теріс зарядтар өріс бағытына қарама қарсы бағытта үйектеледі, нәтижесінде диэлектрик пластиналардың (оң жақ) бетінде беттік тығыздығы  $+\sigma'$ , ал (сол жақ) оған қарама қарсы бетінде беттік тығыздығы  $-\sigma'$  болатын артық зарядтар пайда болады. Бұл зарядтар *беттік байланысқан зарядтар* деп аталады. Олар диэлектриктердің атомдары мен молекулаларынан бөлініп кетпейді.

Үйектеліну векторы мен  $\sigma'$  байланысқан зарядтардың беттік тығыздығы бір бірімен қарапайым байланысқан

$$\sigma' = P \cos \alpha = P_n . \quad (7.3)$$

(7.2) өрнегін ескеріп мына формулаға келеміз

$$\sigma' = P_n = \varepsilon_0 \chi E_n , \quad (7.4)$$

мұндағы  $P_n$  –беттің берілген нүктесіндегі сыртқы нормалдағы үйектелінудің проекциясы;

$E_n$  – өріс кернеулігінің сол нормалдағы проекциясы.

### 7.3 Электр ығысу векторы. Диэлектриктердегі электростатикалық өріс үшін Гаусс теоремасы

Электростатикалық өрісінің көзі еркін зарядтармен қатар байланысқан зарядтар да болып табылады. Сондықтан  $\vec{E}$  өрісі үшін Гаусс теоремасы төмендегідей жазуға болады

$$\oint_S \vec{E} d\vec{S} = \frac{1}{\varepsilon_0} (\sum_i q_i + \sum_i q_i'), \quad (7.5)$$

мұндағы  $(\sum_i q_i + \sum_i q_i')$  –  $S$  бетпен қамтылған еркін және байланысқан зарядтардың алгебралық қосындысы.

Өріс  $\vec{E}$  кернеулік векторын табуға (7.5) өрнегі тиімсіздеу, өйткені  $\vec{E}$  өріске тәуелді байланысқан зарядтардың таралуы алдын ала белгісіз.

Өрісті есептеуді көп жағдайда қосымша шаманы енгізумен жеңілдетіледі. Ол шаманың көзі тек еркін зарядтар болып табылады және *электр ығысуы* немесе *электр индукциясы* деп аталады.

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} . \quad (7.6)$$

Ығысу векторы  $\vec{D}$  екі түрлі физикалық шамалардың қосындысынан тұрады:  $\varepsilon_0 \vec{E}$  және  $\vec{P}$ , сондықтан ол көмекші вектор, оның қандай да бір физикалық мағынасы жоқ, көп жағдайда диэлектриктердегі электр өрісін оқып үйренуге жеңілдік жасайды.

*Тұйықталған бет арқылы өтетін  $\vec{D}$  электр ығысу векторы осы бет ішіндегі еркін зарядтардың алгебралық қосындысына тең,*

$$\oint_S \vec{D} d\vec{S} = \sum_i q_i . \quad (7.7)$$

Бұл  $\vec{D}$  векторы үшін Гаусс теоремасы. (9.2) өрнектегі  $\vec{P}$  мәнін (7.6), өрнегіне қойып алатынымыз

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \varepsilon_0 x \vec{E} = \varepsilon_0 (1 + x) \vec{E}$$

немесе

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E} , \quad (7.8)$$

мұндағы  $\varepsilon = 1 + x$  – диэлектриктің негізгі электрлік сипаттамасы болып табылатын заттың диэлектрлік өтімділігі.

#### 7.4 Екі диэлектрик шекарасындағы шарттар

Екі біртекті изотропты диэлектрик шекарасында  $\vec{E}$  және  $\vec{D}$  векторлары электростатиканың негізгі теоремаларымен анықталады:  $\vec{E}$  векторының (6.12) циркуляциясы туралы теорема және  $\vec{D}$  векторы үшін Гаусс (7.7) теоремасы.

$$\int_L \vec{E} d\vec{l} = 0, \quad \oint_S \vec{D} d\vec{S} = \sum_i Q_i .$$

$\vec{E}$  векторының (6.12) циркуляциясы туралы теорема бойынша

$$E_{1\tau} = E_{2\tau}, \quad \frac{D_{1\tau}}{D_{2\tau}} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}, \quad (7.9)$$

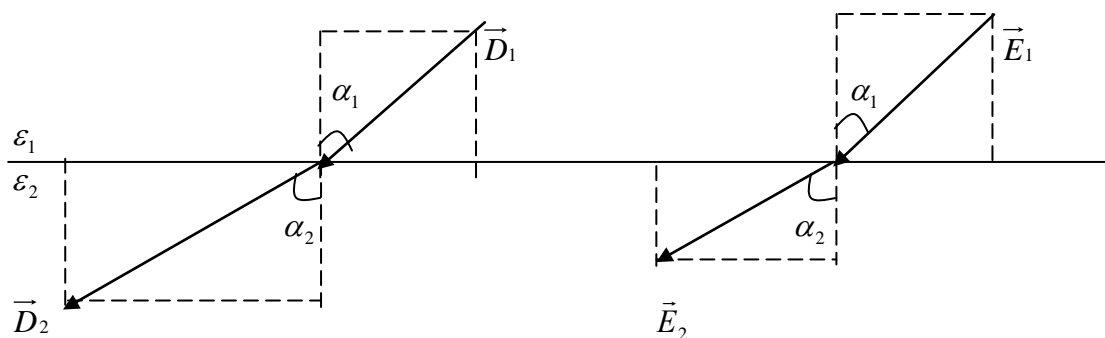
$\vec{E}$  векторының тангенциал құраушысы шекаралық бетке жақын жерде екі жақта да өзгермейді, ал  $\vec{D}$  векторының тангенциал құраушысы шекаралықтан өткенде секірмелі өзгереді.

Гаусс теоремасынан келесі қатынастарды аламыз

$$D_{1n} = D_{2n}, \quad \frac{E_{1n}}{E_{2n}} = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} . \quad (7.10)$$

Бұл қатынастардан шығатыны:  $\vec{D}$  векторының нормал құраушысы шекаралықтан өткенде өзгермейді, ал  $\vec{E}$  векторының нормал құраушысы үзіліске ұшырайды.

Екі біртекті изотропты диэлектрик шекарасындағы  $\vec{E}$  және  $\vec{D}$  векторларының құраушылары үшін алынған (7.9) және (7.10) қатынастары осы вектор сызықтары сынатынын білдіреді және осының салдарынан беттің шекарасына түсірілген нормал мен  $\vec{E}$  сызықтарының арасындағы  $\alpha$  бұрышы өзгереді (4-қосымша, 2-суретін қараңыз).



7.2 сурет –  $\vec{D}$  және  $\vec{E}$  векторларының екі диэлектрик шекарасындағы сынуы ( $\epsilon_2 > \epsilon_1$ )

Алынған шарттарды ескеріп, электростатикалық өріс кернеулік вектор сызықтарының екі диэлектрик ортаның шекаралық бетіндегі сыну заңы

$$\frac{\operatorname{tg} \alpha_2}{\operatorname{tg} \alpha_1} = \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} \quad (7.11)$$

формуласымен өрнектеледі.

## 8 Дәріс №8. Электростатикалық өріс энергиясы

**Дәріс мақсаты** - электростатикалық өріс энергиясын оқып үйрену.

**Дәрістің мазмұны** - электростатикалық өріс энергиясы, зарядтар жүйесінің әсерлесу энергиясы, конденсаторлар мен оқшауланған өткізгіш энергиясы оқытылады.

### 8.1 Зарядтар жүйесінің әсерлесу энергиясы

Бөлшектер жүйесінің әсерлесу энергияларының өзгерісі нәтижесінде осы бөлшектердің өзара орын ауыстыру жұмыстары жасалынады. Ол бөлшектердің өзара әсерлесу заңдылықтарына және орналасуларына тәуелді. Сан жағынан бұл энергия әсерлесу күштерінің жүйедегі барлық бөлшектерді бір-бірінен шексіздікке орынын ауыстыруға жұмсалған жұмысына тең. Егер бөлшектер жүйесіндегі әрқайсысының өрістегі энергиялары  $W_{12}$  және  $W_{21}$



болса, онда олар өзара тең  $W_{12}=W_{21}=W_p$ , сондықтан екі бөлшектің әсерлесу энергиясы төмендегідей жазылады

$$W_p = \frac{1}{2}(W_{12} + W_{21}).$$

Сәйкесінше жүйедегі барлық әсерлесуші бөлшектер жүйесі үшін

$$W_p = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n W_{pi},$$

деп жазуға болады, мұндағы  $W_{pi}$  –  $i$ -ші бөлшектің жүйедегі қалған барлық бөлшектердің өрісіндегі потенциалды энергиясы.

Потенциалдың (6.6) анықтамасы бойынша әсерлесуші нүктелік зарядтар жүйесі үшін алатынымыз

$$W_p = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n q_i \varphi_i, \quad (8.1)$$

мұндағы  $\varphi_i$  – жүйедегі барлық зарядтардың  $q_i$  заряд орналасқан нүктедегі толық потенциалы

Егер заряд  $V$  көлем бойынша  $\rho$  көлемдік тығыздықпен үздіксіз таралатын болса, онда зарядтар жүйесін  $dq = \rho dV$  элементар зарядтардың жиынтығы ретінде қарастырып, (8.1) қосындыдан интегралдауға өтеміз

$$W_p = \frac{1}{2} \int_V \rho \varphi \cdot dV, \quad (8.2)$$

мұндағы  $\varphi$  – жүйедегі барлық зарядтардың  $dV$  көлем бөлігіндегі тудыратын потенциалы.

## 8.2 Оқшауланған өткізгіш пен конденсатор энергиясы

Өткізгіштің  $q$  заряды мен  $\varphi$  потенциалы болсын. Өткізгіштің беті эквипотенциал болғандықтан (8.2)  $\varphi$  потенциалды интегралдың сыртына шығаруға болады. Сонымен, зарядталған өткізгіш энергиясы

$$W_p = \frac{q\varphi}{2} = \frac{q^2}{2C} = \frac{C\varphi^2}{2} \quad (8.3)$$

түрінде жазылады.

Зарядталған өткізгіш энергиясы оны зарядтауға кеткен сыртқа күштердің жұмысына тең.

Зарядталған конденсатор үшін келесі өрнек алынған

$$W_p = \frac{q^2}{2c} = \frac{CU^2}{2} = \frac{qU}{2}. \quad (8.4)$$

## 8.3 Электростатикалық өріс энергиясы

Зарядталған жазық конденсаторды қарастырамыз. Оның энергиясы (8.4) формуласымен, ал электр сыйымдылығы

$$C = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon S}{d}. \quad (8.5)$$

өрнегімен анықталады.

Егер конденсатор астарларының  $d$  ара қашықтығы оның өлшемдерінен айтарлықтай аз болса, онда конденсатор энергиясын біртекті деп қарастыруға болады. Сонда  $U = E \cdot d$ , осы және (8.5) өрнектерін (8.4) формуласына қойып, алатынымыз:

$$W_p = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon E^2}{2} \cdot S \cdot d = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon E^2}{2} V, \quad (8.6)$$

мұндағы  $V = S \cdot d$  – жазық конденсатордағы өрістің алып тұрған көлемі.

Бұл формулада конденсатор энергиясы электр өрісін сипаттайтын  $\vec{E}$  өріс кернеулігімен өрнектелетіні көрініп тұр. Осы жағдайда энергия таралған көлем бойынша осы энергияны тасмалдаушы ролін өріс атқарып тұр. Тұрақты өріс және оған себепші зарядтар бір-бірімен тікелей байланыста. Алайда уақыт бойынша өзгертін өріс өзін тудырушы зарядтарға байланыссыз болады да кеңістікте электромагнитті толқын ретінде тарай береді. Тәжірибе электромагнитті толқын энергия тасымалдайтынын көрсетті.

Атап айтқанда, Жер бетіндегі тіршілікке керекті энергия, Күннен электромагнитті толқындармен (жарықпен) жеткізіледі, радиоқабылдағыштардағы сөйлететін энергиялар орталық станциядан электромагнитті толқындармен жеткізіледі т.с.с. Осы фактілер энергия тасымалдаушылар өріс екендігін білдіреді.

Электростатикалық өріс энергиясының көлемдік тығыздығын (8.6) өрнегін пайдаланып мына түрде алуға болады:

$$w = \frac{W_p}{V} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon E^2}{2} = \frac{D^2}{2\varepsilon_0 \varepsilon} = \frac{ED}{2}. \quad (8.7)$$

Изотропты диэлектриктерде  $\vec{E}$  және  $\vec{D}$  векторларының бағыттары бағыттас, сондықтан (8.7) формуласындағы  $\vec{D}$ -ны  $\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$  -ге алмастырып, алатынымыз:

$$w = \frac{\vec{E}\vec{D}}{2} = \frac{\vec{E}(\varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P})}{2} = \frac{\varepsilon_0 \vec{E}^2}{2} + \frac{\vec{E}\vec{P}}{2}. \quad (8.8)$$

Бірінші қосынды вакуумдегі, екіншісі диэлектрикті үйектеуге кеткен өріс энергия тығыздығын сипаттайды.

Әрбір нүктедегі өріс энергиясының тығыздығын білсек, төмендегі интеграл көмегімен бүкіл  $V$  көлемдегі энергияны табуға болады.

$$W = \int_V w \cdot dV = \int \frac{\varepsilon_0 \varepsilon E^2}{2} dV. \quad (8.9)$$

Бұл біртекті және біртекті емес электростатикалық өрісті, сонымен қатар айнымалы потенциалды емес өрісті есептеуге пайдалынатын әмбебап формула.

## 9 Дәріс №9. Тұрақты электр тогы

**Дәрістің мақсаты** - тұрақты электр тогының негізгі сипаттамаларын оқып үйрену.

**Дәрістің мазмұны** - тұрақты электр тогының негізгі сипаттамалары, металдардың электр өткізгіштігінің классикалық теориясы меңгеріліп, электр тогының негізгі заңдары қорытылады.

### 9.1 Электр тогының жалпы сипаттамалары және бар болу шарттары

*Электр тогы* - зарядталған бөлшектер мен макроскопиялық денелердің реттелген қозғалысы.

*Конвекциялы электр тогы* – макроскопиялық денелердің реттелген қозғалысынан пайда болатын электр тогы.

Токтың болу шарттары: ортада ток тасмалдаушылардың және электр өрісінің болуы.

Токты ұстап тұру үшін міндетті түрде қандай да бір энергияны электр тогының энергиясына айналдыруына негізделген электр энергиясының көзі болуы қажет.

Электр тогының сандық сипаттамасы – *I ток күші*. *Ток күші*– бірлік уақытта қарастырылған бет арқылы өтетін зарядтармен анықталатын скаляр физикалық шама:

$$I = \frac{dq}{dt}. \quad (9.1)$$

Ток күші және оның бағыты уақытқа байланысты өзгермесе, ондай ток *тұрақты ток* деп аталады және  $I = \frac{q}{t}$ .

Электр тогы тұрақты болуы үшін ток өтетін өткізгіштің барлық нүктесіндегі электр өрісінің кернеулігі өзгермеуі қажет. Яғни осы өткізгіште зарядтар бір жерінде азайып, бір жерінде жиналып қалмауы қажет. Бұл шарт тұрақты ток тізбегі тұйықталған және тізбектің барлық көлденең қимасындағы ток күші бірдей болуы керек екенін білдіреді.

Қарастырылған беттің әр түрлі нүктесіндегі электр тогының бағыты және оның таралуы *ток тығыздығының векторы* деп аталатын физикалық шамымен сипатталады.

*Ток тығыздығы* - ток бағытына перпендикуляр беттің бірлік аудан арқылы өтетін ток күшімен анықталады

$$j = \frac{dI}{dS_{\perp}}. \quad (9.2)$$

Бұл өрнектен  $S$  беттен өтетін ток күші осы беттен өткен ток тығыздығының векторының ағынына тең екені шығады

$$I = \int_S \vec{j} d\vec{S}. \quad (9.3)$$

Ток тығыздығын өткізгіштегі зарядтардың реттелген қозғалысының  $\langle \vec{v} \rangle$  жылдамдығы, ток тасмалдаушылардың  $n$  концентрациясы және тасмалдаушылардың  $q$  элементар заряды арқылы төмендегідей өрнектеуге болады

$$\vec{j} = q \cdot n \cdot \langle \vec{v} \rangle. \quad (9.4)$$

## 9.2 Үздіксіздік теңдеуі. Электр тогының стационарлық шарты

Егер ток өтіп жатқан өткізгіш ортадан  $S$  ойша тұйықталған бет алатын болсақ, (11.3) өрнегі бойынша, осы бет арқылы өтетін ток тығыздық векторының ағыны осы бетпен шектелген аймақтан өтетін ток күшіне тең. Зарядтың сақталу заңына сәйкес бұл интеграл бірлік уақыттағы шектелген көлем ішіндегі зарядтың кемуіне тең

$$\oint_S \vec{j} d\vec{S} = -\frac{dQ}{dt}. \quad (9.5)$$

Осы қатынас *үздіксіздік теңдеуі* деп аталады.

Тұрақты ток үшін кеңістіктегі токтың таралуы өзгермейді, сондықтан  $\oint \vec{j} d\vec{S} = 0$ . Осыдан шығатыны тұрақты ток үшін  $\vec{j}$  вектор сызықтарының еш жерден басталмайды және еш жерден аяқталмайды, олар тұйықталған сызықтар, яғни  $\vec{j}$  векторының өрісінің көзі жоқ.

## 9.3 Металдардың электрөткізгіштігінің классикалық және электрондық теориясы

К. Рикке (1901), С.Л. Мандельштам и Н.Д. Папалекси (1913), Р. Толмена и Б. Стюарта (1916) тәжірибелерінде металдардағы ток тасмалдаушылар еркін электрондар, яғни металл кристалдарындағы иондарымен әлсіз байланысқан электрондар екені анықталды. Еркін электрондардың концентрациясы шамамен  $n = (10^{28} \div 10^{29}) \text{ м}^{-3}$ .

Еркін электрондар ұғымынан кейін П. Друде және Х. Лоренц металдардың классикалық теориясын құрды. Друде–Лоренц теориясы бойынша:

– өткізгіштік электрондарын идеал газ молекулалары сияқты қарастырылады;

– электрондардың жылулық қозғалысының орташа жылдамдығы  $\langle u \rangle = \sqrt{8kT/\pi m_e}$  формуласымен анықталады;

– электрондар бір-бірімен емес, металдардың кристалдық торларын құрайтын иондармен соқтығысады;

– электрондардың реттелген қозғалысының  $\langle \vec{v} \rangle$  орташа жылдамдығы  $\langle u \rangle$  жылулық қозғалыстың орташа жылдамдығынан ( $\langle u \rangle \approx 10^8 \langle v \rangle$ ) шамасындай аз, электрондардың еркін жүруінің  $\tau$  орташа уақыты төмендегі формуламен анықталады:

$$\langle \tau \rangle = \frac{\langle l \rangle}{\langle u \rangle}, \quad (9.6)$$

мұндағы  $\langle l \rangle$  – электрондардың еркін жүру жолының орташа ұзындығы;

– электрондар иондармен соқтығысқан кезде реттелген қозғалысының жылдамдығынан толығымен айырылып, энергиясын кристалды торларға береді, нәтижесінде металдың ішкі энергиясы арттырады және қызады;

– металдардың электр кедергісі еркін электрондардың иондармен соқтығысуына негізделген.

Осыларды ескеріп, Ом, Джоуль–Ленц заңдарының дифференциалды түрлерін қорытып шығаруға болады.

*Ом заңы.* Өткізгіште еркін электрондар электр өрісімен үдетіледі. Қозғалыс теңдеуі мына түрде жазылады :

$$ma = eE,$$

мұндағы  $m$  – электрон массасы;

$a$  – электрон үдеуі;

$e$  – электрон заряды.

Электрон қозғалысы бірқалыпты үдемелі болғандықтан, электрондардың реттелген қозғалысының орташа жылдамдығы:

$$\langle \vec{v} \rangle = \frac{e \langle l \rangle \vec{E}}{2m \langle u \rangle}, \quad (9.7)$$

ал ток тығыздығы –

$$\vec{j} = \frac{ne^2 \vec{E} \langle l \rangle}{2m \langle u \rangle}. \quad (9.8)$$

өрнектерімен анықталады.

$$\gamma = \frac{2me^2 \langle l \rangle}{2m \langle u \rangle} \quad (9.9)$$

шамасы *меншікті электр өткізгіштігі* деп аталады, ал осыған кері шаманы

$\rho = \frac{1}{\gamma}$  – меншікті электр кедергісі деп атайды.

Сәйкесінше,

$$\vec{j} = \gamma \vec{E} = \frac{1}{\rho} \vec{E}. \quad (9.10)$$

(9.10) формуласы дифференциал түрдегі Ом заңын өрнектейді.

*Джоуль–Ленц заңы.* Электрон әр соқтығыста тордағы ионға электр өрісінің орташа энергиясын береді.

$$\langle W_k \rangle = \frac{1}{2} m \langle v_{\max} \rangle^2 = \frac{1}{2} \frac{eE^2 \langle l \rangle^2}{m \langle u \rangle^2}. \quad (9.11)$$

Әр электронның соқтығысу жиілігі  $\frac{\langle u \rangle}{\langle l \rangle}$ , ал  $n$  электрон үшін –  $n \frac{\langle u \rangle}{\langle l \rangle}$ .

Сондықтан токтың жылулық қуатының көлемдік тығыздығы төмендегідей өрнектеледі

$$w = \frac{ne^2 \langle l \rangle E^2}{2m \langle u \rangle} \quad (9.12)$$

немесе

$$w = \gamma E^2. \quad (9.13)$$

(9.13) өрнегі дифференциал түрдегі Джоуль–Ленц заңы.

Ток тығыздығы, электр өріс кернеулігі және жылу мөлшері арасындағы бұл байланыстар, яғни электр өткізгіштіктің классикалық теориясы сапалы дұрыс нәтиже бермеді. Бұл теорияның тәжірибелермен сәйкес келмейтін тұстары көп болды. Бірақ кванттық теорияда микробөлшектердің толқындық қасиеттерін ескеріп, бұл қиындықтардан шығар жол табылды.

## 10 Дәріс №10. Вакуумдегі магнит өрісі

**Дәрістің мақсаты** - магнит өрісінің негізгі сипаттамаларымен танысу.

**Дәрістің мазмұны** - магнит өрісінің негізгі сипаттамалары таныстырылып, магнит өрісін есептеудің негізгі әдістері үйретіледі.

### 10.1 Магнит өрісі. Магнит индукция векторы

Бір бағытта қозғалған зарядтар электр тоғын туғызады, ал ток өздерін қоршаған кеңістіктің қасиеттерін өзгертіп, өзінің айналасында магнит өрісін тудырады. Магнит өрісі негізінен тогы бар өткізгішке әсер ететін күш арқылы білінеді. Магнит өрісін сипаттау үшін, оның тогы бар рамкаға тигізетін әсерін қолданамыз. Тогы бар рамка магнит өрісінде белгілі бір бұрышқа бұрылады, айналу бағыты бойынша магнит өрісінің бағытын анықтай аламыз. Магнит өрісінің рамкаға бағдарлаушы әсері рамкада қос күшті тудырады. Осы қос күштің моментінің шамасы сыртқы магнит өрісінің индукциясына, рамкадағы ток күші мен өлшемдеріне және рамканың орналасуына тәуелді.

$$M = ISB \sin \beta, \quad (10.1)$$

мұндағы  $\beta$  - контурдың нормаль бірлік векторы мен магнит индукциясының арасындағы бұрыш. Векторлық түрде

$$\vec{M} = IS\vec{n}\vec{B}, \quad (10.2)$$

мұндағы  $IS\vec{n} = \vec{P}$  - контурдың магнит моменті.

Олай болса айналдырушы момент

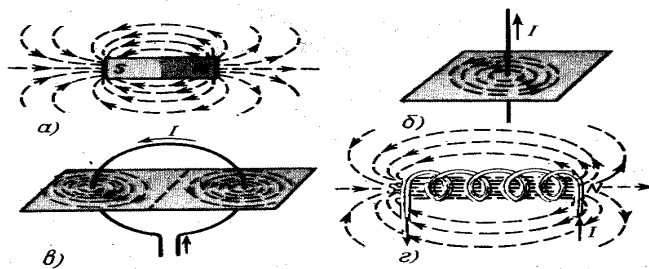
$$\vec{M} = \vec{P}\vec{B}. \quad (10.3)$$

Осыдан магнит индукциясының шамасы

$$B = \frac{M}{P} \quad (10.4)$$

қатынасымен анықталады. Бағыты сыншы контурға түсірілген оң нормалдың тепе-теңдік бағытына сәйкес векторлық шама.

Магнит индукциясының күш сызықтары үшін, кез келген нүктедегі жанамасы осы нүктедегі индукция векторымен бағыттас сызықты аламыз. Магнит индукциясының күш сызықтарының электр өрісінің кернеулік сызықтарынан ерекшелігі - ол әр уақытта тұйық болады, 10.1 - суретте әр түрлі жүйенің күш сызықтары көрсетілген. Тұйық болғандықтан оларды құйынды деп атайды.



10.1 сурет

Магнит өрісі потенциалды емес, тұйық контур бойынша қозғалған зарядтың істейтін жұмысы нөлге тең емес. Магнит индукциясының бағыты бұранда ережесі бойынша анықталады. Өлшем бірлігі - Тесла (Тл).

## 10.2 Суперпозиция принципі. Био–Савар–Лаплас заңы

Суперпозиция принципі - егер берілген кеңістік нүктесінде әртүрлі токтар  $\vec{B}_1, \vec{B}_2, \dots, \vec{B}_n$  магнит өрістерін туғызса, онда осы нүктедегі қорытқы магнит өрісі олардың векторлық қосындыларымен анықталады:

$$\vec{B} = \sum_{i=1}^N \vec{B}_i \quad (10.5)$$

Био-Савар-Лаплас заңы - кез келген  $I$  тогы бар өткізгіштің  $dl$  элемент өрісінің бір нүктесіндегі магнит өрісінің бағыты мен шамасын анықтайды. Осы заңға сәйкес  $I$  тұрақты электр тогының вакуумдегі магнит өрісі келесі өрнекті қанағаттандыруы тиіс

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I [d\vec{l} \times \vec{r}]}{r^3} \quad (10.6)$$

модулі

$$dB = \frac{\mu_0 I}{4\pi r^2} dl \sin \alpha \quad (10.7)$$

мұндағы  $d\vec{B}$  – ток элементінің тудыратын магнит өрісінің магнит индукция векторы;

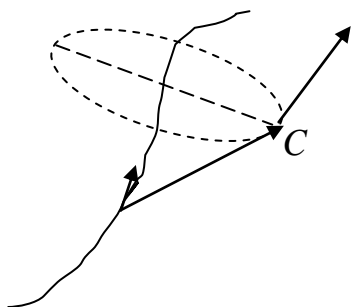
$I d\vec{l}$  - ток тығыздық векторының бағытымен сәйкес келетін ток элементі;

$\vec{r}$  – осы элементпен өрістің қарастырылған  $C$  нүктесін қосатын радиус-векторы, (10.2-суретті қараңыз);

$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м – магнит тұрақтысы;

$I$  – өткізгіштегі ток күші.

$d\vec{B}$  векторы  $C$  нүктесінде оң бұранда ережесі бойынша  $d\vec{l}$  және  $\vec{r}$  векторлар жазықтығына перпендикуляр бағытталған.



10.2 сурет

### 10.3 Магнит ағыны. Магнит өрісінің негізгі заңдары

Магнит өрісі электр өрісі сияқты екі негізгі қасиетке ие. Бұл қасиеттер  $\vec{B}$  векторлық өріснің ағынымен және циркуляция векторымен байланысты және магнит өрісінің негізгі заңдарын өрнектейді.

*Магнит ағыны* – скалярлық шама, магнит индукция векторының жазық бетінің ауданына көбейтіндісімен анықталады

$$d\Phi = \vec{B}d\vec{S} = B_n dS = B dS \cos(\vec{B} \wedge \vec{n}). \quad (10.8)$$

мұндағы  $d\vec{S} = \vec{n} dS$ ;

$\vec{n}$  –  $dS$  ауданға түсірілген бірлік вектор;

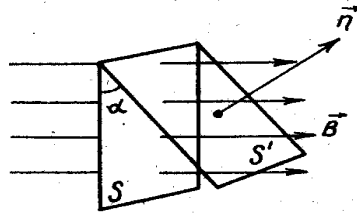
$B_n$  – нормал бағыттағы  $\vec{B}$  векторының проекциясы.

Бүкіл бет арқылы өтетін магнит ағыны

$$\Phi = \int_S \vec{B}d\vec{S} = \int_S B_n dS. \quad (10.9)$$

Егер магнит өрісі бір текті болса  $\Phi = B_n S$ . Өлшем бірлігі - Вебер [Вб]. Магнит ағыны косинус бұрышының таңбасына байланысты оң немесе теріс мәндер қабылдайды, яғни оның бағыты  $\vec{n}$  нормал вектордың оң бағытына сәйкес анықталады (10.3-суретті қараңыз).





10.3 сурет

*Гаусс теоремасы* – кез келген тұйық бет арқылы өтетін магнит ағыны әр уақытта нөлге тең болады

$$\oint_S \vec{B} d\vec{S} = 0. \quad (10.10)$$

Осыдан шығатыны табиғатта (электр зарядтары сияқты) магнит зарядтары (магнит өрісінің көзі) болмайтындығын көрсетеді.

Тұрақты ток магнит өрісінің контур бойынша  $\vec{B}$  векторының циркуляциясы  $\mu_0$ -магнит тұрақтысымен осы контур қамтитын барлық токтардың алгебралық қосындысының көбейтіндісіне тең

$$\oint_L \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 \sum_{i=1}^N I_i. \quad (10.11)$$

Жоғарыда айтылғандай магнит өрісі потенциалды емес, екінші сөзбен айтқанда магнит индукциясының циркуляциясы нөлге тең емес, яғни магнит өрісі құйынды өріс екенін білдіреді. (10.11) өрнегі кейбір токар конфигураци-яларының өрісін есептеуге қолданылады.

#### 10.4 Тогы бар өткізгіштің тұрақты магнит өрісінде орын ауыстыру жұмысы. Холл эффектісі

Магнит өріс күшінің тогы бар контурдың орнын ауыстыруда жасаған элементар жұмысы контурдағы ток күші мен осы контурмен шектелген аудан арқылы өтетін магнит ағынының өзгерісінің көбейтіндісіне тең:

$$dA = Id\Phi. \quad (10.12)$$

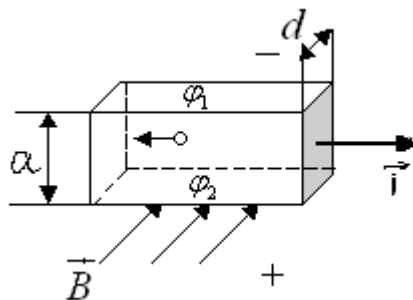
Тогы бар контурдың орнын бастапқы 1 жағдайдан 2 жағдайға орнын ауыстырғанда жасалынатын толық жұмыс мына формуламен анықталады:

$$A = \int_1^2 Id\Phi. \quad (10.13)$$

тұрақты ток жағдайында

$$A = I(\Phi_2 - \Phi_1) = I\Delta\Phi. \quad (10.14)$$

*Холл эффектiсi* - тогы бар металл пластинканы перпендикуляр бағытта магнит өрiсi тесiп өтсе, ток пен өрiске параллель жақтар арасында потенциалдар айырымы пайда болу құбылысы (10.4-суреттi қараңыз).



10.4 сурет

Пайда болған потенциалдар айырымы мына формуламен анықталады

$$|\Delta\varphi| = R \frac{IB}{d} = RjBa. \quad (10.15)$$

Холл эффектiсi магнит өрiсiнде әрбiр қозғалған ток тасмалдаушыларға Лоренц күшiнiң әсерiмен түсiндiрiледi, нәтижесiнде бөлшектер ауытқиды. Электр өткiзгiштiктiң электрондық теориясы бойынша (10.15) формуласындағы  $R$ - Холл тұрақтысы мына өрнекпен анықталады:

$$R = \frac{1}{en}, \quad (10.16)$$

мұндағы  $e$  – электрон заряды;

$n$  – заттағы ток тасмалдаушылар (электрондар) концентрациясы.

## 11 Дәріс №11. Заттардағы магнит өрiсi

**Дәрістiң мақсаты** - заттардағы магнит өрiсiнiң негiзгi сипаттамаларымен танысу.

**Дәрістiң мазмұны** - заттардағы магнит өрiсiнiң негiзгi сипаттамалары, заттардағы магнит өрiсiн есептеудiң негiзгi әдiстерi келтiрiледi.

### 11.1 Атомдар мен молекулалардың магнит моментi

Бiз бiлетiндей жеке атомдар мен молекулалардың магниттiк қасиеттерi болады. Орбита бойымен қозғалған электрондар дөңгелек токтар туғызады

$$I = e\nu = \frac{e}{T} = \frac{eV}{2\pi r}, \quad (11.1)$$

мұндағы  $\nu, T$  – электронның айналу жиiлiгi мен периоды.

Токтың магнит моментi

$$P_m = IS, \quad (11.2)$$

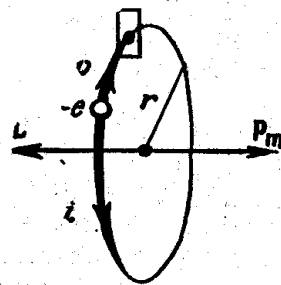
мұндағы  $S = \pi r^2$  электрон орбитасының ауданы. Осыны ескеріп, (11.1) өрнегі мына түрде жазуға болады:

$$P_m = \frac{eV\pi r^2}{2\pi r} = \frac{eVr}{2}, \quad (11.3)$$

немесе векторлық түрде

$$\vec{P}_m = \frac{e[\vec{V}\vec{r}]}{2}$$

$\vec{P}_m$  бағыты  $[\vec{V}\vec{r}]$  жазықтығына перпендикуляр болып ток бағытынмен оң бұрандалы, ал электронның қозғалыс бағытымен сол бұрандалы жүйені құрайды (11.1-суретті қараңыз).



11.1 сурет

Орбита бойынша қозғалған электронның орбиталды импульс моменті

$$\vec{L} = m[\vec{V}\vec{r}], \quad (11.4)$$

$\vec{L}$ - векторы қозғалыс бағытымен оң бұранда жүйесін құрып  $\vec{P}_m$  векторына қарама-қарсы бағытталады.

*Гиромангниттік қатынас* - электронның магнит моментінің оның орбиталды импульс моментіне қатынасы

$$\gamma = \frac{P_m}{L} = -\frac{eVr}{2mVr} = -\frac{e}{2m}. \quad (11.5)$$

## 11.2 Заттардың магниттелуі

Кез келген зат магнитті болып табылады. Олар сыртқы магнит өрісінде магниттеліп, өздерінің магнит өрістерін тудырады. Сыртқы магнит өрісі болмағанда атомдардың магнит моменттері ретсіз орналасады, сондықтан магнит моментінің қорытқы орташа мәні нөлге тең. Заттардағы қорытқы магнит өрісінің индукция векторы:

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}', \quad (11.6)$$

мұндағы  $\vec{B}_0$  - сыртқы магнит өрісінің индукция векторы (өткізгіштік ток өрісі);

$\vec{B}'$  – магниттелген заттың тудыратын меншікті (ішкі) магнит өріс индукциясы.

Заттың *магниттелуі* бірлік көлемдегі магнит моментімен сипатталады, оны  $\vec{J}$  магниттелу векторы деп атайды. Берілген  $\Delta V$  элементар көлемдегі магниттелу векторы:

$$\vec{J} = \frac{1}{\Delta V} \sum_{i=1}^N \vec{p}_{mi} \quad (11.7)$$

мұндағы  $\Delta V$  – магнетиктің қарастырылған нүктесінің аймағынан алынған элементар көлем;

$\vec{p}_{mi}$  – осы көлемдегі жеке молекулалардың магнит моменті.

### 11.3 Заттардағы магнит өрісі үшін магнитостатиканың негізгі теоремалары

*Гаусс теоремасы.* Магниттелген заттардың өрісінің өткізгіштік токтардың өрісі сияқты көздері болмайды. Сондықтан Гаусс теоремасы вакуумдегі өрістегідей өзгеріссіз жазылады

$$\oint_S \vec{B} d\vec{S} = 0. \quad (11.8)$$

Сондықтан  $\vec{B}$  векторының сызықтары барлық жерде үздіксіз болады.

$\vec{B}$  векторының *циркуляциясы туралы теорема.* Магнетиктерде циркуляция векторы  $I$  өткізгіштік токтармен қатар  $I'$  магниттелу токтарымен анықталады

$$\oint_L \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 (I + I'). \quad (11.9)$$

Осы өрнектерді ескеріп алатынымыз

$$\oint_L \left( \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J} \right) d\vec{l} = I. \quad (11.10)$$

Интеграл астындағы шама

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J} \quad (11.11)$$

*магнит өрісінің кернеулігі деп аталады.* Бұл шаманың физикалық мағынасы жоқ, оның көмегімен біртекті ортадағы магнит өрісінің теңдеулерін ыңғайлы түрде жазуға болады.

$\vec{H}$  векторының *циркуляция теоремасы:* тұйықталған контур бойымен алынған  $\vec{H}$  векторының циркуляциясы осы контурмен шектелген өткізгіштік токтардың алгебралық қосындысына тең

$$\oint_L \vec{H} d\vec{l} = \sum_{i=1}^N I_i. \quad (11.12)$$

Тәжірибеден магниттелу векторы магнит өрісінің кернеулігіне тура пропорционал:

$$\vec{J} = \chi \vec{H},$$

мұндағы  $\chi$  - заттың магнит қабылдағышы, шамасы оң да, теріс те болуы мүмкін.

Парамагнетиктерде ( $\chi > 0$ ) және диамагнетиктерде ( $\chi < 0$ )  $\vec{J} \uparrow \uparrow \vec{H}$ , ал диамагнетиктерде  $\vec{J} \uparrow \downarrow \vec{H}$ . Ферромагнетиктер үшін  $\vec{J}$  векторымен  $\vec{H}$  векторының арасындағы байланыс сызықты емес және гистерезис тұзағын құрайды.  $1 + \chi = \mu$  деп белгілеп, заттың *магнит өтімділігі* деп аталады. Осы қатынастарды пайдаланып,  $\vec{B}$  және  $\vec{H}$  векторларының арасындағы

$$\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H} \quad (11.13)$$

байланысты анықтауға болады.

Парамагнетиктер үшін  $\mu > 1$ , диамагнетиктер үшін  $\mu < 1$ . Диа- және парамагнетиктерде  $\mu$  бірден аз ғана өзгерісте болады, сондықтан бұл магнетиктердің магниттік қасиеттері айтарлықтай күшті болмайды.

Барлық магнетиктер магнит қабылдағыштарына және оның таңбалары қарай үш топқа бөлінеді:

*Парамагнетиктер* -  $B_0$  сыртқы магнит өрісі мен  $B'$  өздік магнит өрістері бағыттас болып, магнит қабылдағышы  $\chi > 0$  және  $\chi \approx 10^{-7} - 10^{-6} \text{ м}^3 / \text{кмоль}$  аралығында жататып, температураға байланысты өзгереді. Парамагнетиктерге мынандай заттар жатады:  $O_2, NO_3, Al$ , сілтілер т.б.

*Диамагнетиктер* -  $B_0$  сыртқы магнит өрісі мен  $B'$  өздік магнит өрістері қарама-қарсы болып,  $\chi < 1$  және  $\chi \approx 10^{-8} - 10^{-7} \text{ м}^3 / \text{кмоль}$  аралығында жатады, температураға байланысты емес. Диамагнетиктерге мынандай заттар жатады: инертті газдар,  $Bi, Zn, Ag$ , су, шыны т.б.

*Ферромагнетиктер* -  $B' > B_0$ ,  $\chi \gg 1$ ,  $\chi \approx 10^3 \text{ м}^3 / \text{кмоль}$  және температураға байланысты өзгереді. Диамагнетиктерге мынандай заттар жатады: темір, никель, кобальт т.б.

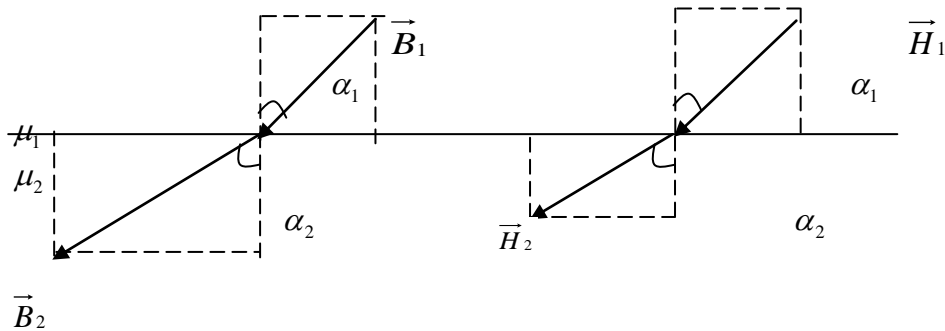
Ферромагнетиктердің магнит қабылдағыштығы сыртқы өріс кернеулігіне байланысты.

#### 11.4 Магнит өрісі үшін шекаралық шарттар. Біртексіз ортадағы магнит өрістерін есептеу

Орталардың шекарасында магнит өрісінің екі  $\vec{B}$  және  $\vec{H}$  векторлық сипаттамаларының бағыттары мен шамалары секірмелі түрде өзгереді. Бұл векторлар үшін шекаралық шарттар электр өрісіндегідей қорытылып шығарылады және төмендегі формулалармен өрнектеледі:

$$\begin{aligned}
 B_{1n} &= B_{2n} ; & \frac{H_{1n}}{H_{2n}} &= \frac{\mu_2}{\mu_1} ; \\
 H_{1\tau} &= H_{2\tau} ; & \frac{B_{1\tau}}{B_{2\tau}} &= \frac{\mu_1}{\mu_2} .
 \end{aligned}
 \tag{11.14}$$

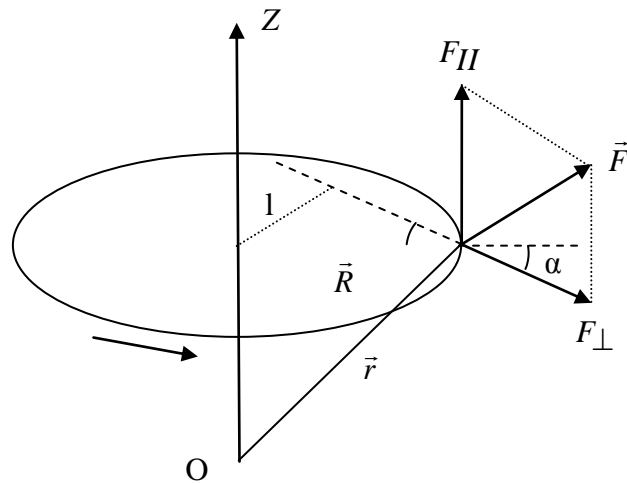
$\vec{B}$  және  $\vec{H}$  векторларының құраушылары үшін алынған екі диэлектрик шекарасындағы шекаралық шарттар бұл векторлардың сызықтары сынатынын, нәтижесінде  $\alpha$  бұрышының өзгеретінін көруге болады (11.2-суретті қараңыз).



11.2 сурет – Екі ( $\mu_2 > \mu_1$ ) диэлектрик арасындағы  $\vec{B}$  және  $\vec{H}$  векторларының сынуы

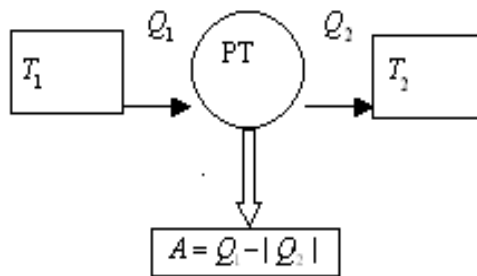
Біртекті емес ортадағы магнит өрісін есептеуге толық тоқ заңы мен шекаралық шарттар қолданылады.

### 1 қосымша



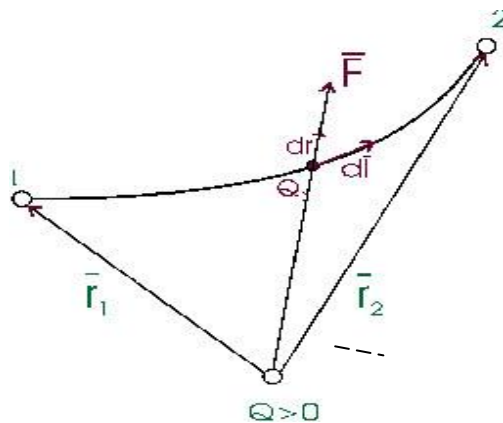
1 сурет - Момент импульсін анықтау

### 2 қосымша

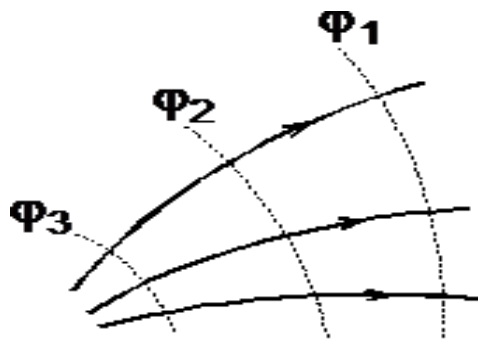


1 сурет – Жылу машинасының әрекеті

### 3 қосымша



1 сурет – Нүктелік зарядтың орнын ауыстыру



2 сурет- Электростатикалық өріс потенциалы



## Әдебиеттер тізімі

1. Қойшыбаев Н. Механика.-Алматы: Зият-пресс, т.1, 2006.
2. Қойшыбаев Н. Молекулалық физика.-Алматы: Зият-пресс, т.2, 2006.
3. Қойшыбаев Н. Электр және магнетизм.-Алматы: Зият-пресс, т.3, 2006.
4. Физика 1. Дәрістер конспектісі. Ж.И. Исаков., Р.Н. Сыздықова., А.И. Кенжебекова. -Алматы: АИЭС, 2009 ж.

Мажитова Ляйля Хамитқызы  
Сыздықова Рабиға Надейінбекқызы  
Наурызбаева Гүлнара Қадырбекқызы

ФИЗИКА 1

5B070200 - Автоматтандыру және басқару мамандықтарының  
студенттеріне арналған дәрістер жинағы

Редакторы Б.С. Қасымжанова  
Стандарттау маманы Н.К. Молдабекова

Басуға қол қойылды  
Таралымы 60 дана.  
Көлемі 3,1 оқу-басп.т.

Пішімі 60×84 1/16  
№ 1 типографиялық қағаз  
Тапсырыс \_\_\_Бағасы 1550 тенге.

«Алматы энергетика және байланыс университеті»  
коммерциялық емес акционерлік қоғамының  
көшірме-көбейткіш бюросы  
050013, Алматы, Байтұрсынов көшесі, 126