

ҚАЗАҚСТАН РЕСПУБЛИКАСЫ
БІЛІМ ЖӘНЕ ҒЫЛЫМ МИНИСТРЛІГІ

Қ.И. Сәтбаев атындағы
Қазақ ұлттық техникалық университеті

К.Ж. Айтенов, С.Б. Баймаханова

ТЕХНИКАЛЫҚ ТЕРМОДИНАМИКА

Университеттің Ғылыми-әдістемелік кеңесі
оқу құралы ретінде ұсынған

Алматы 2013

ЖОК 536 (075.8)

ББК 31.31 я 73

А 32

- А 32** Айтенов К.Ж., Баймаханова С.Б. Техникалық термодинамика: Оқу құралы. – Алматы: ҚазҰТУ, 2013. – 154 б.
Сурет – 27. Кесте – 4. Библиографиялық тізімі – 13 атау.
ISBN 978-601-228-523-9

Оқу құралы 5В070900 – Металлургия мамандығы бойынша оқитын студенттерге арналған. Бұл курста техникалық термодинамика пәнінің жалпы мәліметтері, негізгі ұғымдар мен анықтамалар, термодинамиканың негізгі заңдарының талдануы, термодинамикалық процестер, термодинамиканың дифференциалдық теңдеулері, газдар мен булардың дроссельденуі оқып зерттеледі. Жылудың жұмысқа өзара түрленуінің заңдылықтарын, сонымен қатар жылу беруші және суытушы машиналарда жүретін жылулық, механикалық және химиялық процестер арасындағы өзара байланысты орнықтыратын заңдылықтарды қарастыратын есептеулерді орындау бойынша шеберліктерді игеруге өте маңызды көңіл бөлінеді.

ЖОК 536 (075.8)

ББК 31.31 я 73

Пікір жазғандар:

А.Р. Қосмұхамбетов – «Казмеханообр»

ӨЭБҒӨБ ЕМК директорының ғылыми жұмыс жөніндегі орынбасары, техн., ғыл., докторы;

А.Т. Шойынбаев– «ЖҒМКБО» АҚ, зертхана жетекшісі, техн., ғыл., докторы, профессор;

Т.С. Даулетбаков – Қ.И. Сәтбаев атындағы ҚазҰТУ, техн., ғыл., докторы, профессор.

Қазақстан Республикасы Білім және ғылым министрлігінің
2013 жылғы жоспары бойынша басылды

ISBN 978-601-228-523-9

© Айтенов К.Ж.,
Баймаханова С.Б., 2013
© ҚазҰТУ, 2013

КІРІСПЕ

Классикалық (феноменологиялық) термодинамикада энергияның әр түрінің өзара түрлену заңдары оқылады. Техникалық термодинамика жылу мен жұмыстың өзара түрлену заңдылықтарын қарастырады. Мұнда жылулық қозғалтқыштар теориясы әзірленеді және оларды жетілдіру жолдары беріледі.

Отынды пайдалану коэффициенті өнеркәсіптің көптеген салаларында 30-35 % аспайды. Осыған байланысты, технология мен энергетиканың талаптары бір-бірін өзара толықтыратын энерготехнологиялық агрегаттарды жасау қазіргі күннің басты мәселесі.

Энерготехнологияны әзірлеу, энергияны сақтаудың дәстүрлі емес жүйесін жасау және қолданыстағы жүйелерді жетілдіру, олардың тиімділігін бағалау термодинамикалық талдау көмегімен ғана жүзеге асырыла алады. Сондықтан, жоғары білімді мамандар үшін термодинамика оның өндірістік-тәжірибелік қызметінің теориялық негізі болады. Термодинамиканы оқу кезінде, келесідей ерекшеліктері болатын зерттеудің термодинамикалық әдістерін игеруге көңіл бөлу керек.

Біріншіден, термодинамика дедуктивті принцип бойынша құрылады, яғни жалпыдан жекеге. Оның негізгі ерекшелігі тәжірибелік жолмен белгіленген екі заңы (бастауы) болып табылады. Оның біріншісі энергияның сақталу және түрлену заңының айрықшылықты нысанын көрсетеді және жалпы сипатты болады, екіншісі — физикалық жүйелерде жүзеге асырылатын процестердің сапалық бағытын белгілейді. Термодинамиканың көмегімен нақты есептерді шешуге мүмкіндік беретін қатынастар алынады (мысалы, термодинамикалық процестерді есептеу).

Екіншіден, термодинамика тек қана макроскопиялық шамаларды қарастырады. Заттардың микроқұрылымы мұнда

қарастырылмайды. Бұл бір жағынан, термодинамиканың жалпы қорытындыларының сенімділігін қамтамасыз етеді, ал екінші жағынан – оны біршама шектейді және физикадан, химиядан, т.б. қосымша деректерді алуды талап етеді. Термодинамикадағы процестерді сипаттау макроскопиялық тепе-теңдік ұғымына негізделеді. Бұл жерде процесс тепе-теңдік күйдің үздіксіз бірізділігі (квазистатикалық процестер) ретінде қаралады.

1. ТЕХНИКАЛЫҚ ТЕРМОДИНАМИКА ПӘНІ МЕН ОНЫҢ МІНДЕТТЕРІ

1.1. Техникалық термодинамиканың негізгі ұғымдары

Термодинамика теориялық физиканың бір тарауы бола тұрып, жаратылыстанудың да бір үлкен бөлімі болып саналады. Ол табиғатта болатын химиялық, механикалық және физика-химиялық құбылыстардың бөліктерін қамтиды да, энергияның өзара өзгерісін зерттейді.

Термодинамика қазіргі кезеңде үш бөлімге бөлінеді:

1. Жалпы термодинамика немесе физикалық термодинамика.

Қатты, сұйық және газ тәріздес денелердегі энергияның түрленуін, әртүрлі дененің сәулеленуін, магниттік және электр құбылыстары процестерін зерттейді, сонымен қатар термодинамикалық шамалардың арасындағы математикалық байланысты белгілейді.

2. Химиялық термодинамика – жалпы термодинамика заңдары негізінде химиялық жылулықты, физика-химиялық процестерді, тепе-теңдік пен сыртқы жағдайлардың тепе-теңдікке әсерін зерттейді.

3. Техникалық термодинамика – жылудың жұмысқа өзара түрленуінің заңдылықтарын қарастырады. Ол жылу және мұздатқыш машиналарда жүретін жылулық, механикалық және химиялық процестер арасындағы өзара байланысты орнықтырады, газ бен буда өтетін процестерді, сондай-ақ әртүрлі физикалық жағдайлар кезіндегі осы денелердің қасиеттерін зерттейді.

Термодинамика негізгі екі заңға жүгінеді, оны термодинамиканың бастаулары деп атайды.

Термодинамиканың бірінші бастауы – табиғаттың жалпылама заңының жылулық құбылыстарының қосымшасы – энергияның түрлену және сақталу заңын көрсетеді.

Термодинамиканың екінші бастауы – бөлшектердің көп мөлшерінен тұратын жүйелердегі макроскопиялық процестердің бағыты мен олардың жүзеге асу шарттарын анықтайды.

Сондықтан, термодинамиканың екінші бастауы шектеулі қолданылады.

XX ғасырдың басында термодинамиканың екі бастауы, Нернсттің жылулық теоремасы деп аталып, тағы бір тәжірибелік ережемен толықтырылды. Өте төменгі температураларда дененің қасиеттерін анықтауға мүмкіндік беретін бұл теорема, негізінен химиялық термодинамикада пайдаланылады және шектеулі қолданыста болады.

Техникалық термодинамика өткен ғасырдың 20 жылдары дами бастады, осындай салыстырмалы жастығына қарамастан, қазіргі кезде физикалық және техникалық пәндер арасында алдыңғы орындардың біріне ие бола алады.

Теориялық тұрғыдан, техникалық термодинамика энергия туралы ғылымның жалпы бөлімі, ал қолданбалы тұрғыда – жылулық қозғалтқыштарда өтетін процестерді зерттейтін бүкіл жылутехниканың теориялық іргетасын көрсетеді.

Термодинамикада зерттеудің екі әдісі қолданылады: айналымды процестер әдісі және термодинамикалық функциялар мен геометриялық құру әдісі. Соңғы әдісті Гиббс әзірлеп, өзінің классикалық жұмыстарында баяндады. Осы әдіс соңғы кездерде кеңінен таралды.

XVIII ғасырдың екінші жартысының басында өте маңызды техникалық мәселе шешілді – өнеркәсіп пен көлік үшін әмбебап жылу қозғалтқышы жасалды. Алғашқы бу машинасын орыс инженері И.И. Ползунов ойлап тапты. Ол оның өзі дүниеден өткеннен соң 1766 жылы, яғни Джеймс Уаттың бу машинасы жасалғанға дейін 20 жыл бұрын құрылған еді. И.И. Ползунов әлемдегі бірінші бу машинасын ғана емес, сонымен қатар осы машинаға арналған бөлгіш құрылғыны да ойлап тапты және бу қазанының автоматты қоректендіргішін алғаш рет жасады.

XIX ғасырдың 50 жылдарына дейін жылу ерекше, салмақсыз, жойылмайтын және құрылмайтын зат – *жылутек* ретінде қарастырылды. Бұл теорияны жоққа шығарушылардың біріншісі М.В. Ломоносов болды. Ол өзінің 1744 жылы жазған «Размышление о причине теплоты и холода» атты диссертациясында, жылудың өз материясының ішкі қозғалысынан және от пен жылу денедегі бөлшектердің

айналымды қозғалысынан тұратыны туралы жазды. Сол арқылы М.В. Ломоносов жылудың механикалық теориясының негізін қалады.

Техникалық термодинамика, жылудың механикалық жұмысқа және механикалық жұмыстың жылуға түрленуіне негізгі заңдарды қолдана отырып, жылулық қозғалтқыштар теориясын әзірлеуге, оларда өтетін процестерді зерттеуге және әрбір тип үшін олардың үнемділігін айқындауға мүмкіндік береді.

Бұл жүйеде келесі бірліктер негізгі ретінде қабылданған: ұзындық бірлігі – метр (m), масса бірлігі – килограмм (kg), уақыт бірлігі – секунд ($сек$), термодинамикалық температура – градус Кельвин ($^{\circ}K$). Басқа бірліктердің барлығы негізгінің туынды бірліктері болады.

Табиғатта энергия отын, су, жел, күн энергиясы және ядролық энергия түрінде қамтамасыз етілген. Табиғи ресурстарды қолдана отырып, энергияны нақты мақсатқа қолайлы түрде алуға тырысады. Мысалы, отынды жаққанда, ең бастысы, денелерді қыздыруға жұмсалатын жылу энергиясы алынады.

Станоктарды, машиналарды, автомобильдерді, ұшақтарды және т.б. қозғалысқа келтіру үшін *механикалық энергия* қажет. Оны отын жанған кезде бөлінетін жылуды механикалық энергияға айналдыратын қозғалтқыштардан алады.

Энергия мөлшерінің бірлігі ретінде (оның ішінде жылу мен жұмыстың) күш бағыты мен күш түскен нүктелердің тоқайласуы кезіндегі l м ұзақтықтағы 1 н тұрақты күштің жұмысына тең абсолюттік джоуль ($дж$) қабылданған. Қуаттың бірлігі ватт ($вт$) 1 секундағы 1 дж жұмысқа сәйкес келеді ($дж/сек$).

1-кестеде энергия өлшемінің әртүрлі бірліктері арасындағы қатынастар келтірілген.

Энергия өлшемінің әртүрлі бірліктері арасындағы қатынастар

Өлшеу бірлігі	Килоджоуль (кдж)	Килокалория (ккал)	Килограмм-метр (кг-м)	Киловатт-сағ (квт-сағ)
Килоджоуль (кдж)	1	0,239	102,0	0,000278
Килокалория (ккал)	4,1868	1	427	0,00116
Килограмм-метр (кг-м)	0,00981	0,00234	1	0,00000272
Киловатт-сағат (квт-сағ)	3600	860	367200	1
Ат күші-сағ (а.к-сағ)	2647,8	632,3	270000	0,736

Қозғалыстағы судың, желдің энергиясын жылу және ядролық энергияға электрэнергиясын алу үшін қолдануға болады; энергияның бұл түрі техникада және тұрмыста кеңінен қолданылады. Себебі, бұл энергияны қашық жерлерге сым арқылы таратуға болады. Арнайы машиналар мен аппараттарда электрэнергиясын қайтадан жылулық немесе механикалық энергияға айналдыруға болады.

1.2. Жұмысшы дене және оның параметрлері

Техникалық термодинамикада, жоғарыда айтылғандай, энергияның екі түрінің – механикалық және жылулық – өзара түрленуі қарастырылады. Осындай түрленулердің ең қарапайым жағдайларын келтірейік.

Қозғалыстағы поездда, автомобильде және ракетада энергия бар. Бұл – механикалық энергия. Поезды тежеу жолымен тоқтатқан кезде механикалық энергия жоғалады. Бірақ тежегіш қалыптары сияқты, олар жабысатын дөңгелектерде қызады:

жылулық энергия, жоғалған механикалық энергия есебінен пайда болады.

Кері түрлену процесіне мысал келтірейік. Қозғалғыш поршеньді цилиндрде газ бар дейік; поршеннің қозғалысы оның үстіне қойылған жүкпен ұсталып тұр. Газға жылу келтіруді бастаймыз. Газдың кеңейіп жұмыс жасайтыны белгілі (яғни жүкті көтереді); жүктің потенциалдық энергиясы ұлғаяды; жүктің бұл механикалық энергиясы тәжірибеде жұмсалған жылулық энергиясының (жылу түрінде жоғалған) бір бөлігінің орнында пайда болды. Қалған жылулық энергиясы газды жылытуға кетті. Тәжірибеде жұмыс істеген газ *жұмысшы дене* деп аталады. Жылу энергиясынан механикалық энергияны алудың сипатталаған әдісі техника қажеттілігін қанағаттандыра алмайды, өйткені поршень шекті жағдайына жеткен кезде, энергияның түрлену процесі тоқтайды. Құрылғы өзінің атқаратын қызметіне жауап беру үшін, процесс талап ететін уақытқа дейін, өте ұзақ жүруі керек. Жылу қозғалтқыштарында ол тура осылай жүреді. Жылу қозғалтқыштарының құрылымы мен жұмыс істеу принциптері әртүрлі болады.

Техникалық термодинамиканың ерекшеленуінің маңызды белгілерінің бірі – ол қозғалтқышта жұмыс жүргізу үшін қолданылатын жұмыс денесі болып табылады. Қозғалтқыштардың үлкен сыныбы – олар *іштей жану қозғалтқыштары* деп аталады – жұмысшы дене болатын газдармен отынның жану өнімін түзейді.

Басқа сыныптағы қозғалтқыштардың жұмысын қарастырайық, оларда жұмысшы дене – *су буы*. Бұл қозғалтқыштар – *бу турбиналары* – жылу электрстанцияларында кеңінен қолданылады. Бұл жерде жұмысшы дене ерекше агрегатта (бу қазанында) дайындалады. Алынған су буы құбырлар арқылы қозғалтқышқа бағытталады. Ерекше құрылғыларда (саптамаларда немесе шүмектерде) бу кеңейеді, оның көлемі артады және ол үлкен жылдамдыққа, яғни үлкен кинетикалық энергияға ие болады. Бу шүмектерден майыстырылған тілімдерге – күрекшелерге түседі, олар бу турбинасының білігіне кіргізілген дискілерге отырғызылған. Күрекшелер арасымен аға отырып, бу өзінің бүкіл кинетикалық энергиясын дискілерге береді, нәтижесінде олар айнала бастайды. Бұл кезде

өзімен бірге, механикалық энергияны электрлікке түрлендіруші электргенераторының білігі болып табылатын білік пен дискіні де айналдырады. Электрэнергиясы тұтынушыларға сым арқылы жеткізіледі. Бу турбинасынан бу конденсаторға беріледі, одан конденсат сорғылармен қазанға қайтарымды цикл үшін бағытталады.

Іштен жану қозғалтқышында да, бу турбинасында да жылу энергиясының механикалыққа түрленуі өтеді. Ондай түрленулердің заңдары барлық жылу қозғалтқыштары үшін жалпы жағдайда болады және оны техникалық термодинамика зерттейді.

1.3. Күйдің негізгі термодинамикалық параметрлері

Дененің физикалық күйі, осы күйді сипаттайтын кейбір шамалармен анықталады, оларды термодинамикада *күй параметрлері* деп атайды. Бірқатар шамалар күй параметрлері бола алады: меншікті көлем, абсолюттік қысым, абсолюттік температура, ішкі энергия, энтальпия, энтропия, концентрация, изохора-изотермиялық потенциал және т.б.

Дегенмен, күш өрісі болмаған кезде (гравитациялық, электромагниттік және т.б.) біртекті дененің күйі тек үш параметрмен ғана анықталуы мүмкін. Олар техникалық термодинамикада *меншікті көлем, абсолюттік температура және қысым* болып табылады. Негізгі деп аталатын бұл үш параметр тәуелсіз шамалар болмайды және де олардың арасында белгілі бір математикалық тәуелділік бар.

Меншікті көлем. Біртекті заттың меншікті көлемі – көлемнің массаға қатынасымен анықталатын шама, техникалық термодинамикада меншікті көлем v деп, ал меншікті көлемнің өлшем бірлігі – $\text{м}^3/\text{кг}$ болады:

$$v = V/m, \quad (1)$$

мұндағы V – заттың еркінше мөлшерінің көлемі, м^3 ;

m – осы заттың массасы, кг .

Заттың тығыздығы массаның көлемге қатынасымен өлшенетін шама, өлшем бірлігі – кг/м³:

$$\rho = m/V, \quad (2)$$

Меншікті көлем, ол тығыздыққа кері шама, яғни $v = 1/\rho$; $\rho=1/v$; $v\rho = 1$.

Қысым. Молекулярлық-кинетикалық теория тұрғысынан қарағанда, қысым үздіксіз хаосты қозғалыста болатын газ молекуласының ыдыс қабырғасына соқтығысуының орташа нәтижесі және күштің қабырғаға перпендикуляр құраушысының бет ауданына қатынасымен анықталады, яғни:

$$p = F_n/A, \quad (3)$$

мұндағы p – қысым; F_n – нормалды құраушы күш; A – әсер етуші күшке перпендикуляр беттің ауданы.

Қысымның өлшем бірлігі н/м² немесе Па. Тәжірибелік есептеулерде қысымның еселі бірлігін қолдануға болады: кПа, МПа; көп жағдайда қысымды жүйеден тыс бірліктермен де көрсетеді – бар (1бар=10⁵ Па). Бірақ, термодинамикалық теңдеулердің бәрінде қысым паскальмен (Па) көрсетілуі керек.

Қысымды, газ қысымын теңестіретін, сұйық (сынап, су, спирт және т.б.) бағанасымен де өлшеуге болады. Ыдыстағы қысым P_1 , ал атмосфералық қысым P_0 , бұл кезде $P_1 > P_0$. Қысым айырмасының әсерінен $P_1 - P_0$ түтіктің оң жағындағы сұйық көтеріледі де, ыдыстағы артық қысым теңеледі. Одан келесідей тепе-теңдікті жазуға болады:

$$\begin{aligned} P_1 F &= P_0 F + h F \rho g, \\ \text{осыдан} \quad h &= (P_1 - P_0)/(\rho g) \end{aligned} \quad (4)$$

Сұйық бағанасының биіктігі h , ыдыс пен сыртқы ортаның арасындағы қысымдардың айырмасына тура пропорционал және сұйық тығыздығына кері пропорционал болады. Егер қысымдар айырмасы 1 бар деп алынса, онда сынап құйылған түтіктегі биіктік $h: h=10 \cdot 10^4/13595, 10 \cdot 9,81=750, 10$ мм сын. бағ. тең болады. Түтікті сумен толтырған кезде биіктік: $h=10 \cdot 10^4/1000 \cdot 9,81=10,20$ м. тең.

Қысымды өлшеу үшін барометрлер мен манометрлер, ал сиреуді өлшеу үшін вакуумметрлер қолданылады. Барометрмен атмосфералық қысымды, ал манометрлермен – атмосфералық қысымнан жоғарғы қысымды өлшейді. Атмосфералық қысымнан жоғары қысымды *артықша қысым* деп атайды.

Күйдің термодинамикалық параметріне тек абсолюттік қысым жатады, яғни қысымның абсолюттік нөлінен немесе абсолютті вакууммен бастап есептелетін қысым. Абсолюттік қысымды анықтауда екі жағдайға сүйенеді:

1) ыдыстағы қысым атмосфералық қысымнан жоғары болғанда;

2) ол атмосфералықтан төмен болғанда.

Бірінші жағдайда, ыдыстағы абсолюттік қысым манометр және барометр көрсеткіштерінің қосындысына тең болады:

$$P_{\text{абс}} = P_{\text{арт}} + P_{\text{атм}} \quad (5)$$

Егер барометрлік қысымның шамасы белгісіз болса, онда қысымды бармен өлшегенде абсолюттік қысым $P_{\text{абс}} \approx P_{\text{арт}} + 1$ -ге тең.

Екінші жағдайда ыдыстағы абсолюттік қысым барометрдің көрсеткішінен вакуумметр көрсеткішін алып тастағанға тең:

$$P_{\text{абс}} = P_{\text{атм}} - P_{\text{вак}} \quad (6)$$

Температура. Температура дененің қызу дәрежесін сипаттай отырып, оның молекулаларының үдемелі қозғалысының орташа кинетикалық энергиясының мәнін көрсетеді, яғни температура молекулалар қозғалысының орташа қарқындылығын сипаттайды. Қаншалықты молекула қозғалысының орташа жылдамдығы жоғары болса, соншалықты дененің температурасы жоғары болады. Температура ұғымы бір немесе бірнеше молекулаға қатысты қолданылмайды.

Молекуланың үдемелі қозғалысының орташа кинетикалық энергиясы $mw^2/2$ мен абсолюттік температура арасында тікелей байланыс бар:

$$mw^2/2 = 3/2kT, \quad (7)$$

мұндағы m – молекула массасы; w – молекуланың үдемелі қозғалысының орташа квадраттық жылдамдығы; T – абсолюттік температура; k – Больцман тұрақтысы, ол $1,38 \cdot 10^{23}$ Дж/К тең.

Абсолюттік температура әрқашанда оң шама. Абсолюттік нөл температура кезінде ($T=0$) молекулалардың жылулық қозғалысы тоқтайды ($w = 0$). Бұл шекті минималь температура болады және абсолюттік температураны есептеудің бастамасы болып табылады.

Техникада температураны өлшеу үшін денелердің әртүрлі қасиеттері қолданылады: сұйықтықты термометрлерді қыздырудан денелердің кеңеюі; газды термометрлерде көлемнің тұрақты кезінде қысымның өзгеруі немесе қысымның тұрақты кезінде көлемнің өзгеруі; кедергілі термометрлерде қыздыру кезіндегі өткізгіштің электр кедергісінің өзгеруі; терможұп тізбегіндегі электрқозғаушы күштердің дәнекерлерін қыздыру немесе суыту кезіндегі өзгеруі. Жоғары температураларды оптикалық пирометрлермен өлшеу кезінде қатты денелердің сәулелену заңы мен зерттелетін материалмен аса қыздырылған сымды салыстыру әдісі қолданылады.

Судың үштік нүктесі деп аталатын нүктеде, яғни сұйық, газ тәріздес және қатты фазалар тұрақты тепе-теңдікте болатын нүктеде, Кельвин бойынша температура 273,16 К (өте дәл), ал Цельсий градусы бойынша 0,01 °C-ға тең болады. Демек, кельвин мен градус Цельсияда белгіленген температуралар арасында келесі қатынас болады: $T, K = t, ^\circ C + 273,15$.

Күйдің параметрі болып Кельвинмен берілген абсолюттік температура алынады. Абсолюттік шкаланың градусы сандық мәнде Цельсий шкаласының градусына тең, сондықтан $dT = dt$.

1.4. Термодинамикалық жүйе

Табиғаттың кез келген құбылысында бір-бірімен өзара байланыста болатын көптеген әртүрлі денелер қатысады. Қандайда бір құбылыстарды термодинамикалық зерттеу кезінде, зерттеу объектісі ретінде денелердің бір тобы немесе дене бірлігі немесе тіпті оның бір бөлігі алынады. Зерттелінетін

объект *термодинамикалық жүйе*, ал одан сырт жатқандардың барлығы – *қоршаған орта* деп аталады. Термодинамикалық жүйе деп бір-бірімен де, қоршаған (сыртқы) ортамен де энергия алмастыратын макроскопиялық денелердің жиынтығын атайды.

Термодинамикалық жүйенің (дененің) ең қарапайым мысалы ретінде поршеньді цилиндрдегі газды алуға болады. Қоршаған орта ретінде цилиндр мен поршеньді, оларды қоршаған ауаны, поршеньді цилиндр тұрған бөлменің қабырғасын және т.б. жатқызуға болады.

Егер термодинамикалық жүйе қоршаған ортамен ешқандай әрекетке түспейтін болса, онда оны *оқшауланған* немесе *тұйықталған жүйе* деп атайды. Адиабатты деп аталатын қауызбен қоршалған, қоршаған ортамен жылуалмасуды болдырмайтын жүйе *жылуоқшауланған* немесе *адиабатты жүйе* деп аталады.

Өзінің барлық бөліктерінде бірдей құрам мен физикалық қасиеттерде болатын жүйе *физикалық біртекті жүйе* деп, ал ішінде бөліну беттігі жоқ (құрамы бойынша да, физикалық құрылымы бойынша да) біртекті термодинамикалық жүйені *гомогенді* деп атайды (мысалы: мұз, су, газдар).

Әртүрлі физикалық қасиеттері бар, бірнеше макроскопиялық бөлшектерден тұратын, бір-бірінен көрінетін бөліну беттерімен ажыратылған жүйені (мысалы: мұз бен су, су мен бу және т.б.) *гетерогенді* деп атайды.

Басқа бөліктерінен бөлінудің көрінетін беттіктерімен дараланған жүйенің гомогенді бөлігін *фаза* деп аталады. Фазаларының санына қарай гетерогендік жүйелер *екіфазалы* және *үшфазалы* (газ тәріздес, сұйық және қатты күй) бола алады. *Термодинамикалық жүйенің компоненті* – деп кез келген химиялық біртекті жүйені атауға болады.

1.5. Термодинамикалық процесс

Біртекті дене күйінің негізгі термодинамикалық параметрлері p , v және T бір-біріне тәуелді және өзара белгілі бір математикалық теңдеумен өрнектеледі: $f(p, v, T) = 0$, оны

термодинамикада *күй теңдеуі* деп атайды. Күй теңдеуі белгілі болса, онда қарапайым жүйенің күйін анықтау үшін – біртектілер және уақыт, масса, құрамы бойынша тұрақтылар (бірфазадан тұратын және химиялық өзгермейтін) – үшеудің ішінен екі тәуелсіз ауыспалыны білу жеткілікті:

$$P=f_1(v, T); v=f_2(p,T); T= f_3(v,P) \quad (8)$$

Егер термодинамикалық жүйенің сыртқы жағдайы өзгерсе, онда жүйенің күйі де өзгереді. Термодинамикалық жүйенің бір тепе-теңдік күйден екінші тепе-теңдік күйге өтуі кезіндегі күй өзгерісінің жиынтығы *термодинамикалық процесс* деп аталады.

Дене тепе-теңдік күйде болғанда, оның көлемінің барлық нүктелерінде қысым, температура, меншікті көлем және басқа да физикалық қасиеттері бірдей болады.

Жүйе күйінің өзгеру процесі тепе-теңдікті де, тепе-теңдіксіз де болуы мүмкін. Егер процесс тепе-теңдікті күйде өтсе, онда оны *тепе-теңдікті процесс* дейді.

Ең алдымен, термодинамика тепе-теңдік күй мен термодинамикалық жүйе күйінің өзгеру процесінің тепе-теңдігін қарастырады. Тек тепе-теңдік күй ғана күй теңдеулерінің көмегімен сипаттала алады. Қарапайым күй теңдеулері: Клайперон, Клайперон-Менделеев, Ван-дер-Ваальс, т.б. теңдеулері.

Тепе-теңдік процесті сыртқы шарттардың шексіз баяу өзгерісі кезінде немесе жүйе күйін сипаттайтын параметрлердің өзгерісі параметрдің өз мәндерімен салыстырғанда шексіз аз болғанда ғана іске асыруға болады. Демек, нақты процестер тепе-теңсіз бола отырып, белгілі бір дәрежеде ғана тепе-теңдікке жуықтай алады, онымен ешуақытта дәл келе алмайды.

Нақты процестердің тепе-теңсіздігі, ең алдымен, сыртқы шарттардың әсерінен осы процестің соңғы жылдамдықпен өтуімен анықталады және жұмысшы денеде тепе-теңдік күй орнатылып үлгермейді. Мысалы, цилиндрдегі поршень астындағы газдың жылдам кеңеюі немесе оның тез сығылуы кезіндегі жұмыс денесі көлемінің әртүрлі нүктелеріндегі температура және қысымның бірдей болмауы, яғни процесс тепе-теңдіксіз күйде болады.

Математикалық тұрғыда, күй теңдеуі $f(p, v, T) = 0$ жүйенің үш өсті координатасында p , v және T кейбір бетті сипаттайды, бұл беттік *термодинамикалық бет* деп аталады.

Термодинамикалық жүйе күйі өзгерісінің тепе-теңдікті процестерін график түрінде көрсетуге болады. Негізінде, кез келген түрде алынған тепе-теңдік күйі термодинамикалық бетте нүктемен беріледі, бұл нүктелердің жиынтығы жүйелердің үздіксіз өзгеруінде – қисықпен алынады. Бұл, тепе-теңдік процестің графикалық түрі болады. Үш өсті координат жүйесін қолдану өте қиын, сондықтан, процесті көрсету, белгілеу қисықтың өзімен емес, оның жазықтықтағы тікбұрышты координат жүйесіндегі проекцияларымен беріледі.

Егер термодинамикалық бетті координата өстеріне параллель жазықтықтармен қиса, онда бетте қисықтар пайда болады: $v = \text{const}$ жазықтығымен қимасы p , T координаталарындағы температураға тәуелді қысымның өзгеру процесін сипаттайтын түзуді береді; осы түзумен сипатталатын процесс тұрақты көлемде өтеді және *изохорлы* деп аталады; $p = \text{const} \rightarrow v = f(T) \rightarrow$ изобарлы; $T = \text{const} \rightarrow P = f(v) \rightarrow$ изотермиялы.

Техникалық термодинамикада тепе-теңдікті термодинамикалық процестерді зерттеу үшін көбінесе екі өсті p , v координат жүйесі пайдаланады: абсцисса өсі бойынша меншікті көлем, ал ордината өсі бойынша қысым салынады. p , v – координат жүйесіндегі тік сызық тұрақты көлемдегі изохорлы процесті, көлбеу сызық тұрақты қысымдағы изобарлық процесті, ал қисық гиперболола түріндегі сызық (газ тәріздес күй үшін) температура тұрақты болған кездегі изотермиялық процесті көрсетеді.

Термодинамикалық процестерді зерттеу кезінде *тұйықталған* немесе *айналымды* деп аталатын процестер ерекше орын алады, бұл кезде жүйе бірқатар бірізді күйлерден өте отырып, бастапқы күйге қайта оралады. Айналымды процесс *цикл* деп аталады.

Кез келген термодинамикалық процесте күй параметрлерінің өзгеруі процестің түріне байланысты болмайды, ол бастапқы және соңғы күйлерімен анықталады. Сондықтан, кез келген күйдің параметрлері осы күйдің функциясы болып табылады

деуге болады. Келесі тарауларда бірқатар күйлердің функциялары қарастырылады, олар ішкі энергия, энтальпия, энтропия және т.б.

Параметрлердің (күй функцияларының) жүйенің массасына тәуелді де, тәуелсіз де бола алатынын ескеру керек. Жүйенің массасына тәуелді емес күй параметрлері *қарқынды параметрлер* (қысым, температура, т.б.) деп аталады. Мәні жүйенің массасына пропорционал болатын параметрлер *аддитивтік* немесе *экстенсивтік* параметрлер (көлем, энергия, энтропия және т.б.) деп аталады.

1.6. Жылу және жұмыс

Тәжірибелердің көрсетуі бойынша, термодинамикалық процестің өтуі кезінде осы процеске қатысатын денелер өзара энергиямен алмасады. Соның нәтижесінде бір дененің энергиясы көбейеді, ал екіншісінікі – азаяды. Энергияның процесте бір денеден екіншісіне берілуі екі әдіспен жүреді.

Энергия берілуінің бірінші әдісі – әртүрлі температурадағы денелердің бір-бірімен жанасуы кезінде, жанасатын денелердің молекулаларының арасында кинетикалық энергиямен алмасу жолымен немесе сәулеленетін денелердің ішкі энергиясының сәулелі тасымалдануы электромагниттік толқын арқылы берілуімен жүзеге асады. Бұл кезде энергия қатты қызған денеден жай қызған денеге ауысады, яғни молекулаларының орташа кинетикалық энергиясы үлкен денеден молекулаларының орташа кинетикалық энергиясы аз денеге ауысады. Бірінші әдіс бойынша бір денеден екінші денеге берілетін энергия мөлшері – *жылу мөлшері* – деп, ал бұл әдіс *энергияның жылу нысанында берілуі* – деп аталады. Жылу нысанында денемен алынған энергия мөлшері, ары қарай *келтірілген* (қосылған) жылу деп, ал жылу нысанында денемен берілген энергия мөлшері – *әкетілген* (алынған) жылу деп аталады.

Жылу, энергия сияқты джоуль немесе килоджоуль арқылы өлшенеді. Кез келген жылудың мөлшерін Q -мен, ал меншікті жылу мөлшерін (1 кг жатқызылған) q -деп белгілейді.

Келтірілген жылу оң – деп, ал әкетілген жылу теріс – деп есептеледі.

Энергияның берілуінің екінші әдісі күш өрістерінің немесе сыртқы қысымның болуына байланысты. Бұл әдіс бойынша, энергияның берілуі үшін дене күштер өрісінде қозғалуы керек, әйтпесе сыртқы қысымның әсерінен өзінің көлемін өзгертуі қажет. Басқаша айтқанда, бұл кездегі энергияның берілуі барлық дененің немесе оның бір бөлігінің кеңістікте орын ауыстыруы жағдайында өтеді. Бұл әдіс *энергияның жұмыс нысанында* берілуі деп, ал берілген энергияның мөлшері *жұмыс* деп аталады.

Жұмыс түрінде алған дененің энергия мөлшерін денеге жасалған жұмыс деп, ал жұмыс түрінде берілген энергияны дененің жұмсаған жұмысы деп атайды. Жұмыс джоульмен және килоджоульмен көрсетіледі. Дене жұмсаған жұмыс – оң, ал денеге жұмсалған жұмыс теріс – деп саналады.

Жұмыс түрінде берілген энергияның еркін мөлшерін L , ал меншікті энергияны ℓ деп белгілейді. Жалпы алғанда, энергияның жылу нысанында және жұмыс нысанында берілуі бір уақытта жүре алады. Жылу мен жұмыс бір денеден екінші денеге қозғалыстың берілісінің екі түрлі күйін сандық және сапалық жағынан сипаттайды.

Жұмыс энергияның макрофизикалық түрде берілуін көрсетеді, ал жылу микрофизикалық процестердің жиынтығы болып есептеледі, өйткені энергияның бұл әдіспен берілуі дененің көрінбейтін қозғалысының молекулярлық деңгейінде өтеді.

Денеге қабылданған жылу мөлшері және денемен істелген жұмыс дененің бастапқы күйінен соңғы күйіне өту жағдайына байланысты, яғни процестің түріне тәуелді болады. «Жылу және жұмыс» ұғымы тек өтетін термодинамикалық процеске байланысты пайда болады. Егер процесс болмаса, онда жылу да, жұмыс та болмайды. Сондықтан, қандайда бір денедегі жылу және жұмыс қоры туралы айтуға да болмайды.

Бұдан шығатын қорытынды: элементарлы жұмыс dL пен элементарлы жылу dQ күй параметрлерінің толық дифференциалы бола алмайды және оларды жылу мен жұмыс мөлшерінің үстелуі деп атауға болмайды. dQ мен dL -дің мәндері элементарлы процестерге қатысатын жұмыс пен жылудың

шексіз аз мөлшері болып табылады. Сондықтан, соңғы процесс үшін былай жазуға болмайды:

$$dQ = Q_2 - Q_1 \quad (9)$$

$$dL = L_2 - L_1 \quad (10)$$

Көрсетілген осы екі интеграл тек 1-2 күйлердің арасында жеке белгі берілген кезде, онда процестің жүру жағдайы көрсетілгенде ғана алынады. Сондықтан, интегралданғанда мына түрде ғана белгілеу керек:

$$dQ = Q_{1-2} \quad (11)$$

$$dL = L_{1-2} \quad (12)$$

Сонымен, термодинамикалық процесте жылу мен жұмыс күйлерінің өзгеруі бір денеден екінші денеге энергияның берілуінің екі мүмкіндікті әдісі болып табылады.

1.7. Термодинамикалық тепе-теңдік

Егер де термодинамикалық жүйеге кіретін денелердің күйі ұзақ уақыт бойы өзгермесе, онда жүйе термодинамикалық тепе-теңдікте деп айтуға болады. Егер жылуоқшауланған және абсолютті қатты қалқалары жоқ термодинамикалық жүйеде денелер немесе денелердің бөліктері бірдей күйде болмаса, онда аздаған уақыттан кейін (ерте ме, кеш пе) жүйеде тұрақты термодинамикалық тепе-теңдік орнайды.

Термодинамикалық тепе-теңдік кезінде жүйенің бір денесінен екіншісіне жылудың берілуі және жүйенің жеке бөліктерінің бір-біріне салыстырмалы механикалық орын ауыстыруы болмайды, яғни жылулық және механикалық тепе-теңдік орын алады. Және жүйені құрайтын барлық денелердің қысымы мен температурасы қоршаған орта қысымы мен температурасына тең келеді.

Қоршаған ортаның сыртқы шарттарының өзгеруімен бірге жүйе күйі өзгереді және бұл өзгеріс қоршаған орта мен жүйенің қысымы мен температурасы теңеспейінше байқалады, яғни тұрақты тепе-теңдік қалыптаспайды.

Кез келген сыртқы әсерсіз (еркінше) жүйе тепе-теңдік күйден шыға алмайды.

2. ИДЕАЛ ГАЗДАР КҮЙІНІҢ ТЕНДЕУІ

2.1. Идеал газдардың негізгі заңдары

Бойль-Мариотт және Гей-Люссак заңдарына толық бағынатын газдарды *идеал газдар* деп атайды. Идеал газдарда молекулалар арасында өзара тартылыс және тебу күштері болмайды, ал молекула көлемі газ көлемімен салыстырғанда өте аз болады.

Барлық нақты (реалды) газдар жоғары температура мен аз қысымда «идеал газ» түсінігіне толығымен келеді және де қасиеттері бойынша ешқандай айырмашылық болмайды. Идеал газ күйі – бұл қысым нөлге ұмтылған кезде реалды газдың шекті күйі ($p \rightarrow 0$).

Идеал газ туралы ұғым енгізу дене күйін сипаттайтын шамалар арасында қарапайым математикалық тәуелділіктерді құруға және идеал газ заңдары негізінде термодинамикалық процестердің үйлесімді теориясын құруға мүмкіндік берді.

Бойль-Мариотт заңы тұрақты температура кезіндегі процесте идеал газдың меншікті көлемі мен абсолютті қысымының арасындағы тәуелділікті орнатады. Бұл заң тәжірибелік жолмен 1664 ж. ағылшын физигі Бойльмен және оған тәуелсіз 1676 ж. француз химигі Мариоттпен ашылған. Бойль-Мариотт заңы бойынша: тұрақты температура кезінде идеал газ алатын көлем оның қысымына кері пропорционал:

$$v_1/v_2 = p_2/p_1 \quad (13)$$

немесе тұрақты температура кезінде меншікті көлемнің қысымға көбейтіндісі тұрақты шама:

$$p_1 v_1 = p_2 v_2; \quad p v = \text{const.} \quad (14)$$

Графикалық түрде pV – координаталар жүйесінде Бойль-Мариотт заңы тең қырлы гиперболомен кескінделеді. Бұл қисық *изотерма* деп, ал тұрақты температурада өтетін процесс *изотермиялық* деп аталады.

Гей-Люссак заңы қысымның тұрақты кезіндегі меншікті көлем мен абсолютті температура арасындағы тәуелділікті

белгілейді. Бұл заңды, эксперименттік жолмен, француз физигі Жозеф Луи Гей-Люссак 1802 жылы ашты. Гей-Люссак заңы бойынша: тұрақты қысым кезінде идеал газдың бірдей мөлшеріндегі көлем абсолютті температураға тура пропорционал өзгереді:

$$v_1 / v_2 = T_1 / T_2 \quad (15)$$

p – координаталар жүйесінде Гей-Люссак заңы абсцисса өсіне параллель түзумен беріледі. Бұл түзуді *изобара*, ал процесті – *изобаралық* немесе тұрақты қысымда өтетін процесс деп атайды.

2.2. Идеал газдар күйінің теңдеуі

Жоғарыда айтылғандай, күй теңдеуі жалпы түрде келесідей жазылады:

$$f(p, v, T) = 0 \quad (16)$$

Бұл теңдеу нақты (реал) газ үшін де, идеал газ үшін де дұрыс. Дегенмен, көптеген принципті қиындықтардың болуымен, реал газдар үшін, олардың күйінің өзгеруінің барлық аймақтарын қамтитын, әмбебап теңдеу әлде де алынған жоқ. Күйдің мейлінше қарапайым теңдеуі идеал газ үшін алына алады.

Молекулярлы-кинетикалық теория бойынша, газдың абсолютті қысымы сан бойынша көлемнің бірлігінде қамтылған молекулалардың үдемелі қозғалысының орташа кинетикалық энергиясының $2/3$ тең:

$$P = \frac{2}{3} n/v m w^2/2 \quad (17)$$

мұндағы n – меншікті көлемдегі молекулалар саны; v – газдың меншікті көлемі; m – молекула массасы; w – молекулалардың үдемелі қозғалысының орташа квадраттық жылдамдығы; $m w^2/2$ – молекуланың орташа кинетикалық энергиясы.

Газдардың молекулярлық-кинетикалық теориясы молекуланың орташа кинетикалық энергиясы мен абсолюттік температура арасындағы тура пропорционалдықты орнықтырады:

$$m w^2/2 = B T \quad (18)$$

мұндағы T – абсолюттік температура; B – пропорционалдық коэффициент.

Соңғы теңдікті ескерсе теңдеуді (17) келесі түрде жазуға болады:

$$pv = 2nBT/3. \quad (19)$$

Егер теңдеуді (19) газдың екі күйіне жатқызса, онда олардың әрқайсысы үшін аламыз:

$$P_1V_1 = \frac{2}{3}nBT_1 \quad \text{немесе} \quad P_2V_2 = \frac{2}{3}nBT_2$$

Бірінші теңдеуді екіншісіне бөле отырып:

$$P_1V_1 / P_2V_2 = T_1/T_2 \quad \text{немесе} \quad P_1V_1 / T_1 = P_2V_2 / T_2 \quad (20)$$

Параметрлер арасындағы тәуелділік (20) Бойль-Мариотт пен Гей-Люссақтың заңдарын бірге қарастырудан да алына алады, сондықтан көбінесе бұл тәуелділікті Бойль Мариотт пен Гей-Люссақтың біріккен заңы деп атайды.

Соңғы теңдеу идеал газдың меншікті көлемін қысымға көбейтіп, абсолютті температураға бөлінген шамасы кез келген тепе-теңдікті күй үшін тұрақты шама екенін көрсетеді:

$$pV/T = \text{const}. \quad (21)$$

1 кг газға келтірілген тұрақты шама R әріпімен белгіленеді және *газ тұрақтысы* деп аталады:

$$pV/T = R \quad \text{немесе} \quad pV = RT. \quad (22)$$

Теңдеу (22) *идеал газдар күйінің термиялық теңдеуі* немесе сипаттаушы теңдеуі деп аталады. Бұл теңдеуді француз физигі Клайперон 1834 ж. шығарды, сондықтан соның атымен аталады.

Массасы m (кг) газдың еркін мөлшері үшін күй теңдеуі келесі түрде болады:

$$PV = mRT, \quad (23)$$

мұндағы P – газ қысымы, Па;

V – газдың еркін мөлшерінің көлемі, м^3 ;

m – газ массасы, кг;

T – газдың абсолюттік температурасы, К.

Газ тұрақтысы R әрбір газ үшін, газ табиғатына тәуелді және оның күйіне тәуелсіз, белгілі бір мәнді қабылдайтын физикалық тұрақтыны көрсетеді.

Газ тұрақтысының физикалық мәнін айқындайық. Бірінші күй үшін Клайперон теңдеуін жазамыз:

$$PV_1 = mRT_1, \quad (24)$$

Осы қысымдағы екінші күй үшін

$$PV_2 = mRT_2, \quad (25)$$

Екінші теңдеуден біріншісін алып тастай отырып, аламыз

$$P(V_2 - V_1) = mR(T_2 - T_1), \text{ осыдан} \quad (26)$$

$$R = P(V_2 - V_1) / m(T_2 - T_1) \quad (27)$$

Оң бөлігінің алымы газдың тұрақты қысым кезіндегі жұмысын көрсетеді. Егер температура айырмасы $(T_2 - T_1)$ 1°C , ал газ массасы 1 кг тең болса, онда газ тұрақтысы, қысымның тұрақты кезінде және температураның 1°C өзгеруі кезіндегі процестегі 1 кг газдың джоульмен есептелген жұмысы болады.

Газ тұрақтысы келесі мөлшерлікте болады:

$$R = \frac{\rho(V_2 - V_1)}{m(T_2 - T_1)} = \frac{n / \text{м}^2 \text{м}^3}{\text{кг} \cdot \text{град}} = \frac{n \cdot \text{м}}{\text{кг} \cdot \text{K}} = \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{K}}. \quad (28)$$

Осы түрдегі Клайперон теңдеуі тек қана идеал газдар үшін қолданбалы. Дегенмен, бұл теңдеуді тәжірибе үшін жеткілікті дәлдікте төменгі қысымды және жоғары температуралы реал (нақты) газдар үшін де қолдануға болады.

2.3. Идеал газ күйінің әмбебап теңдеуі

1811 жылы италия ғалымы Авагадро бірдей температуралар мен қысымдар кезінде әртүрлі идеал газдардың бірдей көлемдерінде молекула саны бірдей болатындығын ашқан. Авагадро заңынан бірдей температура мен қысымдағы газдың

тығыздығы олардың молекулалық массасына тура пропорционал екені шығады:

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{\mu_1}{\mu_2} \quad (29)$$

мұндағы μ_1, μ_2 – газдардың молекулярлық массалары.

Газдың молекулалық массасы – дегеніміз берілген заттың молекулалық массасының ^{12}C көміртегі изотобының 1/12 массасына қатынасының сандық мәні. Массасы 12 кг (дәл), ^{12}C көміртегі нуклидінде қанша атом болса, соншалықты молекуласы бар зат мөлшері *килограмм-молекула* немесе *газдың киломоли (кмоль)* деп аталады.

(29) теңдеудегі газ тығыздықтарының қатынасын меншікті көлемдердің кері қатынасымен алмастыруға болады. Онда $v_2 / v_1 = \mu_1 / \mu_2$, осыдан $v_1 \mu_1 = v_2 \mu_2$.

Бұл қатынас меншікті көлемнің оның молекулалық массасына көбейтіндісі, бірдей физикалық шарттарда, тұрақты болады және газдың табиғатына байланысты еместігін көрсетеді:

$$v\mu = \text{const} \quad (30)$$

$v\mu$ көбейтіндісі 1 кмоль идеал газдың көлемі болады, ал теңдеу (30) температуралармен бірдей қысымдарда барлық газдардың киломольдер көлемі бірдей екенін көрсетеді.

1 кмоль газ үшін күй теңдеуін жазуға болады:

$$P v_\mu = \mu R T, \quad (31)$$

Осыдан $\mu R = P V_\mu / T = R$ алынады. R – *әмбебап газ тұрақтысы*.

Әмбебап газ тұрақтысы деген, ол температурасы 1 К өзгерген кездегі және тұрақты қысымдағы процестегі 1 кмоль идеал газдың жұмысы. Стандартты физикалық жағдайларда (қысым 101325 Па және температура 273,15 К) 1 кмоль газдың көлемі $22,4143 \text{ м}^3/\text{моль}$ тең, ал универсал газ тұрақтысы келесі шамаға тең болады:

$$R = \frac{101325 \cdot 22,4143}{273,15} = 8314,20 \frac{\text{Дж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}} = 8,3142 \frac{\text{кДж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}$$

Газдың 1 кмоліне жатқызылған күйдің әмбебап теңдеуі, келесі түрде болады:

$$PV_{\mu} = 8314,20T \quad (32)$$

Теңдеуді (32) *Клапейрон – Менделеевтің күй теңдеуі* деп атайды, өйткені ол 1874 ж. бірінші рет Д. И. Менделеевпен ұсынылды. Клапейрон – Менделеев теңдеуі идеал газдар үшін ең жалпы теңдеу, өйткені идеал газдардың үш заңын байланыстырады (Гей-Люссактың, Бойль – Мариоттың және Авагадроның) және газ табиғатына тәуелсіз әмбебап газ тұрақтысын қамтиды.

Әмбебап газ тұрақтысын біле отырып R , бізге белгілі r мәнін есептеуге болады: $r = 8314,2 / \mu, \text{Дж} / \text{кг} \cdot \text{К}$. Бірқатар газдардың физикалық тұрақты шамалары 2- кестеде келтірілген.

2-кесте

Газдардың физикалық тұрақты шамаларының мәні

Газ	Химиялық теңдеуі	1кмоль массасы, кг/моль	Газ тұрақтысы $r, \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	Қалыпты физикалық жағдайлардағы газ тығыздығы, кг/м^3
Оттегі	O ₂	32	259,8	1,429
Сутегі	H ₂	2,016	4124,3	0,090
Азот	N	28,02	296,8	1,250
Көміртегі тотығы	CO	28	296,8	1,250
Ауа	—	28,96	287,0	1,293
Көмір қышқыл газ	CO ₂	44	189,0	1,977
Су буы	H ₂ O	18,016	461,6	0,804
Гелий	He	4,003	2077,2	0,178
Аргон	Ar	39,944	208,2	1,784
Аммиак	NH ₃	17,031	488,2	0,771

Күй теңдеуінен (32) термодинамикалық параметрлер арасындағы кейбір маңызды тәуелділіктерді орнықтыруға болады. Идеал газ үшін күйдің негізгі параметрлерінің жеке тумалары келесі түрге енеді: $pv = rT$ дифференциалдап, $p dv + v dp = r dT$ аламыз;

$$p = \text{const кезінде } \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p = r / p$$

$$v = \text{const кезінде } \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v = r / v$$

$$T = \text{const кезінде } \left(\frac{\partial v}{\partial p} \right)_T = -rT/p^2 \text{ және } \left(\frac{\partial p}{\partial v} \right)_T = -rT/v^2$$

Жеке көбейтінділердің тумасы идеал газ үшін -1 түрленеді.

3. ИДЕАЛ ГАЗДАРДЫҢ ҚОСПАСЫ

3.1. Газ қоспаларының негізгі қасиеттері

Техникада жеке газдардың механикалық қоспасын беретін және идеал газдарға қасиеті бойынша жақын болатын газ тәрізді заттармен жұмыс істеуге тура келеді, мысалы, домналық немесе жарық беретін газ, қазан құрылғыларынан, іштей жану қозғалтқыштарынан, реактивті қозғалтқыш және т.б. жылулық құрылғыларынан шығатын газдар. Ауаның өзі азоттан және оттегіден, көмір қышқыл газдан, су буынан және біратомды газдан құралатын газ қоспасын береді. Сондықтан, тәжірибелік есептеулерді шешу үшін газ қоспаларының негізгі параметрлерін анықтай білу керек.

Газды қоспа – дегеніміз өзара ешқандай химиялық реакцияға түспейтін, жеке газдар қоспасы. Қоспадағы әрбір газдар басқа газдарға тәуелсіз өздерінің қасиеттерін толығымен сақтап қалады және бүкіл қоспаның көлеміне өзі жайғасқандай болады. Газ молекулалары ыдыстың қабырғасына қысым тудырады, бұл қысым *парциалды* (бөлшектегі) деп аталады. Қоспа құрамына кіретін әрбір жеке газ Клапейронның күй теңдеуіне бағынады деп есептеледі, яғни идеал газ болып табылады.

Идеал газдардың газ қоспасы Дальтон заңына бағынады. Осы заң бойынша газ қоспасының жалпы қысымы қоспаны құрайтын жеке газдардың парциалдық қысымдарының қосындысына тең:

$$P = P_1 + P_2 + P_3 + \dots + P_n = \sum_{i=1}^n P_i, \quad (33)$$

мұндағы $P_1, P_2, \dots, P_n$ – парциалдық қысымдар.

Парциалдық қысым – бұл қоспа құрамына кіретін әрбір газда болатын қысым, егерде ол қоспадағыдай бірдей мөлшерде, температурада және сондай көлемде болса. Газды қоспаның параметрлері Клапейрон теңдеуі бойынша анықталады:

$$PV = mRT, \quad (34)$$

мұндағы теңдеуге кіретін барлық шамалар газ қоспаларына жатады.

Осылайша, газды қоспаны есептеудің міндеті, берілген қоспа құрамы негізінде орташа молекулалық массасын немесе газ қоспасының газ тұрақтысын анықтау болып табылады. Содан кейін басқа да параметрлерді қоспаға арналған күй теңдеуі бойынша анықтауға болады. Қосымша ретінде, өте жиі қоспа құрамына кіретін газдардың парциалдық қысымын анықтау талап етіледі.

Газды қоспаның берілу тәсілдері. Газ қоспасы массалық, көлемдік және молярлық үлеспен беріле алады.

Массалық үлес – дегеніміз әрбір газ массасының қоспаның жалпы массасына қатынасы:

$$g_1 = m_1/m; g_2 = m_2/m; \dots; g_n = m_n/m \quad (35)$$

мұндағы $g_1, g_2, \dots, g_n$ – массалық үлестер;

$m_1, m_2, \dots, m_n$ – әрбір газдың массасы;

m – бүкіл қоспаның массасы.

Массалық үлестер қосындысы бірге тең:

$$g_1 + g_2 + \dots + g_n = \sum_{i=1}^n g_i = 1 \quad (36)$$

Барлық газ массаларының қосындысы қоспа массасына тең:

$$m_1 + m_2 + \dots + m_n = \sum_{i=1}^n m_i = m \quad (37)$$

Көлемдік үлес. Әрбір газдың парциалдық көлемінің газ қоспасының жалпы көлеміне қатынасы:

$$b_1 = v_1 / v; b_2 = v_2 / v; \dots; b_n = v_n / v \quad (38)$$

мұндағы $b_1, b_2, \dots, b_n$ – көлемдік үлес;

$v_1, v_2, \dots, v_n$ – әрбір газдың парциалдық (келтірілген) көлемі;

V – газдар қоспасының көлемі.

Газдың парциалдық көлемі – деп оның температурасы және қысымы газдар қоспасының температурасы мен қысымына теңескен кезде осы газдың алатын көлемі аталады. Әрбір газдың

парциалдық көлемін Бойль–Мариотт заңы бойынша анықтауға болады. Тұрақты температурада:

$$v_1 = p_1 v / p; \quad v_2 = p_2 v / p; \quad v_n = p_n v / p \quad (39)$$

Теңдеуді қосып, аламыз

$$v_1 + v_2 + \dots + v_n = \sum_1^n v_i = v \quad (40)$$

Қоспаны құрайтын газдардың парциалдық көлемінің қосындысы газ қоспаларының көлеміне тең.

Көлемдік үлестер қосындысы бірге тең:

$$r_1 + r_2 + \dots + r_n = \sum_1^n r_i = 1 \quad (41)$$

Қоспаның мольдік үлеспен берілуі оның көлемдік үлеспен берілуіне тең болады. Шынында да, егер мольдік үлесті әрбір газдың зат мөлшерінің M_1 газ қоспасының киломоль санына қатынасы деп алатын болса, онда

$$M_i = m_i / v_i, \quad \text{және} \quad M = m / v, \quad (42)$$

келесі түрде жазуға болады:

$$\frac{v_i}{v} = \frac{m_i}{m} \frac{M}{M_i} = \frac{\rho_i v_i M}{\rho v M_i} \quad (43)$$

Авагадро заңы бойынша, бірдей қысым мен температуралар кезінде

$$\rho_i / \rho = M_i / M \quad (44)$$

Массалық үлес пен көлемдік үлес арасындағы қатынас. Қандай да бір газдың және бүкіл қоспаның арасында, Авагадро заңы және Клапейрон-Менделеев теңдеуі негізінде, меншікті көлемдер, тығыздықтар, молекулалық массалар және газ тұрақтылары арасында келесідей байланыстар бар:

$$\rho_i / \rho = v / v_i = \mu_i / \mu = R / R_i, \quad (45)$$

мұндағы μ_i – әрбір газдың молекулярлық массасы; μ – газ қоспасының молекулярлық массасы.

Сонымен қатар келесі түрде де жазуға болады:

$$g_i = m_i / m = \rho_i v_i / \rho v = (\rho_i / \rho) \cdot b_i \quad (46)$$

Соңғы екі қатынас массалық және көлемдік үлестерді байланыстыратын бірнеше теңдеулерді құруға мүмкіндік береді:

$$g_i = (v / v_i) b_i = (\mu_i / \mu) b_i = (r / r_i) b_i \\ r_i = (\rho / \rho_i) g_i = (v_i / v) g_i = (r_i / r) g_i = (\mu / \mu_i) g_i$$

3.2. Газ қоспаларының газ тұрақтысы

Газ қоспасы күй теңдеуіне бағынады

$$p v = m r T \text{ және } r = p v / m T. \quad (47)$$

теңдеуден

$$r_i = g_i r_i / \text{ және } \sum r_i = \sum g_i r_i / r = 1 \quad (48)$$

осыдан

$$r = \sum g_i r_i = g_1 r_1 + g_2 r_2 + \dots + g_n r_n \quad (49)$$

Газ қоспасының газ тұрақтысы әрбір газдың массалық үлесінің оның газ тұрақтысына көбейтіндісіне тең.

Қоспаның меншікті газ тұрақтысын анықтауға арналған тағы бір теңдеу

$$r = \sum g_i r_i = 8314,2 (g_i / \mu_i + g_2 / \mu_2 + \dots + g_n / \mu_n) \quad (50)$$

Қоспаның газ тұрақтысын қоспаның белгілі молярлық массасы бойынша анықтауға болады:

$$r = 8,314 / \mu. \quad (51)$$

Демек, қоспаның газ тұрақтысы орташа молекулярлық масса кіретін теңдеу бойынша анықталады, ал жеке газдың газ тұрақтысы сол теңдеумен анықталады, бірақ оған әрқайсысының нағыз молекулярлық массасы енгізіледі.

Егер, қоспаның көлемдік құрамы берілсе, онда (45') теңдеуінен алынады:

$$R = \frac{1}{\sum r / R_i} = 1 / (r_1 / R_1 + r_2 / R_2 + \dots + r_n / R_n) \quad (52)$$

3.3. Газ қоспаларының орташа молекулярлық массасы

Орташа молекулярлық масса шартты шаманы көрсетеді және молекулаларының саны мен жалпы массасы газ қоспасындағы молекулалар саны мен массаға тең болатын біртекті газға жатады.

$$\mu = 8314,2 / R \quad (53)$$

$$\mu = 8314,2 / (g_1 R_1 + g_2 R_2 + \dots + g_n R_n) \quad (54)$$

Газ тұрақтыларын $R_1, R_2, \dots, R_n$ олардың мәндерімен алмастыра отырып, Клапейрон теңдеуінен, егер қоспа массалық үлеспен берілген болса, орташа молекулярлық массаға арналған өрнекті алуға болады:

$$\mu = 1 / (g_1 / \mu_1 + g_2 / \mu_2 + \dots + g_n / \mu_n)$$

Егер қоспа көлемдік үлеспен берілген болса, онда:

$$R = 1 / \sum r_i / R_i = 8314,2 / \sum r_i \mu_i$$

$R = 8314,2$ болғандықтан,

$$\mu = \sum r_i / \mu_1 + r_2 \mu_2 + r_i \mu_i \quad (55)$$

Газ қоспасының орташа молекулярлық массасы сол қоспаны құрайтын жеке газдардың көлемдік үлестерінің молекулярлық массаларына қатынасының қосындысына тең.

3.4. Парциалдық қысым

Егер газдың негізгі параметрлері белгілі болса, газдың парциалдық қысымы Клапейрон теңдеуінен массалық үлес арқылы анықтала алады. Қоспа көлемдік үлестермен берілген кезде, әрбір газдың парциалдық қысымын анықтау үшін Бойль-Мариотт заңын қолдануға болады, бұл заң бойынша тұрақты температурада:

$$p = \frac{m_i R_i T}{V} = p \frac{m_i R_i}{m R} = p g_i \frac{R_i}{R} = p g_i \frac{\mu}{\mu_i}. \quad (56)$$

Әрбір газдың парциалдық қысымы газ қоспасының жалпы қысымының оның көлемдік үлесіне қатынасымен анықталады. Соңғы теңдеу техникалық есептеулерде және жылулық қондырғыларды сынау кезінде қолданылады. Газдардың көлемдік үлесі арнайы аппаратпен – газталдағышпен анықталады.

4. РЕАЛ ГАЗДАР

4.1. Реал газдардың қасиеттері

Реал газдар – идеал газдардан бұл газдардың молекулаларының ақырғы дербес көлемдерінің болуымен ерекшеленеді және өзара электрмагниттік және кванттық табиғаты бар өзара әрекеттесу күштерімен байланысты болады. Бұл күштер кез келген молекулалар арасында кез келген жағдайларда болады және молекулалар арасындағы қашықтықтың артуымен азаяды. Молекулалардың аз қашықтыққа жақындауы кезінде тартылыс күштері күрт төмендейді және өте үлкен мәндерге жеткен итеру күштеріне өтеді.

Молекулалардың арасында өзара әрекеттесу күштерінің болуына байланысты идеал газдар заңы ешқандай жағдайларда да реал (нақты) газдарға қатаң қолданыла алмайды. Реал газдардың әртүрлі қасиеттерін тәжірибелік есептеу кездерінде, сығылу коэффициенті аталатын, $pV/RT = C$ қатынасы кеңінен қолданылады.

Идеал газдар үшін кез келген жағдайларда $pV = RT$ және $C=1$ болатындықтан, сығылу коэффициенті реал газ қасиеттерінің идеал газдар қасиеттерінен ауытқуын көрсетеді. Жылусыйымдылықтың мәні реал газдар үшін, қысым мен температураға тәуелді, бірден үлкен және кем бола алады және тек қана өте аз қысымдар мен жоғары температураларда ол бірге теңеседі.

Клапейрон-Менделеев теңдеуінен, кез келген тұрақты температурада pV -ның қысымға тәуелділігі қысым өсіне параллель түзумен кескінделетінін көреміз. Шын мәнінде барлық газдардың изотермасы, тіпті төменгі қысым аймағында қисықты көрсетеді.

Ауа үшін, $p \rightarrow 0$ болған кезде, төменгі қысымдар аймағында pV/p_0V_0 қатынасы (p_0 мен V_0 – қалыпты физикалық жағдайлардағы ауаның қысымы мен меншікті көлемі) ақырғы шекке ұмтылады: $pV/p_0V_0 = \text{const}$. Осыдан, төменгі p және үлкен V кезінде pV көбейтіндісі өте аз өзгеретінін байқауға болады және тұрақты болып қалады десе болғандай. Демек, сиреу

жоғары болған сайын, кез келген реал газ үшін Клапейрон – Менделеев теңдеуі үлкен дәлдікпен қанағаттандырылады.

Ордината өсіндегі минимум нүктелі ($p = 0$) изотермаға сәйкес температура *Бойль температурасы* деп аталады. Бойль нүктесінде басталған изотерма, біраз ұзындықта абсцисса өсіне параллель болады, яғни бұл жерде $p/p_0 v_0 = \text{const}$ заңы дәл сақталады. Бойль температурасынан жоғарыда басталатын изотермалардың барлығы жоғарылаушы қисықтар түрінде болады. Ауа үшін Бойль температурасы 54°C тең.

Сонымен, реал газдардың қасиеттері сандықта, сапалықта қатынастарда идеал газ қасиеттерінен біршамаға айырмашылықты болады. Сондықтан идеал газ заңдары негізінде реал газдар үшін алынған барлық нәтижелерді өте үлкен сиреу кезінде ($p \rightarrow 0$) жуықталған және дұрыс деп қарастыруға болады.

4.2. Ван-дер-Ваальстің күй теңдеуі

Ван-дер-Ваальстің күй теңдеуі – реал газдардың қасиеттерін талдамалы сипаттаудың алғашқы қадамдарының бірі болып табылады. Бұл теңдеу реал газдардың сапалық ерекшеліктерін және олардың идеал газдардан айырмашылықтарын көрнекі көрсетеді.

Жоғарыда айтылғандай, реал газдар – идеал газдардан молекулалардың және молекулалардың өз көлемдерінің арасында өзара әрекеттесу күштерінің бар болуымен ерекшеленеді. Өзара әрекеттесу күштері қатты және сұйық денелерде өте үлкен және газ тәріздес күйден сұйық күйге өтуге жақын газдарда жоғары. Демек, газ күйі қаншалықты сұйыққа өту аймағынан алыс болса, соншалықты молекулалар арасындағы қашықтық үлкен болады, яғни олардың арасындағы өзара әрекеттесу күші аз және реал газ күйінің идеалға жақындығы соншалықты жақын. Және керісінше, газ күйі сұйық аймағына жақын болған сайын, өзара әрекеттесу күші үлкен, оның идеал газ күйінен ауытқуы мәнді. Сонымен, реал газ

қасиеттерін зерттеу кезінде молекулалар мен оның көлемі арасындағы өзара әрекеттесу күштерін ескеру қажет.

Бірінші жақындау жағдайы үшін Ван-дер-Ваальс өзінің теңдеуіне екі түзету енгізді, бұл түзетулер реал газдың идеал газдан ауытқуын ескереді.

Молекулалардың өз көлеміне тәуелді, бірінші түзетуді қарастырайық.

Клапейрон теңдеуін келесі түрде көруге болады:

$$V = RT/p \quad (57)$$

Қысымның артуы кезінде көлем V төмендейді, егер $p \rightarrow \infty$, онда $v \rightarrow 0$. Бұл, молекулалар шексіз аз көлемді алатын идеал газдың анықтамасымен толығымен сәйкес келеді.

Молекулалары соңғы көлемді алатын $v_{\text{мол}}$ реал газды қарастырсақ және молекулалар арасындағы саңылаулар көлемін ескерсе, онда молекулалардың қозғалысы үшін еркін көлем $V - b$ тең, мұндағы $b = v_{\text{мол}} + v_{\text{саң}}$. b шамасы – газды сығуға болатын ең аз көлем.

Бұл жағдайларда Клапейрон теңдеуі келесі түрде болады:

$$v - b = RT/p \quad (58)$$

Егер алынған тәуелділікте қысым p артатын болса және ∞ ұмтылса, онда еркін көлем $(v-b)$ нөлге ұмтылады немесе $v-b$, яғни $p \rightarrow \infty$ кезінде газ көлемі b шамасына ұмтылады, ол молекулалардың өзінің көлеміне тәуелді. Әрбір газ үшін b шамасы белгілі бір сандық мәнде болады.

Клапейрон теңдеуі бойынша идеал газ теңдеуі келесідей анықталатын болғандықтан

$$p = RT/v, \quad (59)$$

ал нақты газ үшін $-b$ шамасын ескергенде:

$$p = RT/(v-b), \quad (60)$$

онда бірдей температуралар кезінде нақты газдардың қысымы жоғары болады.

Бұл реал газ да идеал газға қарағанда, еркін көлемнің төмен болуымен түсіндіріледі, яғни молекулалардың еркін өту

ұзындығы да аз болады, өз кезегінде реал газ молекулаларының ыдыс қабырғасына көп рет соғылуына, яғни қысымның артуына әкеледі.

Күй теңдеуіне енгізілген екінші түзету молекулалар арасындағы өзара әрекеттесу күштерінің әсерін ескереді.

Идеал газда молекулалар өз қозғалысында еркін және ыдыс қабырғасына соғуы ешнәрсемен шектелмейді, өйткені молекулалар арасында өзара әрекеттесу күші жоқ.

Реал газда молекулалар арасында өзара әрекеттесу күші бар болған кезде, ыдыс қабырғасына соғу күші төмен болады, өйткені ыдыс қабырғасына жақын барлық молекулалар ыдыс ішіндегі көрші молекулалармен тартылады. Демек, реал газдан түсетін қысым идеал газ қысымымен салыстырғанда, молекулалар арасындағы өзара әрекеттесу күштерін ескеретін, қысымға енгізілген түзетуді көрсететін Δp шамасына аз болады. Бұл түзету Δp тартылатын да, тартушы да молекулалар санына тура пропорционал немесе газ тығыздығының квадратына тура пропорционал немесе оның меншікті көлемінің квадратына кері пропорционал:

$$\Delta p = a\rho^2 = a/v^2, \quad (61)$$

мұндағы a – күй параметрлеріне тәуелсіз, әрбір газ үшін белгілі бір сандық мәнді қабылдайтын пропорционалдық коэффициент.

Екінші түзетуді енгізе отырып, аламыз:

$$p = \frac{rT}{v-b} - \Delta p \text{ немесе } p = \frac{rT}{v-b} - \frac{a}{v^2}. \quad (62)$$

Осыдан Ван-дер-Ваальс теңдеуі келесі түрге енеді:

$$(p + a/v^2)(v-b) = RT. \quad (63)$$

Бұл теңдеуді Ван-дер-Ваальс 1873 жылы жариялады. a/a^2 шамасын ішкі қысым деп атайды, сұйықтар үшін ол үлкен мәнге ие болады (су үшін температура 293 К кезінде $a/v \approx 10800$ бар); газдар үшін ішкі қысым салыстырмалы көп емес және газдың қысымы мен температурасына тәуелді.

Ван-дер-Ваальс теңдеуі нақты заттардың сұйық және газ тәріздес күйдегі беталысын дәл айқындайды, екіфазалық күй үшін ол қолданылмайды.

1 кмоль газ үшін Ван-дер-Ваальс келесі түрде теңдеуі жазылады:

$$(p + a_{\mu} / v_{\mu}^2)(v_{\mu} - b_{\mu}) = 8314,2T. \quad (64)$$

Ван-дер-Ваальс күй теңдеуімен анықталатын нақты газ үшін, параметрлердің негізгі жеке тумалары келесі түрде болады:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial p}{\partial v} \right)_T &= -\frac{RT}{(v-b)^2} + \frac{2a}{v^2}; \\ \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p &= \frac{R}{p - \frac{a}{v^2} + \frac{2ab}{v^2}}; \\ \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_v &= \frac{v-b}{R}. \end{aligned} \quad (65)$$

4.3. Ван-дер-Ваальс теңдеуінің талдауы

Егер Ван-дер-Ваальс теңдеуінде $(p + a/v^2)(v-b) = RT$ жақшаларды ашып және алынған шамаларды төмендеу дәрежесі бойынша орналастырса, онда үшінші дәрежелі теңдеу алынады:

$$pv^3 - (bp + RT)v^2 + av - ab = 0 \quad (66)$$

Математикадан белгілі, мұндай теңдеу p мен T берілген мәндерінде үш түбірге ие болуы керек. Бұл кезде үш жағдай ескеріледі: 1) барлық үш түбір әртүрлі және нақты; 2) барлық үш түбір нақты және өзара тең және 3) бір түбір нақты, екеуі жалған (кешенді). Жалған түбірлер физикалық мәнсіз болғандықтан, нақты түбірдің ғана маңызы болады.

Эксперименттен T_k және p_k мәндерін таба отырып, a мен b коэффициенттерін алуға болады:

$$a = \frac{9}{8} r T_k v_k = \frac{27}{64} \frac{r^2 T_k^2}{p_k}$$

$$b = \frac{1}{3} v_k = \frac{1}{8} \frac{r T_k}{p_k}$$

Ван-дер-Ваальс теңдеуін күйдің келтірілген параметрлерінде көрсетуге болады. Егер p , v , және T ауыспалыларының орнына Ван-дер-Ваальс теңдеуіне келтірілген көлем, қысым және температура аталатын салыстырмалы шамаларды $v/v_k = \zeta$, $p/p_k = \Pi$ мен $T/T_k = \tau$, және критикалық параметрлер арқылы өрнектелген a , b және r мәндерін енгізсе, онда келесі түрдегі жаңа теңдеуді аламыз:

$$(\pi + 3/\varphi^2)(3\varphi - 1) = 8\tau. \quad (67)$$

Бұл теңдеу *келтірілген теңдеу* – деп аталады. Бұл теңдеу берілген затты сипаттайтын ешқандай шаманы қамтымайды, сондықтан ол Ван-дер-Ваальс теңдеуіне бағынатын кез келген зат үшін қолданбалы. Бірдей π , φ және τ кезіндегі заттың күйі *сәйкес күйлер* – деп аталады. Кризистік нүктеде келтірілген үш параметрде бірге тең, бірдей мәнге ие және барлық заттың кризистік күйі сәйкесті болып табылады.

Егер екі затта келтірілген үш параметрдің екеуі бірдей болса, онда үшінші параметрлері де бірдей мәнде және заттар күй сәйкестігінде болады. Бұл күйдің сәйкестік заңының тұжырымы: бұл заң зат қасиетін анықтау үшін қызмет етеді, егер онымен сәйкестіктегі басқа заттың қасиеттері белгілі болса. Заттардың қасиеттерін осылай анықтау *термодинамикалық ұқсастық әдісі* деп аталады.

Ван-дер-Ваальс теңдеуінен алынған кризистік нүкте қатынасынан, алынады: $rT_k / p_k v_k = 8/3 = 2,67$.

K_k белгіленетін бұл қатынас *кризистік коэффициент* деп аталады. Ол Ван-дер-Ваальс теңдеуіне бағынатын барлық термодинамикалық ұқсас заттар үшін тұрақты мәнде болуы тиіс,

бірақ деректерге сүйенгенде K_k мәні әртүрлі реал газдар үшін тұрақты шамадан едәуір ауытқитыны көрінеді.

4.4. Термиялық коэффициенттер

Жеке туындының $(\partial v / \partial p)_T$ көлемге V қатынасы тұрақты температурадағы қысымның артуымен көлемнің өзгеру жылдамдығын сипаттайды. Бұл қатынасты денені *сығудың изотермиялық коэффициенті* – деп атайды:

$$\beta_T = -1 / v(\partial v / \partial p)_T. \quad (68)$$

Теңдіктің оң жағындағы минус таңбасы β_T оң шама болып алынуы үшін қойылған, өйткені $(\partial v / \partial p)_T$ барлық уақытта теріс.

Жеке туындының $(\partial v / \partial p)_T$ көлемге V қатынасы, көлем тұрақты болып қалатын болса, қыздыру кезіндегі көлемнің өзгеру жылдамдығын сипаттайды. Бұл қатынасты дененің *кеңеюінің термиялық коэффициенті* – деп атайды:

$$\alpha_p = 1 / v(\partial v / \partial T)_p. \quad (69)$$

Жеке туындының $(\partial p / \partial T)_v$ қысымға P қатынасы, егер дене көлемі тұрақты болып қалатын болса, температура артқан кездегі қысымның өзгеруінің қарқындылығын сипаттайды. Бұл қатынасты жылулық *серпінділік коэффициенті* немесе *қысымның термиялық коэффициенті* – деп атайды:

$$\gamma_T = 1 / p(\partial p / \partial T)_T. \quad (70)$$

Термиялық коэффициент арасында тәуелділік бар

$$\beta_T = \alpha_p / \gamma_T p \quad (71)$$

Осыдан қысымның термиялық коэффициенті тең болады

$$\gamma_T = \frac{1}{p} \frac{\alpha_p}{\beta_T} \quad (72)$$

Коэффициенттер α_p, β_T эксперименті анықталады. Идеал газдар үшін

$$\alpha_p = \beta_T = 1/T = 1/273,15 .$$

5. ТЕРМОДИНАМИКАНЫҢ БІРІНШІ ЗАҢЫ

5.1. Энергияның сақталу және түрлену заңы

Термодинамиканың бірінші заңы термодинамикалық жүйелерде өтетін жылу құбылыстарына қатысты табиғаттың жалпы заңының жеке жағдайы болып табылады – энергияның сақталу және түрлену заңы.

Энергияның сақталу және түрлену заңы, оқшауланған жүйеде энергияның барлық түрлерінің қосындысы тұрақты шама болуымен тұжырымдалады. Осы заң бойынша, бір немесе көптеген денелерден тұратын бір жүйедегі энергияның қандайда бір түрінің төмендеуі дененің басқа жүйесіндегі энергияның жоғарылауымен қатар жүруі керектігі шығады.

Механикалық қозғалысты жылуға айналдыру адамзатқа ертеректен таныс, дегенмен керісінше жылуды жылу қозғалтқыштарында механикалық жұмысқа айналдыру, тәжірибе жүзінде, тек қана XVIII ғасырдың екінші жартысында жүзеге асырылды. Жылуды механикалық жұмысқа айналдырудың алғашқы әрекеттері біздің эрамызға дейін-ақ белгілі болғанына қарамастан, ол жылулық қозғалтқышты құруға әсер ете қойған жоқ. Мысалы, Герон Александрийский біздің эрамызға дейінгі бірінші ғасырда, қыздыру кезінде шардан атылатын су буынан пайда болатын реактивті күштер әсерінен айналатын шарды ойлап тапқан. XVII ғасырдың басында италия ғалымы Бранка, тік өске бекітілген доңғалақты айналдыру үшін будың кинетикалық энергиясы пайдаланылатын қондырғыны ойлап тапты.

XVIII ғасырдың басында Папин бұмен жүретін поршеньді машина жасауға тырысты, дегенмен ондай машинаны 1766 жылы И.И. Ползунов жасады. Осылай XVIII ғасырдың аяғында ғана жылуды жұмысқа айналдыру процесі жүзеге асырылды, бірақ ешқандай теориялық есептеулер мен негіздемелер болған жоқ. Энергияның сақталу және түрлену заңына жалпы тұжырымды орыстың ұлы ғалымы М.В. Ломоносов берді. Дегенмен Ломоносов, қажетті нақты мәліметтері болмағандықтан, материя қозғалысының әртүрлі нысанының

эквиваленттігін белгілей және олардың арасындағы мөлшерлік байланысты орната алмады. Ломоносов тұжырымынан соң, жүз жылдан кейін, ғылым XIX ғасырдың бірінші жартысында энергияның сақталу және түрлену заңын және жылу мен жұмыстың эквиваленттігін ашуға тығыз жанасты.

1842 ж. Роберт Майер тәжірибе жүргізу негізінде шығындалған жылу Q мен алынған жұмыс L арасындағы тура пропорционалдықты белгіледі және олардың арасындағы мөлшерлік қатынасты анықтады:

$$Q = AL, \quad (73)$$

мұндағы A – жұмыстың жылулық эквиваленті деп аталатын тұрақты шама.

Жұмыс бірлігінің жылулық эквиваленті – мөлшерлік шама, егер жылу мен жұмыс бір бірлікте өлшенетін болса (джоульмен), онда эквивалент бірге тең және $Q = 1$ болады. Майер белгілеген қатынаста тек қана жылу мен жұмыстың эквиваленттігі туралы айтылмайды, сонымен қатар энергия сапасының өзгерісі туралы да айтылады.

1843 ж. ағылшын ғалымы Джоуль, ал 1844 ж. орыс академигі Ленц электр энергиясы мен жылу арасындағы қатынасты орнықтырды. Электрлік жұмыс пен жылудың эквиваленттігін дәлелдеді. Бұл заң физикаға Джоуль – Ленц заңы атымен енді.

1847 жылы Гельмгольцтің «О сохранении силы» атты жұмысы жарияланды, онда ғалым энергияның сақталу заңы туралы баян етті. Ал 1850 жылы Клаузиустың «О движущей силе теплоты» атты еңбегі жарық көрді, бұл еңбекте энергияның сақталу заңына математикалық негіздеме келтірілді, идеал және реал процестер кезіндегі жылу ерекшеліктері қарастырылып, ашылған заңның сандық мазмұны ғана емес, сонымен қатар сапалық мазмұны да түсіндірілді.

Сонымен, М.В. Ломоносов ашқан, бірақ сол уақытта кеңінен дами алмаған, энергияның сақталу және түрлену заңы XIX ғасырдың екінші жартысында толығымен мойындалды.

5.2. Ішкі энергия

Газдың ішкі энергиясы ретінде денеде немесе денелер жүйесінде қамалған барлық энергия алынады. Бұл энергияны энергияның жеке түрлерінің қосындысы түрінде көрсетуге болады: молекулалардың кинетикалық энергиясы, потенциалдық энергия және т.б.

Дененің ішкі энергиясы келесідей жазылады:

$$U = U_{\text{кин}} + U_{\text{пот}} + U_0 \quad (74)$$

мұндағы $U_{\text{кин}}$ – молекулалардың ішкі кинетикалық энергиясы;

$U_{\text{пот}}$ – молекулалардың ішкі потенциалдық энергиясы;

U_0 – интегралдау тұрақтысы.

Ішкі кинетикалық энергияны келесі құрамаларға бөлуге болады:

$$U = U_{\text{кин.үд}} + U_{\text{кин.ай.}} + U_{\text{тер}} \quad (75)$$

мұндағы $U_{\text{кин.үд}}$ – молекулалардың үдемелі қозғалысының кинетикалық энергиясы;

$U_{\text{кин.ай.}}$ – молекулалардың айналымды қозғалысының кинетикалық энергиясы;

$U_{\text{тер}}$ – бір-біріне салыстырмалы атом ядроларының тербелмелі қозғалыстарының энергиясы.

U_0 шамасы абсолютті нөл температурасы кезіндегі нөлдік энергияны немесе ішкі энергияны көрсетеді. $T = 0$ кезінде молекулалар мен молекулаларға кіретін атомдардың жылулық қозғалысы тоқтайды, бірақ атомдар ішіндегі бөлшектер қозғалысы жалғасады.

Ішкі энергияның абсолюттік мәнін термодинамика әдістерімен анықтау мүмкін болмағандықтан, жүйені термодинамикалық талдау кезінде ішкі энергияның абсолюттік мәндерін емес, ал оның өтетін процестер нәтижесіндегі өзгерісін алуға тура келеді, сондықтан көптеген термодинамикалық есептерді шығару үшін U_0 мәні талап етілмейді және оны нөлге теңейді.

Техникалық термодинамика ішкі энергияның кинетикалық және потенциалдық құрамалары өзгертін процестерді ғана қарастырады. Сондықтан ішкі энергия ұғымына, идеал газдар

үшін, молекулалар қозғалысының кинетикалық энергиясын және молекуладағы атомдардың тербелісті қозғалысының энергиясын енгізеді, ал реал газдар үшін қосымша, молекулалар арасындағы олардың арақашықтықтарына тәуелді өзара әрекеттесу күшінің болуымен байланысты энергияның потенциалдық құрамын да енгізеді.

Ішкі энергияның кинетикалық құрамалары толығымен дене температурасымен анықталатын болғандықтан, ал оның потенциалдық құрамасы берілген температурада меншікті көлемге де тәуелді болатындықтан (молекулалардың арақашықтығы), толық ішкі энергия екі параметрдің функциясы болады және дененің берілген күйінде анықталған шамаға ие бола алады. Демек, күй параметрі бола отырып, ішкі энергия жүйенің бір мәнді үздіксіз және ақырғы функциясын бір мезгілде көрсете алады.

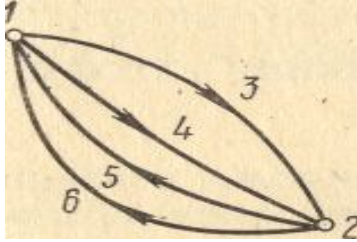
Ішкі энергия аддитивті немесе экстенсивті параметр болып табылады, өйткені оның шамасы дене массасына тәуелді. 1 кг жатқызылған күрделі жүйенің ішкі энергиясы, оның жеке құрамаларының меншікті ішкі энергияларының қосындысына тең, яғни:

$$u = u_1 + u_2 + \dots + u_n = \sum_1^n u_i. \quad (76)$$

Энергияның сақталу заңынан, термодинамикалық жүйе өзінің әрбір күйінде тек қана ішкі энергияның бір мәніне ие бола алатыны белгілі. Егер жүйе берілген күйде ішкі энергияның әртүрлі мәнінде болады деп болжасақ, онда біз осы айырманы жүйенің күйін өзгертпестен қолдана алар едік. Мұндай жағдай энергияның сақталу заңына қарама қайшы. Сондықтан газдың меншікті ішкі энергиясының өзгерісі процестің сипатына немесе жүру жолына тәуелді болады:

$$u_2 - u_1 = f(p_2, v_2, T_2) - f(p_1, v_1, T_1) \quad (77)$$

Бұл барлық процестерде көрнекі көрсетіледі (1-сурет).



1-сурет. Газдың меншікті ішкі энергиясының өзгерісі

$$(3) \int_1^2 du = (4) \int_1^2 du = (5) \int_1^2 du = -(6) \int_2^1 du = (6) \int_1^2 du \quad (78)$$

Ішкі энергияның өзгерісі бірдей болады.

Айналымды процестерде меншікті ішкі энергияның өзгерісі нөлге тең. du жетілуі толық дифференциал болады. Газ күйі күйдің негізгі параметрлерімен анықталатындықтан, меншікті ішкі энергияны күйдің кез келген екі параметрінің функциясы ретінде қарастыруға болады:

$$u = f(T, v), u = f_1(T, p), u = f_2(p, v) \quad (79)$$

немесе ішкі энергияның толық дифференциалдары:

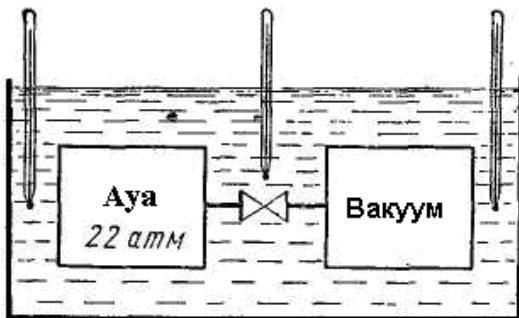
$$\begin{aligned} du &= (\partial u / \partial T)_v dT + (\partial u / \partial v)_T dv \\ du &= (\partial u / \partial T)_p dT + (\partial u / \partial p)_T dp \\ du &= (\partial u / \partial p)_v dp + (\partial u / \partial v)_p dv \end{aligned} \quad (80)$$

Молекулалар арасында өзара әрекеттесу күші болмайтын идеал газдың ішкі энергиясы көлемге немесе қысымға тәуелді болмайды $(\partial u / \partial v)_T = 0$ және $(\partial u / \partial p)_T = 0$, ал температураға $u = f(T)$ тәуелді болады.

Демек, идеал газдың меншікті ішкі энергиясының туындысы температура бойынша толық туынды болады:

$$(\partial u / \partial T)_p = (\partial u / \partial T)_v = du / dT \quad (81)$$

Бұл жағдайды Джоуль дәлелдеді. Су құйылған калориметрге өзара қранды түтікшемен байланыстырылған екі ыдыс орналастырылды (2-сурет).



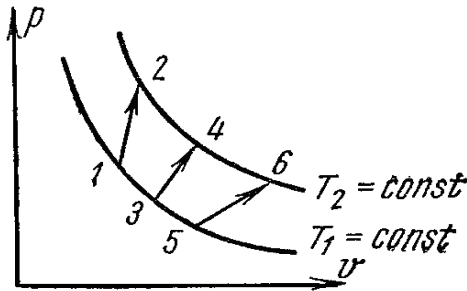
2-сурет. Джоуль экспериментінің сұлбасы

Бірінші ыдыста қысымды ауа болды, ал екінші ыдыстан ауа аласталды. Бүкіл қондырғының температурасы бірнеше термометрлермен анықталды. Калориметрдегі температура ұзақ уақыт тұрақты және бөлмедегі температураға тең болған кезде, ыдыстар арасындағы қран ашылып, бірінші ыдыстағы ауаның бір бөлігі екіншісіне берілді. Калориметрдегі температураны тексерген кезде оның өзгермегені байқалды, демек тәжірибеде жылу жұтылған да, бөлінген де жоқ ($Q = 0$). Вакуум болғанда ауаның сыртқы жұмысы L , қатты қабырғалы ыдысқа ағып өту кезінде, байқалған жоқ ($L = 0$). Мұндай жағдайларда ауаның ішкі энергиясы өзгеріссіз қалуы керек. Тәжірибеде өзгеріссіз тек температура мен ішкі энергия қалғандықтан, Джоуль келесі тұжырымды жасады: газдың ішкі энергиясы тек қана температураға тәуелді $u = f(T)$.

Бұл ереже дәлдікте тек қана идеал газ үшін дұрыс.

Джоульдің қорытындысы тәжірибе үшін ұйғарылатын қателікпен реал газдарға да қатыса алады, егер олар жоғары температуралар мен төменгі қысымдарда болса. Сондықтан жуықтама есептеулер үшін, көрсетілген жағдайлардағы реал

газдардың ішкі энергиясы тек қана бір температураның функциясы болып табылады (3-сурет).



3-сурет. Газдың ішкі энергиясының температураға тәуелділігі

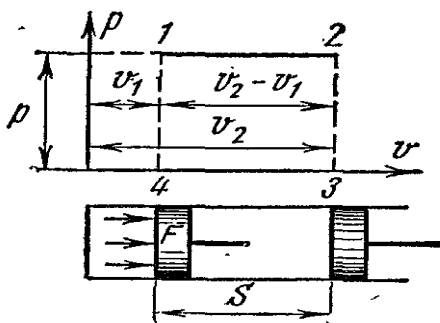
Егер $p-v$ – диаграммада T_1 және T_2 изотермалары арасында, әртүрлі бастапқы және аяққы көлемдер мен қысымдар болатын, еркінше процестер 1-2, 3-4, 5-6 қатарын көрсетсе, онда идеал газдың меншікті ішкі энергиясының өзгерісі барлық осы процестерде бірдей болады, яғни:

$$\Delta U = U_2 - U_1 = U_4 - U_3 = U_6 - U_5 = f(T_2) - f(T_1). \quad (82)$$

5.3. Процесс жұмысының талдамалы көрінісі

Жұмыс – деп энергияның бір денеден екіншісіне, жұмысшы дененің көлемінің өзгеруімен байланысты берілуін атайды. Жұмыс өндірісінде барлық уақытта екі немесе одан көп денелер қатысады. Жұмыс өндіруші бірінші дене энергияны береді, екінші дене – энергияны алады.

Газ орындайтын жұмыс, оның кеңеюі кезінде күй параметрлерінің p , V және T өзгерісіне тәуелді. Газ жұмысының, оның кеңеюі кезіндегі теңдеуін алу үшін тұрақты қысымдағы тепе-теңдікті процесте жұмысты алудың жеке жағдайын қарастырамыз (4 – сурет).



4-сурет. Газ орындайтын жұмыстың күй параметрлеріне тәуелділігі

Мейлі, поршеньді цилиндрде тепе-тең процесте ортаның қысымына тең қысымы p 1 кг газ болсын, оның меншікті көлемі V_1 ; поршеннің ауданы – F . Егер газға жылудың біршама мөлшерін жеткізсек, ол тұрақты қысымда кеңейеді және поршеньді 2 нүктеге, жаңа орынға жылжытады.

Поршеньге әсер етуші күш pF тең; оның ығысу жолы S тең. Жұмыстың күш пен жолдың көбейтіндісі екенін физикадан білеміз. Онда газ орындайтын жұмысты келесі өрнекпен көрсетуге болады:

$$l = pFS, \quad (83)$$

бірақ FS көбейтіндісі $V_2 - V_1$ меншікті көлемдерінің айырмасы болады, сондықтан:

$$l = p(v_2 - v_1) = p\Delta v \quad (84)$$

Тепе-теңдікті процесте жүйемен орындалған элементарлы меншікті жұмыс dl көлемінің шексіз аз өзгерісі кезіндегі дене күйлерінің өзгерісі келесі теңдеумен анықталады:

$$dl = p dv \quad (85)$$

Еркін тепе-теңдікті процесте жұмыс көлемінің соңғы өзгерісі кезінде орындалатын жұмыс l , келесі шамаға тең:

$$l = \int_{v_{12}}^{v_2} p dv \quad (86)$$

5.4. Қайтымды және қайтымсыз процестер

Жұмысшы денеде де, қоршаған ортада да тура және кері бағытта өтетін процестерді *қайтымды процестер* деп атайды. Демек, жұмысшы дене күйінің өзгеруінің кез келген тепе-теңдікті термодинамикалық процесі барлық уақытта қайтымды термодинамикалық процесс болады.

Тепе-теңсіз күй арқылы өтетін кез келген термодинамикалық процесс *қайтымсыз термодинамикалық процесс* деп аталады. Қайтымсыз процестердің тура және кері бағыттарда өтуі нәтижесінде термодинамикалық жүйе сырттан энергия жұмсалмайынша бастапқы күйіне қайта оралмайды. Мысал ретінде тік орналасқан поршеньді цилиндрдегі газды қарастырайық.

Шексіз баяу өтетін, сығылудың қайтымды процесін жасау үшін, поршеньге шексіз аз мөлшердегі жүкті арттыру қажет. Егер жұмысшы дене ақырғы жылдамдықтармен процесті аяқтаса, онда мұндай процесс *қайтымсыз* болады. Поршеннің ақырғы жылдамдығы кезінде, поршень маңындағы газ қысымды болады. Қалған көлемдегі газға қарағанда көп, және де оның қысымы бүкіл көлем бойынша теңесуі үшін біршама уақыт талап етіледі. Газдың кеңеюі кезінде осы құбылыс кері тәртіпте байқалады. Тікелей поршень маңайындағы газдың қысымы қалған газдағыға қарағанда кем болады және газ біртіндеп кеңейіп цилиндрдің барлық көлемін алуы үшін біраз уақыт қажет. Осылай, ақырғы жылдамдықты кеңею және сығылу процестері *қайтымсыз термодинамикалық процестер* болып табылады.

Қайтымды термодинамикалық процестер идеал процестер болады. Оларда кеңею кезінде газ максималь жұмысты жасайды, ол мына теңдеумен анықталады:

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p dv \quad (87)$$

мұндағы p – сыртқы орта қысымына тең, жұмысшы дененің қысымы.

Ал сығылу кезінде жұмысшы дене бастапқы күйге оралады, қайтымды процесте минималь жұмыс жұмсалады. Қайтымсыз процестер кезінде газ жұмысы келесі теңдеумен анықталады:

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p^1 dv \quad (88)$$

мұндағы p – сыртқы ортаның қысымы.

Газдың кеңеюі кезінде барлық уақытта $l_{\text{кай}} > l_{\text{к-з.}}$, газдың сығылуы кезінде керісінше $l_{\text{кай}} < l_{\text{к-з.}}$

Тек қана қайтымды процестер күй диаграммаларында графикалық түрде көрсетіле алады, өйткені бұл диаграммаларда әрбір нүкте дененің тепе-теңдікті күйін көрсетеді. Қайтымсыз процестердің графикалық бейнеленуі тіпті мүмкін емес немесе параметрлерін орташаланған мәндермен алмастыра отырып, жуықтап көрсетуге болады.

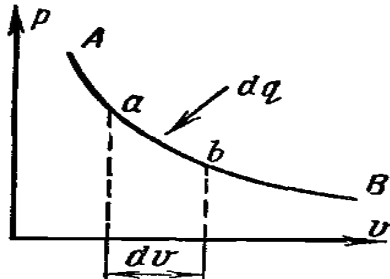
Табиғатта және техникада өтетін барлық нақты процестер температуралардың соңғы айырмасымен, үйкеліспен немесе жылу өткізгіштікпен қатар жүреді және қайтымсыз болып табылады. Дегенмен, көптеген қайтымсыз процестер қайтымдылардан салыстырмалы аз айырмашылықты болады. Тәжірибелік есептеулерде қайтымды процестерден нақты (қайтымсыз) процестерге өту эмпирикалық коэффициенттер көмегімен жүзеге асады, ол нақты процестердің идеал процестерден – қайтымды ерекшелігін ескереді.

Осылай, қайтымды процесс – нақты процестің кейбір шекті жағдайын көрсетеді.

5.5. Термодинамиканың бірінші заңының талдамалы кескіні

Мейлі, 1 кг жұмысшы дене белгілі бір процестен өтті делік (5 – сурет), $a-b$ элементарлық бөлікке dq жылу нысаны түрінде шексіз аз энергия мөлшері келтірілді; бұл кезде дененің температурасы мен көлемі шексіз аз dT және dv шамасына жоғарылайды.

Дене температурасының dT артуымен молекулалар жылдамдығы жоғарылайды немесе оның ішкі кинетикалық энергиясы артады. Дене көлемінің dv артуымен молекулалар арасының қашықтығы артады, бұл оның ішкі потенциалдық энергиясының артуымен байланысты. Ішкі кинетикалық және ішкі потенциалдық энергияның өзгерісінің қосындысы меншікті ішкі энергияның du толық өзгерісін көрсетеді.



5-сурет. Ішкі кинетикалық энергияның өзгерісі

Көлемнің dv артуымен дене сыртқы күштерді жеңу үшін ішкі жұмыс жасайды, ол dl белгіленеді.

Егер жұмысшы денеде қандай да бір басқа құбылыс өтпейтін болса және көріністі қозғалыстың кинетикалық энергиясы болмаса, онда энергияның сақталу заңына сәйкес элементарлық процесс үшін заңның таңдалған ережесін ескере отырып, келесі тендеуді жазуға болады:

$$du = dq - dl; \quad u_2 - u_1 = \int_1^2 dq - \int_1^2 dl = q_{1-2} - l_{1-2} \quad (89)$$

Немесе қайтымды процестер үшін:

$$dq = du + pdv; q_{1-2} = u_2 - u_1 + \int_1^2 pdv \quad (90)$$

Алынған теңдеу термодинамиканың бірінші заңының математикалық өрнегі болады. Ол келесідей тұжырымдалады: термодинамикалық жүйенің меншікті ішкі энергиясының өзгерісі dq жылу түрінде жүйемен алынған энергия және сол энергиямен жасалған сыртқы меншікті жұмыстың dl алгебралық қосындысына тең немесе жұмысшы денеге меншікті жылу түрінде келтірілген энергия дененің меншікті ішкі энергиясы мен денемен жасалатын сыртқы жұмыстың өзгеруіне шығындалады.

Термодинамиканың бірінші заңының теңдеуі жұмысшы дененің кеңістікте орын алмастырмайтын процестері үшін алынған. Соңғы жағдайда, теңдеуге 1 кг газдың кинетикалық энергиясының қарастырылатын процесс бөлімінің кеңістігінде орын ауыстыруы кезіндегі үстелуін ескеретін қосымша қосынды $dw^2 / 2$ енгізілуі қажет.

Онда термодинамиканың бірінші заңының теңдеуі келесі түрге енеді:

$$dq = du + dl' dw^2 / 2 \quad (91)$$

мұндағы dl' – қозғалу кезіндегі газдың сыртқы күштерге қарсы жұмысы (ол кеңею жұмысына dl тең емес);

$dw^2 / 2$ – орын ауыстыруы кезіндегі газдың сыртқы кинетикалық энергиясының үстелуі, ол орналасқан жұмыс деп аталады.

Кез келген жұмысшы дене үшін, атап айтқанда идеал газдар үшін, термодинамиканың бірінші заңының теңдеуін қарастырса, бұл теңдеу қайтымды да, қайтымсыз да процестерді сипаттай алады. Шындығында, қайтымсыз процестер үшін:

$$dq + dq_{\text{үйк.}} = du + dl + dl_{\text{үйк.}} \quad (92)$$

мұндағы $dq_{\text{үйк.}}$ – үйкеліс жылуы;

$dl_{\text{үйк.}}$ – үйкеліс күшіне қарсы жұмыс.

Үйкеліс күшін жеңуге жұмсалатын жұмыс толығымен үйкеліс жылуына айналатындықтан, $dq_{\text{үйк.}} = dl_{\text{үйк.}}$ болады. Демек, теңдеу (92) қайтымсыз процестерді де сипаттай алады. Осы теңдеуге (92) кіретін барлық шамалар оң да, теріс те бола алады, кейбір жағдайларда нөлдік мәнге де ие болады.

5.6. Энтальпия

Өткен ғасырда белгілі физик Гиббс жылу есептеулерінің тәжірибесіне жаңа функция – энтальпияны енгізді, яғни 1 кг жатқызылған энтальпия, i әріпімен белгіленеді, өлшем бірлігі (дж/кг); оның математикалық жазылуы:

$$i = u + pv \quad (93)$$

Меншікті энтальпияға енетін u , p және v шамалары күй параметрлері (функциялары) болғандықтан, энтальпия да күй параметрі (функциясы) болады.

Энтальпия аддитивті немесе экстенсивті параметрлерге жатады, өйткені оның шамасы массаға пропорционал.

Егер тәуелсіз параметрлер ретінде қысым p мен температура T алынса, онда қайтымды процестер үшін термодинамиканың бірінші заңының аналитикалық өрнегінің басқа түрін алуға болады:

$$dq = du + pdv = du + d(pv) - vdp = d(u + pv) - vdp \quad (94)$$

Осыдан:

$$dq = di - vdp \quad (94')$$

немесе

$$q_{1-2} = i_2 - i_1 - \int_1^2 vdp \quad (95)$$

Термодинамикалық жүйе энтальпиясының абсолюттік мәнін $dq = di - vdp$ теңдеуін интегралдай отырып алуға болады.

Интегралдау нәтижесінде өрнекке i үшін интегралдау тұрақтысы i_0 кіреді:

$$i = \int (dq + vdp) + i_0 \quad (96)$$

яғни, жүйе энтальпиясы кейбір аддитивті тұрақты i_0 дейін дәлдікте анықталады.

Бұл тұрақтыны еркінше тандайды және көп жағдайларда идеал газ энтальпиясын ($p \rightarrow 0$) 0°C кезінде нөлге тең деп есептейді, ал интегралдау константасын ескермейді.

Егер термодинамикалық жүйеде қайтымды процестер жүрсе және де көлемнің өзгеруі $p dv$ жұмысымен қатар, жүйе көлемінің өзгеруімен байланыссыз болса және сыртқы объектіге берілетін жұмыс өндірілсе, онда теңдеудің оң жағына қосымша мүше l_v кіреді.

$$dq = du + p dv + dl_v \quad (97)$$

$$dq = di - v dp + dl_v \quad (98)$$

Теңдеулер (97) және (98) термодинамикалық жүйенің күй өзгерістерінің қайтымды процестері үшін термодинамиканың бірінші заңының жалпы талдамалы өрнегі болып табылады.

$p = \text{const}$ кезінде теңдеу келесідей жазылады:

$$dq_p = di \quad (99)$$

di энтальпияның дифференциалы тұрақты қысым кезіндегі процесте қатысатын жылудың элементарлы мөлшері болады. Қысымның тұрақтылығымен өтетін процесте барлық жылу энтальпияның өзгерісіне шығындалады:

$$q_p = \int_1^2 di = i_2 - i_1 \quad (100)$$

Онда, (94') теңдеуден алынады:

$$di = dq + v dp, \quad \text{немесе} \quad i_2 - i_1 = q + \int_{p_1}^{p_2} v dp \quad (101)$$

Энтальпияның өзгерісі толығымен жұмысшы дененің бастапқы және соңғы күйлерімен анықталады және аралық күйлерге тәуелді болмайды.

Циклдердегі газ энтальпиясының өзгерісі нөлге тең, яғни

$$\oint di = 0 \quad (102)$$

Энтальпия күйдің негізгі параметрлерінің функциясы болмағандықтан, di газ күйін сипаттайтын кез келген тәуелсіз ауыспалылар кезінде осы функцияның толық дифференциалы болады:

$$i = f(p, v); \quad i = \varphi(v, T); \quad i = F(p, T) \quad (103)$$

Осыдан:

$$\begin{aligned} di &= (\partial i / \partial p)_v dp + (\partial i / \partial v)_p dv \\ di &= (\partial i / \partial T)_v dT + (\partial i / \partial v)_T dv \\ di &= (\partial i / \partial T)_p dT + (\partial i / \partial p)_T dp \end{aligned} \quad (104)$$

A мен B екі нүктесінің арасында өтетін барлық процестердегі меншікті энтальпияның өзгерісі, бірдей.

Энтальпияның физикалық мәнін келесі мысалды қарастырумен түсіндіруге болады. Газды цилиндрде қозғалатын поршеньге массасы 1 кг кір орналастырылған. Поршеннің ауданы f , жұмысшы дененің ішкі энергиясы u . Кірдің потенциалдық энергиясы кір массасының m биіктікке s көбейтіндісіне тең. Газ қысымы p кір массасымен теңесетіндіктен, оның потенциалдық энергиясы келесідей жазылады:

$$ms = pfs \quad (105)$$

Көбейтінді fs газдың меншікті көлемі болады. Осыдан:

$$ms = pv. \quad (106)$$

Қысымның көлемге көбейтіндісі – жұмыс, оны p қысым мен көлемі V газды сыртқы ортаға енгізу үшін жұмсау қажет. Сонымен, жұмыс pV газдың потенциалдық энергиясы, ол поршеньге әсер ететін күштерге тәуелді. Сыртқы күштер үлкен

болса, қысым да p үлкен болады және де қысымның потенциалдық энергиясы да pv артады.

Егер цилиндрдегі газды және жүктелген поршеньді, *кеңейтілген жүйе* – деп атап, бір жүйе деп қарастырсақ, онда бұл жүйенің толық энергиясы «Е» газдың ішкі энергиясынан « u » және pv тең жүкті поршеннің потенциалдық энергиясының қосындысынан тұрады:

$$E = u + pv = i \quad (107)$$

Осыдан энтальпияның i кеңейген жүйенің энергиясына (дененің және қоршаған ортаның) тең екенін көреміз. Осы энтальпияның физикалық маңызы.

Булар, газдар, газ қоспалары үшін энтальпия мәнін техникалық және анықтама әдебиеттерден табуға болады. Осы деректерді қолдана отырып, тұрақты қысым кезінде процеске қатысатын жылу мөлшерін анықтауға болады. Энтальпия жылыту және суыту қондырғыларын есептеу кезінде қолданылады және жұмысшы дененің күй параметрі ретінде жылу есептеулерін жеңілдетеді.

Негізгі параметрлер ретінде p мен T қабылданған жағдайда энтальпияны қолдану тиімді. Мұны, энтальпияны i ішкі энергиямен u салыстыру кезінде көрнекі байқауға болады. $V = \text{const}$ кезінде термодинамиканың бірінші заңының теңдеуі $dq_v = du$, немесе $q_v = u_2 - u_1$ түрленеді, $p = \text{const}$ кезінде

$$q_p = i_2 - i_1 \quad (108)$$

Идеал газдың энтальпиясы, ішкі энергия сияқты, температураның функциясы болады және басқа параметрлерге тәуелсіз.

Шынында, идеал газ үшін

$$i = u(T) + pv = u(T) + RT \quad (109)$$

Демек, екі қосылғышта тек температураға тәуелді болғандықтан, $i = f(T)$

Онда ішкі энергия сияқты, мұнда да теңдеу алынады:

$$(\partial i / \partial T)_p = (\partial i / \partial T)_v = di / dT \quad (110)$$

яғни идеал газ күйінің өзгеруінің кез келген процесінде температура бойынша энтальпияның өзгерісінің туындысы толық туынды болады.

5.7. Жылу сыйымдылық

Жылу аппараттарын есептеу кезінде, процеске қатысатын жылудың мөлшерін анықтау ең маңызды кезең. Нақты және дәл анықтау, экономикалық көзқараспен қарағанда, аппараттың жұмысын дұрыс бағалауға мүмкіндік береді, бұл салыстырмалы сынақтар өткізу кезінде ерекше бағаланады.

Қандай да процесте, денеге жылудың берілуі оның күйінің өзгеруін тудырады және көп жағдайда температураның өзгеруімен қатар жүреді. Жылу күйінің үздіксіз аз өзгеруінен зат мөлшерінің бірлігімен алынған, dq жылудың, dt температура өзгеруіне қатынасын, берілген процестегі дененің *меншікті жылу сыйымдылығы* – деп атайды.

$$C_x = dq_x / dt \quad (111)$$

Теңдеудегі (111) q шама тек температура интервалына ғана емес, тұрақты X параметрімен сипатталатын (V дене көлемі, P дене қысымы, т.б. болатын), жылу келтіретін процестерге де байланысты. Берілген процестен алынған, жалпы жылу мөлшері, мына теңдеумен анықталады:

$$q_{1-2,x} = \int_{t_1}^{t_2} c_x dT \quad (112)$$

мұнда интеграл бастапқы күйден 1 берілген ақырғы күйге 2 дейін алынады.

Жылу мөлшері $dq_{1-2,x}$ процесс сипатына байланысты болғандықтан, жүйенің жылу сыйымдылығы да C_x процестің жүру жағдайына байланысты. Бірдей жүйе, процестің сипатына

байланысты, әртүрлі жылусыйымдылықты болады, оның сандық көлемі $-\infty$ -тен $+\infty$ -ке дейінгі шекте өзгере алады.

5.8. Газдардың массалық, көлемдік және мольдік жылусыйымдылықтары

Термодинамикада жылусыйымдылықты – *массалық, көлемдік және мольдік* деп бөледі.

1 кг газға жатқызылған жылусыйымдылықты *массалық* – деп атайды және оны C_x деп белгілейді, өлшем бірлігі Дж/(кг·град).

Қалыпты физикалық жағдайдағы, яғни 101325 н/м^2 қысым және 0°C температурадағы, 1 м^3 газға жатқызылған жылусыйымдылық *көлемдік* – деп аталады және оны C'_x деп белгілейді, кДж/м³·град өлшейді.

1кмоль газға жатқызылған жылусыйымдылықты *мольдік* – деп атайды және μ_{C_x} деп белгілейді, кДж/(кмоль·град) өлшейді.

Көрсетілген жылусыйымдылықтар арасында келесідей байланыс болады:

$$C_x = c'_x v_0 = \mu_{C_x} / \mu \quad (113)$$

мұндағы v_0 – қалыпты термодинамикалық жағдайлар кезіндегі меншікті көлем;

μ – молекулярлық масса.

Айтарлықтай жоғары емес температурада жуықтап есептеу үшін, жылусыйымдылықтың молекулярлық-кинетикалық теориясы негізінде үш- және көпатомды газдар үшін бірқатар түзетулермен алынған μ_{C_v} және μ_{C_p} тұрақты мольдік жылусыйымдылықтарды қолдануды ұсынуға болады. Бұл мәліметтер 3 – кестеде берілген.

Газдардың тұрақты мольдік жылуsыйымдылықтары

Газдың атомдығы	$\mu c_v, \text{кдж} / \text{кмоль} \cdot \text{град}$	$\mu c_p, \text{кдж} / \text{кмоль} \cdot \text{град}$
Біратомды	12,5	20,8
Екіатомды	20,8	29,1
Үш және көпатомды	29,1	37,4

5.9. C_v және C_p жылуsыйымдылықтарының талдамалы кескіні

Жоғарыда айтылғандай, жылуsыйымдылық процесс сипатына тәуелді болады. Термодинамикада dq_v көлем тұрақты болған кездегі жылу мөлшерінің дене температурасының dT өзгерісі қатынасына тең болатын,

$$C_v = dq_v / dT, \quad (114)$$

және

$$C_p = dq_p / dT \quad (115)$$

қысым тұрақты болған кезде жылу мөлшерінің дене температурасының dT өзгерісі қатынасына тең болатын жылуsыйымдылықтың маңызы зор.

Денені қыздырудың тепе-теңдікті процесі кезіндегі жылудың элементарлық мөлшерін $dq = du + pdv$ теңдеуімен анықтауға болады, ал бұл теңдеуден келесі өрнектен алынады:

$$du = (du / \partial T)_v dT + (\partial u / \partial v)_T dv$$

$$du = (du / \partial T)_p dT + (\partial u / \partial p)_T dp$$

$$du = (\partial u / \partial p)_v dp + (\partial u / \partial v)_p dv$$

$$du = (\partial u / \partial v)_T dv + (\partial u / \partial T)_v dT,$$

онда теңдеуді келесі түрде жазуға болады:

$$dq = (\partial u / \partial T)_v dT + [(\partial u / \partial v)_T + p] dv. \quad (116)$$

Алынған өрнек көлем тұрақты ($dv = 0$) болатын процесс үшін келесі түрде жазылады:

$$dq_v = (\partial u / \partial T)_v dT \quad (117)$$

Сондықтан, $v = \text{const}$ кезіндегі жылусыйымдылық келесі түрде көрсетіледі:

$$C_v = (\partial u / \partial T)_v \quad (118)$$

яғни, C_v жылусыйымдылық $v = \text{const}$ болғанда ішкі энергия мен темпера-тураның T (T мен v функциясы деп қарастырылатын) жеке туындысына тең.

Одан өзге, теңдеулерден байқағандай, $v = \text{const}$ болатын процесс үшін, дене сыртқы жұмысты жасамағанда, денеге келетін барлық жылу оның ішкі энергиясын өзгертуге кетеді:

$$dq_v = du_v = c_v dT_v \quad (119)$$

немесе $c_v = \text{const}$ кезінде:

$$q_{1-2,v} = u_2 - u_1 = c_v (t_2 - t_1) \quad (120)$$

Идеал газдың ішкі энергиясының өзгерісі тұрақты көлемдегі жылусыйымдылықтың c_v кез келген процестегі дене температураларының айырмасы қатынасына тең.

Шынында да, ішкі энергия тек температураның функциясы болатын идеал газ үшін жеке туынды $(\partial u / \partial v)_T$ нөлге тең болады. Онда $du = (\partial u / \partial T)_v dT$ немесе $du = c_v dT$ процестің сипатына тәуелді болмайды.

Соңғы теңдеуді интегралдай отырып, идеал газ үшін 0°C -дан t дейін келесі өрнекті аламыз:

$$u = \int_0^t c_v dt = c_{vm} \Big|_0^t t, \quad (121)$$

мұндағы $C_{vm} - v = \text{const}$ кезіндегі орташа жылусыйымдылық.

Осыдан идеал газ күйінің өзгерісін кез келген соңғы процесі үшін алуға болады:

$$u_2 - u_1 = C_{vm} \Big|_{t_1}^{t_2} (t_2 - t_1) = C_{vm} \Big|_0^{t_2} t_2 - C_{vm} \Big|_0^{t_1} t_1 \quad (122)$$

$du = C_v dT$ мәнді термодинамиканың бірінші заңының негізгі теңдеуіне $dq = du + pdv$, қоя отырып, қайтымды процесс үшін идеал газ күйінің шексіз аз өзгерісі кезінде келесі теңдеу алынады:

$$dq = C_v dT + pdv \quad (123)$$

Егер тәуелсіз ауыспалылар ретінде T және v қабылданса, онда термодинамиканың бірінші заңының теңдеуінен алынады:

$$dq = (\partial u / \partial T)_v dT + [p + (\partial u / \partial v)_T] dv \quad (123')$$

Осыдан $p = \text{const}$ кезінде алынады:
 $dq_p = (\partial u / \partial T)_v dT_p + [p + (\partial u / \partial v)_T] dv_p$ немесе $dq_p = C_p dT_p$
 болғандықтан $C_p = (\partial u / \partial T)_v + [p + (\partial u / \partial v)_T](\partial v / \partial T)_p$ жазуға болады. Алдыңғы теңдеуді қолдана отырып, келесі теңдеуді аламыз:

$$c_p = c_v + [p + (\partial u / \partial v)_T](\partial v / \partial T)_p \quad (124)$$

Теңдеу (124) C_p және C_v жылусыйымдылықтары арасындағы байланыстың жалпы түрін белгілейді. $(\partial u / \partial v)_T = 0$ және күй теңдеуінен $pv = RT$, $p(\partial v / \partial T)_p = R$ болғандықтан:

$$C_p = C_v + R \text{ және } C_p - C_v = R \text{ тең болады} \quad (125)$$

Бұл теңдеу *Майер теңдеуі* деп аталады. 1 кмоль үшін оны келесі түрде жазуға болады: $\mu C_p = \mu C_v + \mu R$, немесе $\mu C_p - \mu C_v = 8,3142 \text{ кДж/(кмоль} \cdot \text{град)}$.

Демек, идеал газдар үшін μC_p және μC_v арасындағы айырма тұрақты шама. Егер тәуелсіз параметрлер ретінде қысым p мен температураны T қабылдаса, C_p жылусыйымдылығының теңдеуін алуға болады. Онда $dq = di - vdp$ теңдеуіне сәйкес $dq = di - vdp$ немесе $dq = (\partial i / \partial T)_p dT - [v - (\partial i / \partial p)_T] dp$ (126)

осыдан $p = \text{const}$ болған кезде $dq_p = (\partial i / \partial T)_p dT_p$ болатыны айқындалады. Демек, қысым тұрақты болғанда жылусыйымдылық келесі шамаға тең болады:

$$C_p = (\partial i / \partial T)_p \quad (127)$$

яғни, дене жылусыйымдылығы C_p $p=\text{const}$ болғанда температура T бойынша энтальпияның i жеке туындысы болады және p мен T функциясы болып табылады. Идеал газдың энтальпиясы қысым мен көлемге тәуелсіз және тек температураның функциясы болатындықтан, кез келген процесс үшін идеал газдың жылусыйымдылығы $C_p = di / dT$ болатынын көрсету қиын емес. Онда термодинамиканың бірінші заңының теңдеуін $dq = di - vdp$ келесі түрде жазуға болады:

$$dq = C_p dT - vdp \quad (128)$$

v және T тәуелсіз ауыспалылар болғанда термодинамиканың бірінші заңы басқа түрде көрінеді $dq = C_v dT + p dv$, бірақ $p = RT / v = T(\partial p / \partial T)_v$, мұндағы $R / v = (\partial p / \partial T)_v$, ендеше:

$$dq = C_v dT + T(\partial p / \partial T)_v dv \quad (129)$$

Соңғы теңдеудің көмегімен C_p және C_v жылусыйымдылықтары арасындағы тәуелділікті анықтауға болады. Изобаралық процесс үшін ($p=\text{const}$ кезінде) теңдеу (129) келесі түрде жазылады:

$$dq_p = c_v dT_p + T(\partial p / \partial T)_v dv_p \quad (130)$$

Теңдеудің (130) сол және оң бөлігін dT_p бөлсе $dq_p / dT_p = c_v dT_p / dT_p + T(\partial p / \partial T)_v dv_p / dT_p$, бұл жердегі $dq_p = c_p dT_p$ екенін ескеретін болсақ, мына теңдеуді аламыз:

$$C_p - C_v = T(\partial p / \partial T)_v (\partial v / \partial T)_p \quad (131)$$

Егер реал газ үшін күй теңдеуі және тәжірибемен анықтауға болатын C_p , белгілі болса онда соңғы теңдеу тәжірибемен анықтау өте қиындыққа түсетін C_v табуға

мүмкіндік береді. Реал газ үшін $C_p - C_v > R$ екенін айта кету керек.

Бұл теңсіздік реал газдардың кеңеюі кезінде ($p=\text{const}$) тек қана сыртқы емес, сонымен қатар дененің ішкі потенциалдық энергиясының өзгеруімен байланысты ішкі жұмыс та жасалады, бұл жылудың үлкен шығынына келтіреді.

5.10. Жылусыйымдылықтың молекулярлы-кинетикалық және кванттық теориясының элементтері

Газдардың классикалық молекулярлы-кинетикалық теориясы идеал газдың арасында өзара әрекеттесу күші болмайтын, абсолюттік қатаң молекулалар жиынтығы ретінде және әрбір молекула тек ілгерілемелі және айналмалы қозғалыс энергиясына ие болатынын қарастырады, ал молекулалардың өзі материалдық нүкте деп қарастырылады.

Мұндай молекуланың ілгерілемелі қозғалысын үш координаталық осьтер бағыты бойынша орналастыруға болады, осыған сәйкес молекула ілгерілемелі қозғалыс еркіндігінің үш дәрежесіне ие деп айтуға болады. Еркіндіктің айналмалы дәрежелерінің саны газдың атомдығына тәуелді. Кинетикалық теорияға сәйкес, газдардың ішкі энергиясы молекулалардың ілгерілемелі және айналмалы қозғалысының еркіндік дәрежелері бойынша бірқалыпты таралады.

Біратомды газда ілгерілемелі қозғалыс еркіндігінің үш дәрежесі ғана бар ($i=3$). Екіатомды газдың молекуласы ілгерілемелі қозғалыстан өзге, екіатомды қосатын сызықтағы салмақтың жалпы орталығы айналасында айналмалы қозғалыста да болады. Екіатомды газдың мұндай молекуласында еркіндіктің бес дәрежесі болады ($i=5$), олардың ішінде еркіндіктің үш дәрежесі ілгерілемелі қозғалыстықы, қалған екеуі айналмалы қозғалыстыкі.

Үш- және көпатомды газдардың молекуласында ілгерілемелі қозғалыс еркіндігінің үш дәрежесі және айналмалы қозғалыс еркіндігінің үш дәрежелері бар, барлығы $i = 6$.

Еркіндіктің бір дәрежесіне келетін ішкі энергия үлесін есептеу үшін біратомды идеал газды қарастырайық, бұл газда ілгерілемелі қозғалыс еркіндігінің үш дәрежесі бар.

Идеал газдан қабырғаға түсетін қысым атомдардың ілгерілемелі қозғалысының $2/3$ орташа кинетикалық энергиясына тең болатыны кинетикалық теориядан белгілі, яғни:

$$p = (2/3)nm\bar{w}^2 / 2 \quad (132)$$

мұндағы p – газ қысымы, Н/м²;

n – 1 м³ – тегі атомдар саны;

m – бір атомның массасы;

$\bar{w}$ – теңдеумен анықталатын атомдардың орташа квадраттық жылдамдығы:

$$\bar{w}^2 = (w_1^2 + w_2^2 + w_3^2 + \dots + w_n^2) / n ;$$

$w_1, w_2, w_3, \dots, w_n$ – жеке атомдардың жылдамдықтары.

Теңдеудің (132) екі жағын да киломоль көлеміне V_μ көбейтіп, 1 кмоль үшін теңдеу алуға болады:
 $pV_\mu = (2/3)nV_\mu m\bar{w}^2 / 2$.

Бұл теңдеудегі $nV_\mu = N$ шамасы газдың 1 кмоліндегі атомдар саны (Авагадро саны): $pV_\mu = (2/3)Nm\bar{w}^2 / 2$. Шама $m\bar{w}^2 / 2$ газдың бір атомының ілгерілемелі қозғалысының орташа кинетикалық энергиясын көрсетеді, атомдардың жалпы саны N тең болғандықтан, барлық атомдардың кинетикалық энергиясына тең, біратомды газдың 1 кмолінің ішкі энергиясы $\mu u = Nm\bar{w}^2 / 2$ тең болады. Онда:

$$pV_\mu = (2/3)\mu u \text{ немесе } \mu u = (3/2)pV_\mu \quad (133)$$

pV_μ шамасын оның күй теңдеуіндегі мәнімен алмастырып, келесі өрнекті аламыз:

$$\mu u = (3/2)\mu RT \quad (134)$$

$\mu R = 8,3142$ кдж/(кмоль·град), ендеше біратомды газ үшін:

$$\mu i = (3/2) \cdot 8,3142T = 12,5T \quad (135)$$

Теңдеуден (134) температура бойынша ішкі энергияның туындысын ала отырып, жазамыз

$$d\mu i / dT = \mu c_v = (3/2)\mu R \quad (136)$$

Теңдеуден μC_v шамасының температураға тәуелсіз екені көрінеді. Демек, теңдеу (134) біратомды идеал газдың ішкі энергиясын көрсетеді, ол $\mu C_v = const$ болатын $pV_\mu = \mu RT$ теңдеуге бағынады. Біратомды газ үшін мольдік жылуsыйымдылықтың сандық мәні $\mu C_v (3/2)\mu R = 12,5$ кдж/(кмоль·град).

Осыдан біратомды газдағы еркіндіктің әрбір дәрежесіне энергияның келесі мәні шығындалады $12,5:3=4,16$ кдж/(кмоль·град).

Теңдеудегі (136) μC_v жылуsыйымдылығының мәнін Майер теңдеуіне қойып, табамыз

$$\mu C_p [(i+2)/2]\mu R \quad (137)$$

немесе біратомды газ үшін $\mu C_p = [(3+2)/2] \cdot 8,3142 \approx 20,8$ кдж/(кмоль·град). Біратомды газ үшін жүргізілген эксперименттік зерттеулер алынған мәліметтерді растайды.

Біратомды газдың ілгерілемелі қозғалыс еркіндігінің бір дәрежесіндегі сияқты, екіатомды газ үшін де қозғалыстың әрбір дәрежесіне энергия мөлшері шығындалады деп есептеп, табамыз: $\mu C_v = 4,16 \cdot 5 \approx 20,8$ кдж/(кмоль·град), мұндағы 5 – екіатомды газ молекуласы еркіндіктің 5 дәрежесіне ие ($i = 5$), біратомды газдың молекуласы еркіндіктің 3 дәрежесіне ие ($i = 3$), онда $\mu C_p = [(5+2)/2] \cdot 8,3142 \approx 29,1$ кдж/(кмоль·град).

Салыстырмалы жоғары температуралар үшін екіатомды газдардың жылуsыйымдылығының келтірілген мәндері эксперименттік мәліметтермен сәйкес келмейтіні байқалады. Үш– және көпатомды газдарда бұл сәйкессіздік одан да

көбейеді. Бұл айырмашылық, күрделі молекулаларда ілгерілемелі және айналмалы қозғалыстардан өзге энергиясы газдардың кинетикалық теориясымен ескерілмейтін, молекуланың өзінің атомдарының тербелмелі қозғалыстарын ескеру қажеттігімен түсіндіріледі.

Молекуладағы атомдардың тербелмелі қозғалысының энергиясы жылу сыйымдылықтың кванттық теориясымен ескеріледі. Бұл теория, молекуладағы атомдардың тербелмелі қозғалысының энергиясы температураға тура пропорционалды өзгермейтіндіктен, екі- және көп атомды газдардың жылу сыйымдылығы температура функциясы болатынын дәлелдейді.

Эйнштейн Планктың кванттық теориясын пайдаланып, жылутехникасында қолданылатын температуралар үшін жеткілікті дәл молярлық жылу сыйымдылықтың өрнегін алды:

$$\mu c_v = i_1 \mu R / 2 + \sum_1^{i_2} \mu R \left(\frac{\theta}{T} \right)^2 e^{\theta/T} / (e^{\theta/T} - 1)^2 \quad (138)$$

мұндағы i_1 – молекуланың ілгерілемелі және айналмалы қозғалысының еркіндік дәрежесінің саны;

i_2 – ішкі молекулярлық тербелістің еркіндік дәрежесінің саны;

θ – тербелмелі қозғалыстың сипатты температурасы, ол $\theta = \hbar w / k$ тең ($\hbar$ – Планк тұрақтысы, k – Больцман тұрақтысы, w – 1 секундтағы тербеліс саны);

e – натурал логарифмдер негізі;

T – газдың абсолюттік температурасы.

Теңдеудің (138) оң бөлігінің *бірінші мүшесі* молекуланың ілгерілемелі және айналмалы қозғалысының өзгеруіне кететін энергия мөлшерін есептейді; ол осы қозғалыстардың еркіндік дәрежелері санымен анықталады.

Теңдеудің *екінші мүшесі* ішкі молекулярлық тербелістің өзгеруіне кететін энергияны есептейді; ол еркіндіктің тербелмелі дәрежелері санымен анықталады. Теңдеу (138) абсолютті дәл емес, өйткені оны құру кезінде бірқатар болжамдар жіберілген.

Тым жоғары емес температуралар кезіндегі жуықтама есептеу үшін тұрақты мольдік жылуsыйымдылықтарды (μC_v және μC_p) қолдануды ұсынуға болады, олар жылуsыйымдылықтың молекулалық-кинетикалық теориясы негізінде үш- және көпатомды газдар үшін кейбір түзетулермен алынған.

Бұл мәліметтер 4-кестеде келтірілген.

4-кесте

Газдардың тұрақты мольдік жылуsыйымдылықтары

Газ атомдығы	μC_v кдж/(кмоль·град)	μC_p кдж/(кмоль·град)
Біратомды	12,5	20,8
Екіатомды	20,8	29,1
Үш- және көпатомды	29,1	37,4

5.11. Нағыз және орташа жылуsыйымдылықтар

Идеал газдың жылуsыйымдылығы температураға, ал реал газдыкі қысым-ға тәуелді болғандықтан, техникалық термодинамикада жылуsыйымдылықты *нағыз* және *орташа* деп бөледі. V және T немесе p және T күй параметрлерінің берілген мәндері кезінде ($C_x = dq_x/dT$), ($C_v = dq_v/dT$), ($C_p = dq_p/dT$) теңдеулерімен анықталатын жылуsыйымдылық *нағыз жылуsыйымдылық* деп аталады. Демек, дәл жылуsыйымдылық деп қандай да бір процесте термодинамикалық жүйеге температураның шексіз аз айырмасына келтірілетін элементар жылу мөлшері аталады.

Реал газдардың дәл жылуsыйымдылығын екі қосылғыштың қосындысы ретінде көрсетуге болады:

$$C_x = C_{x0} + \Delta C_x \quad (139)$$

Бірінші қосылғыш C_{x0} берілген газдың сиреген жағдайдағы (идеал газбен) ($p \rightarrow 0$ немесе $V \rightarrow \infty$) күйін көрсетеді және температураға ғана тәуелді.

C_p және C_v жылусыйымдылықтарының температуралық тәуелділігі t °C-дан үшінші дәрежелі полином түрінде көрсетіле алады.

$$C_{x0} = a_0 + a_1 t + a_2 t^2 + a_3 t^3 \quad (140)$$

Дегенмен қазіргі кездерде есептеулерде дәлірек кесте мәндерін қолданады. Екінші қосылғыш ΔC_x , жылусыйымдылықтың қысым мен меншікті көлемге тәуелділігін анықтайды және реал газдың ішкі энергиясының құрама потенциалының өзгеруіне байланысты.

Практикалық есептеулерде жылу мөлшерін анықтау негізінде орташа жылусыйымдылық қолданылады. Берілген процестегі орташа жылусыйымдылық деп C_{xm} , t_1 -ден t_2 -ге дейінгі температура интервалындағы, q_{1-2} жылу мөлшерінің соңғы температураның айырмасына $t_2 - t_1$ қатынасын айтады:

$$C_{xm} \Big|_{t_1}^{t_2} = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} C_x dt \quad (141)$$

Берілген процестегі дененің нағыз және орташа жылусыйымдылықтары арасындағы байланысты теңдеу (141) белгілейді.

5.12. C_p және C_v жылусыйымдылықтарының қатынасы

Термодинамикада тұрақты қысым кезіндегі жылусыйымдылықтың тұрақты көлем кезіндегі жылусыйымдылыққа қатынасы жиі қолданылады, ол k әріпімен белгіленеді:

$$k = C_p / C_v = C'_p / C'_v = \mu C_p / \mu C_v.$$

Газдардың кинетикалық теориясына сүйене отырып, k мөлшері молекуланың еркін дәреже санымен анықталады.

$$(d\mu / dT = \mu c_v = (3/2)\mu R) \quad \text{және} \quad (\mu C_p [(i+2)/2]\mu R)$$

теңдеуінен шығады:

$$k = \frac{i+2}{2} R \frac{i}{2} R = 1 + 2/i \quad (142)$$

Егер $C_x = \text{const}$ деп алсақ, онда кесте мәндерінен аламыз: біратомды газ үшін $k = 1,66$; ($i = 3$), екіатомды газ үшін $k = 1,4$ ($i = 5$), үш- және көпатомды газ үшін $k = 1,33$ ($i = 6$).

$C_x \neq \text{const}$ болғанда идеал газ үшін k температураға байланысты, оны формуладан көруге болады:

$$k = C_p / C_v = (C_v + R) / C_v = 1 + R / C_v \quad (143)$$

Майер теңдеуінен C_v және C_p жылусыйымдылығы үшін келесі қатынасты алуға болады:

$$C_v = R/(k-1); C_p = kR/(k-1) \quad (144)$$

6. ИДЕАЛ ГАЗДАРДЫҢ ТЕРМОДИНАМИКАЛЫҚ ПРОЦЕСТЕРІ

6.1. Термодинамикалық процестер туралы жалпы түсініктер

Термодинамиканың бірінші заңы газдың жылу мөлшерінің, ішкі энергиясының өзгеруі мен сыртқы жұмысының арасындағы байланысты орнатады. Денеге берілетін немесе денеден алынатын жылу мөлшері процестің сипатына тәуелді.

Теориялық зерттеулерде және практикада маңызы зор негізгі процестерге жататындар: тұрақты көлемде өтетін изохоралық; тұрақты қысымда өтетін изобаралық; тұрақты температурада өтетін изотермиялық, сыртқы ортамен жылу алмасу болмағанда өтетін адиабаттық.

Бұдан да басқа, негізгі процестерді белгілі бір жағдайларда ортақтандыратын процесс топтары болады. Бұл процестерді *политропты* – деп атайды және процесс кезінде тұрақты жылусыйымдылықпен сипатталады.

Барлық процестер үшін зерттеудің келесідей жалпы әдісі белгіленген:

– p - v - және T - s -диаграммаларда процестің қисықтық теңдеуі шығарылады;

– процестің басы мен соңында жұмысшы дененің негізгі параметрлерінің арасындағы тәуелділік орнатылады;

– меншікті ішкі энергияның өзгеруі келесі теңдеу бойынша анықталады, ол идеал газдың барлық процесі үшін дұрыс:

$$\Delta U = U_2 - U_1 = \int_{t_1}^{t_2} C_v dt = \bar{C}_v \Big|_0^{t_2} t_2 - \bar{C}_v \Big|_0^{t_1} t_1 \quad (145)$$

немесе тұрақты жылусыйымдылық кезінде:

$$U_2 - U_1 = C_v (t_2 - t_1) \quad (146)$$

Негізгі теңдеу бойынша газ көлемінің өзгеру жұмысы есептеледі

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p dv = \int_{v_1}^{v_2} f(v) dv; \quad (147)$$

Процеске қатысатын жылу мөлшері анықталады, теңдеуі

$$q_{1-2} = \int_{t_1}^{t_2} C_x dt = \overline{C}_x \Big|_0^{t_2} t_2 - C_x \Big|_0^{t_1} t_1 \quad (148)$$

идеал газдың барлық процесі үшін дұрыс болатын теңдеу бойынша процестегі энтальпияның өзгерісі анықталады:

$$H_2 - H_1 = \overline{C}_p \Big|_0^{t_2} t_2 - \overline{C}_p \Big|_0^{t_1} t_1 \quad (149)$$

немесе тұрақты жылусыйымдылық үшін

$$H_2 - H_1 = C_p (t_2 - t_1) \quad (150)$$

идеал газ энтропиясының өзгерісі келесі теңдеумен анықталады:

$$S_2 - S_1 = C_v \ln T_2 / T_1 + r \ln V_2 / V_1 \quad (151)$$

$$S_2 - S_1 = C_p \ln T_2 / T_1 - r \ln P_2 / P_1 \quad (152)$$

Қарастырылған процестер қайтымды болып есептеледі.

6.2. Изохоралық процесс

Тұрақты көлемде жүретін процесті *изохоралық процесс* деп атайды, бұл кезде $dv = 0$ немесе $v = \text{const}$. Процестің қисығы *изохора* деп аталады. $v = \text{const}$ болғанда идеал газ күйінің $pV = rT$ теңдеуінен алуға болады:

$$P/T = r/v = f(v) = \text{const} \quad (153)$$

Тұрақты көлем болғанда газдың қысымы өзгереді, ол абсолюттік температураларға тура пропорционалды болады:

$$P_1 / P_2 = T_1 / T_2 \quad (154)$$

$dv = 0$ болғандықтан, газдың сыртқы жұмысы $v = \text{const}$ кезінде нөлге тең. Демек:

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p dv = 0 \quad (155)$$

Жұмыстың сыртқы объектісіне берілетін, сыртқы (пайдалы) жұмыс l' мына формула бойынша анықталады:

$$l' = - \int_{p_1}^{p_2} v dp = -v(p_2 - p_1) \quad (156)$$

$dv = 0$ болғанда, термодинамиканың негізгі бірінші заңының теңдеуі $dq = du + pdv$, $dq_v = du_v = c_v dt$ түріне енеді.

Тұрақты жылусыйымдылық кезінде процеске қатысатын жылу мөлшері, тең:

$$q_{v,1-2} = \int_{t_1}^{t_2} (\partial u / \partial t)_v dt = \int_{t_1}^{t_2} C_v dt = C_v(t_2 - t_1) = U_2 - U_1 \quad (157)$$

Барлық сыртқы жылу тек қана дененің ішкі энергиясының өзгеруіне жұмсалады. 1-2 процесте ауыспалы жылусыйымдылық кезінде:

$$q_{v,1-2} = U_2 - U_1 = \overline{C}_v \Big|_0^{t_2} t_2 - \overline{C}_v \Big|_0^{t_1} t_1 \quad (158)$$

Егер 1-2 процесі қысымның өсуімен жүрсе, онда жылудың меншікті мөлшері келтіріледі, осыдан газдың ішкі энергиясы мен температурасы өседі. Егер процесте қысым төмендесе, онда жылудың меншікті мөлшері әкетіледі, онда газдың ішкі энергиясы мен температурасы төмендейді (158).

Қайтымды изохоралық процесс кезіндегі энтропияның өзгеруі (158): $S_2 - S_1 = C_v \ln T_2 / T_1 + r \ln V_2 / V_1$, өйткені $v = \text{const}$ кезінде $\ln V_2 / V_1 = 0$, аламыз:

$$S_2 - S_1 = \int_{T_1}^{T_2} (\partial s / \partial T)_v dT = C_v \ln T_2 / T_1 = C_v \ln P_2 / P_1 \quad (159)$$

Әртүрлі көлемдердің изохорасы бірдей температурада бірдей бұрыштық коэффициентке ие. Әртүрлі көлемдер үшін құрылған изохора, біреуі екіншісіне салыстырмалы келесі арақашықтыққа ығыстырылған

$$\Delta S = S_a - S_2 = r \ln V_a / V_2 \quad (160)$$

Газ көлемі ұлғайған сайын, изохора ордината осінен алыстай береді.

6.3. Изобаралық процесс

Тұрақты қысымда жүретін ($dp = 0$, $p = \text{const}$) процесті *изобаралық процесс* деп атайды. Процестің қисығы *изобара* деп аталады. Идеал газдың күй теңдеуінен $p = \text{const}$ табамыз.

$$V / T = r / P = \varphi(p) = \text{const} \quad (161)$$

Бұл қатынас *Гей-Люссак заңы* деп аталады. Ол 1-2 процесс үшін

$$V_1 / V_2 = T_1 / T_2 = \rho_2 / \rho_1 \quad (162)$$

Изобаралық процесте газдың бір мөлшеріндегі көлемі абсолюттік температураға тура пропорционал өзгереді. Кеңею кезінде оның температурасы жоғарылайды, қысу кезінде төмендейді. Көлемнің өзгеруінің меншікті жұмысы келесі теңдеумен есептелінеді:

$$l = P \int_{v_1}^{v_2} dv = P(v_2 - v_1) \quad (163)$$

$$\text{немесе } l = r(T_2 - T_1) = r(t_2 - t_1) \quad (164)$$

Пайдалы ішкі жұмыс:

$$l' = - \int_1^2 v dp = 0 \quad (165)$$

Термодинамиканың бірінші заңының негізгі теңдеуі $dp = \text{const}$ кезінде, келесі түрде жазылады:

$$dq_p = C_p dt = dH \quad (166)$$

Демек, изобаралық процесте денеге келтірілген жылудың меншікті мөлшері, жылуsыйымдылықтың тұрақты кезінде, тең:

$$q_{p,1-2} = \int_{t_1}^{t_2} (\partial H / \partial t)_p dt = \int_{t_1}^{t_2} C_p dt = C_p (t_2 - t_1) = H_2 - H_1 \quad (167)$$

ауыспалы жылусыйымдылық кезінде

$$q_{p,1-2} = \int_{t_1}^{t_2} C_p dt = \overline{C_p} \Big|_0^{t_2} t_2 - \overline{C_p} \Big|_0^{t_1} t_1 = H_2 - H_1 \quad (168)$$

Келтірілген жылу бөлімі $q_{p,1-2}$ тең $p(v_2 - v_1)$, жұмыстың кеңеюіне ауысады, ал келесі бөлімі дененің ішкі энергиясының артуына жұмсалады.

Энтропияның өзгеруі

$$S_2 - S_1 = C_p \ln T_2 / T_1 - r \ln P_2 / P_1, \quad (169)$$

$p = \text{const}, \ln P_2 / P_1 = 0$, сондықтан

$$S_2 - S_1 = \int_{T_1}^{T_2} (\partial s / \partial T)_p dT = C_p \ln T_2 / T_1 = C_p \ln v_2 / v_1 \quad (170)$$

Изобара Ts-диаграммада 7-5 қисығымен кескінделеді және изохора сияқты, дөңес жағымен төмен қараған. 7-5 қисығы оның кез келген нүктесінде нағыз жылусыйымдылықтың C_p мәнін береді. 5 нүкте үшін:

$$8-6 = T(\partial s / \partial T) = dq_p / dT = C_p \quad (171)$$

Изобара астындағы 87568 аудан кейбір масштабта $H_2 - H_1$ энтальпиясы өзгерісіне тең газға келетін q_p жылуының мөлшерін кескіндейді. Барлық изобаралар бірдей температурада бірдей бұрыштық коэффициентке ие болады. $T=\text{const}$ кезіндегі әртүрлі қысымдар изобарасы арасындағы горизонталь қашықтықпен анықталады:

$$\Delta S = S_0 - S_5 = r \ln P_5 / P_0 \quad (172)$$

Бұл теңдеу изобаралар арасындағы қашықтықтың қысым шамасы мен газ табиғатына тәуелді екенін көрсетеді. Газ қысымы ұлғайған сайын, изобара ордината осіне жақын орналасады.

$$(S_2 - S_1 = \int_{T_1}^{T_2} (\partial s / \partial T)_v dT = C_v \ln T_2 / T_1 = C_v \ln P_2 / P_1) \quad \text{және}$$

$$S_2 - S_1 = \int_{T_1}^{T_2} (\partial s / \partial T)_p dT = C_p \ln T_2 / T_1 = C_p \ln v_2 / v_1)$$

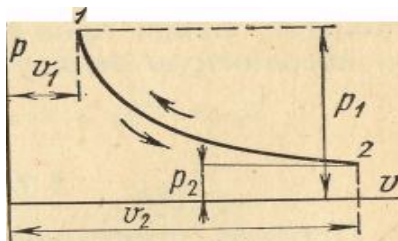
теңдеулерді салыстыру, изохоралық және изобаралық процестерді температураның бір интервалында жүзеге асқанда энтропияның артуы изобаралық процесте үлкен болатынын көрсетеді. Изобаралар изохораға қарағанда жатық қисықты болады.

6.4. Изотермиялық процесс

Тұрақты температурада жүретін процесс ($T = \text{const}$ немесе $dT = 0$) *изотермиялық* процесс деп, ал процестің қисығы *изотерма* деп аталады. Идеал газдың изотермиялық процесі үшін

$$PV = rT = f(T) = \text{const} \quad \text{немесе} \quad P_1 V_1 = P_2 V_2 \quad \text{немесе} \\ P_1 / P_2 = V_2 / V_1 \quad (173)$$

Тұрақты температурада газ көлемі оның қысымына кері пропорционал өзгереді (Бойль-Мариотт заңы). Изотермиялық процесс p - v -диаграммада тең бүйірлі гиперболо түрінде болады (2 – сурет). Термодинамиканың бірінші заңының негізгі теңдеуі $T = \text{const}$ кезінде: $dq = dl$ және $q_{1-2} = l_{1-2}$



2-сурет. Изотермиялық процесс

Жылудың жұмысшы денеге келтірілген мөлшері сандық мәнде көлемнің өзгеру жұмысына тең. Көлемнің өзгеруінің

меншікті жұмысы $l = \int_{v_1}^{v_2} p dv$, тең, бірақ изотерма теңдеуінен

$$pv = p_1 v_1 \quad \text{немесе} \quad p = p_1 v_1 / v, \quad \text{білеміз} \quad \text{сондықтан}$$

$$l = p_1 v_1 \int_{v_1}^{v_2} dv / v.$$

Соңғы теңдеуді интегралдап, аламыз:

$$l = p_1 v_1 \ln v_2 / v_1 = q \quad (174)$$

Теңдеу (174) идеал газдың жұмысы мен ішкі жылулығын анықтайды. Ондық логарифмге өтсек, онда:

$$q = l = 2,3 p_1 v_1 \lg v_2 / v_1 = 2,3 p_1 v_1 \lg p_1 / p_2 = 2,3 r T \lg v_2 / v_1 = 2,3 r T \lg p_1 / p_2 \quad (174')$$

Меншікті сыртқы жұмыс l' келесі формуламен есептеледі:

$$l' = - \int_{p_1}^{p_2} v dp = p_1 v_1 \int_{p_1}^{p_2} dp / p = p_1 v_1 \ln p_1 / p_2 \quad (175)$$

яғни, идеал газдың изотермиялық процесінде $l' = l = q$ немесе жұмыс көлемінің өзгеруі, пайдалы жұмыстың және жылу мөлшерінің қосындысына тең. Изотермиялық процестегі жылусыйымдылық $C_T = dq / dt = dq / 0 = \pm \infty$. Идеал газдың энтальпиясы мен ішкі энергиясы өзгермейді, яғни $dH = 0$ және $dU = 0$.

Ts – диаграммада изотермиялық процесс абсцисс осіне параллель түзумен кескінделеді. Энтропияның өзгерісін анықтау үшін теңдеу қолданылады:

$$S_2 - S_1 = C_v \ln T_2 / T_1 + r \ln v_2 / v_1 \quad \text{осыдан}$$

$$S_2 - S_1 = r \ln v_2 / v_1 \quad \text{және} \quad S_2 - S_1 = r \ln p_1 / p_2 \quad (176)$$

Изотермиялық процесте қатысатын жылу, энтропияның өзгерісін $(S_2 - S_1)$ абсолюттік температураға T көбейткенге тең:

$$q = T(S_2 - S_1) \quad (177)$$

6.5. Адиабаттық процесс

Жылудың келтірілуінсіз және әкетілуінсіз өтетін процесс, яғни жұмысшы дененің қоршаған ортамен жылу алмасуы болмағанда, *адиабатты процесс* деп, ал бұл процестің қисығы *адиабата* деп аталады. Адиабатты процесті алу үшін қажетті және міндетті шарт $dq = 0$ және $q = 0$.

Қайтымды адиабатты процесті абсолютті жылу өткізбейтін қабырғалы цилиндрде, поршеннің шексіз баяу қозғалуымен алуға болады.

Адиабата теңдеуін шығарайық. $dq=0$ кезінде термодинамиканың бірінші заңының теңдеуінен аламыз

$$C_p dT - v dp = 0 \text{ және } C_v dT + p dv = 0 \quad (178)$$

Бірінші теңдеуді екіншіге бөле отырып аламыз:

$$\frac{C_p dT}{C_v dT} = -\frac{v dp}{p dv} \quad \text{немесе} \quad k = \frac{dv}{v} = -\frac{dp}{p} \quad (179)$$

Соңғы теңдеуді $k = \text{const}$ жағдайында интегралдап ($C_p = \text{const}$ және $C_v = \text{const}$), табамыз

$$k \int_{v_1}^{v_2} dv/v = - \int_{p_1}^{p_2} dp/p \quad \text{және} \quad k \ln v_2 / v_1 = \ln p_1 / p_2 \quad (180)$$

Потенциалдаудан соң $(v_2 / v_1)^k = p_1 / p_2$ немесе $p_1 v_1^k = p_2 v_2^k$ болады, осыдан адиабата теңдеуі шығады:

$$p v^k = \text{const} \quad (181)$$

Адиабаталық процесс кезінде қысымның k дәрежесіндегі газ көлеміне көбейтіндісі тұрақты шама болып табылады. k шамасын *адиабата көрсеткіші* деп атайды. Адиабата теңдеуінен шығады:

$$p_1 / p_2 = (v_2 / v_1)^k \quad \text{және} \quad v_2 / v_1 = (p_1 / p_2)^{\frac{1}{k}} \quad (182)$$

Егер дененің параметрлерінің бұл қатынастарын $(p_1/p_2)(v_2/v_1) = (T_2/T_1)$ процесінің шеткі нүктелеріне арналған теңдікке қойсақ, онда келесі түрленуді аламыз:

$$T_1 / T_2 = (v_2 / v_1)^{k-1} = (p_1 / p_2)^{k-1/k} \quad (183)$$

Көлем өзгеруінің меншікті жұмысы $l = \int_{v_1}^{v_2} p dv$, адиабата

теңдеуін ескерсе:

$$l = (1/k - 1)(p_1 v_1 - p_2 v_2) \quad (184)$$

Адиабаталық процесс үшін ($dq = 0$) термодинамиканың бірінші заңы жазылады $du = -p dv$, және $dH = v dp$, осыдан $(\partial u / \partial v)_s = -p$ және $(\partial H / \partial p)_s = V$ алынады. Осы қатынастардан $(\partial H / \partial u)_s = -(v/p)(\partial p / \partial v)_s$ алуға болады.

Алынған теңдеу изоэнтроптық процестің дифференциалдық теңдеуі болып табылады. Бұл теңдеуде $(\partial H / \partial u)_s = k$.

Термодинамиканың бірінші заңына сәйкес, көлем өзгерісінің меншікті жұмысы адиабаталық процесте дененің ішкі энергиясының кемуінен алынады. $C_v = \text{const}$ кезінде $l = U_1 - U_2 = \bar{C}_v(t_1 - t_2)$, ал $C_v \neq \text{const}$ кезінде $l = \bar{C}_v \Big|_0^{t_1} t_1 - \bar{C}_v \Big|_0^{t_2} t_2$. Егер газ кеңейсе, онда оның ішкі энергиясы және температурасы кемиді; егер газ сығылса, онда оның ішкі энергиясы және температурасы артады.

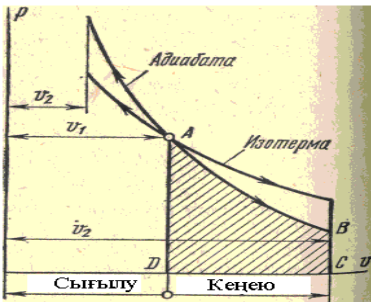
Адиабаттық процесте, егер $dq = 0$ болса, жылу сыйымдылық $C = dq / dT$ теңдіктен $c = 0$ болады. Адиабаталық процесс үшін сыртқы жұмысты табайық:

$$l' = - \int_{p_1}^{p_2} v dp \quad (185)$$

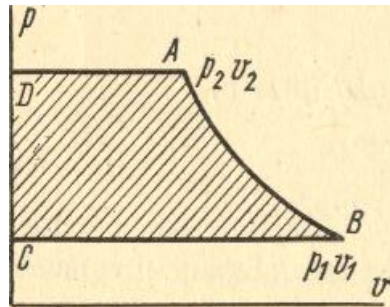
Қайтымды адиабаттық процесс үшін, идеал газдың берілген сыртқы жұмысы k рет көлем өзгеруінің жұмысынан көп болады және таңбасы қарама-қарсы болады. Шын мәнінде адиабата теңдеуінен $kdv/v = -dp/p$ немесе $-vdp = kpdv$, яғни $dl' = kdl$ шығады. Демек:

$$l' = (k/k - 1)(p_1 v_1 - p_2 v_2) \quad \text{және} \quad l' = kl \quad (186)$$

Пайдалы сыртқы жұмыс графикалық түрде p - v -диаграммасында ABCD ауданымен (3 – сурет) немесе шеткі абсциссалары және ордината осімен шектелген процесс сызығымен көрсетілген ауданмен кескінделеді. Адиабата теңдеуінде $k > 1$, болғандықтан ол изотермаға қарағанда p - v -диаграммасында күрт сызықпен берілетінін 4 – суреттен көруге болады. Қайтымды адиабаттық процесс үшін $dq = 0$, сондықтан $ds = dq/T = 0$ және $S_2 = S_1 = \text{const}$.



3-сурет. Жүретін жұмыстың графикалық кескіні



4-сурет. p - v -диаграммада адиабаттық және изотермиялық процестерді салыстыру

Қайтымды адиабаттық процесс бір мезгілде изоэнтропты (немесе тұрақты энтропия кезінде) болып табылады және Ts -

диаграммада ордината осіне параллель О-В – тік түзумен кескінделеді.

6.6. Политроптық процесс

Осыған дейін белгілі бір қасиеттері бар процестер қарастырылды: изохоралық процесс тұрақты көлемде, изобаралық – тұрақты қысымда, изотермиялық – тұрақты температурада; адиабаталық – жұмысшы дене мен сыртқы орта арасында жылу алмасу болмағанда. Бұл процестермен қатар, басқа тұрақты белгілері бар көптеген процестер туралы айтуға болады.

Идеал газдың кез келген процесін, егер жылусыйымдылығы тұрақты болса, *политроптық процесс* – деп, ал процесс сызығын – *политропа* деп атайды.

Политроптық процестің анықтамасында, термодинамиканың негізгі процестері – изохоралық, изобаралық, изотермиялық және адиабаталық, егер олар тұрақты жылусыйымдылықпен жүріп жатса, политроптық процестің жеке жағдайлары болып саналады.

Политроптық процестің жылусыйымдылығы C_n ($+\infty$)-тен ($-\infty$)-ке дейін кез келген оң және теріс мәндерге ие бола алады. Политроптық процестегі жылу мөлшері процестің жылусыйымдылығының C_n соңғы және бастапқы күйлердегі температуралар айырмасының $(t_2 - t_1)$ көбейтіндісімен беріледі.

$$q = C_n(t_2 - t_1) \quad \text{және} \quad dq = C_n dt \quad (186)$$

Политроптық процестің теңдеуі термодинамиканың бірінші заңының теңдеуінің негізінен алынады:

$$dq = C_n dT = C_p dT - v dp \quad \text{және} \quad dq = C_n dT = C_v dT + p dv \quad (187)$$

Осы теңдеулерден табамыз

$$(C_n - C_p)/(C_n - C_v) = -v dp / p dv \quad (188)$$

Теңдеудің сол жағын n арқылы белгілеп, аламыз, онда:

$$(C_n - C_p)/(C_n - C_v) = n, \text{ және } ndv/v = -dp/p \quad (189)$$

Алынған қатынасты процестің басынан аяғына дейінгі шекте интегралдап, табамыз:

$$n \lg v_2/v_1 = \lg p_1/p_2 \quad (190)$$

немесе $pv^n = \text{const}$.

Алынған теңдеу *политропа процесінің теңдеуі* – деп аталады. Политропа көрсеткіші n әр процесс үшін белгілі бір сандық мәнде болады. Негізгі процестер үшін: изохоралық $n = +\infty$, изобаралық $n = 0$, изотермиялық $n = 1$ және адиабаттық $n = k$. Политроптық теңдеуі адиабата теңдеуінен тек n көрсеткішінің мәні арқылы ғана ерекшелінеді, сондықтан басты параметрлер арасындағы барлық қатынастар ұқсас формулалар арқылы беріле алады: $p_2/p_1 = (v_1/v_2)^n$; $T_2/T_1 = (v_1/v_2)^{n-1}$; $T_2/T_1 = (p_2/p_1)^{n-1/n}$. Политроптық процестің жылусыйымдылығын келесі теңдеулерден аламыз:

$$n = (C_n - C_p)/(C_n - C_v), \text{ осыдан } C_n = C_v[(n - k)/(n - 1)]. \quad (191)$$

Теңдеу (191) әрбір n мәні үшін политроптық процестің жылусыйымдылығын анықтауға мүмкіндік береді. Егер (191) теңдеуінде n мәнін жеке есептеулерге қойсақ, онда келесі процестердің жылусыйымдылықтарын табамыз:

изохоралық процестікі $n = \pm\infty$, $C_n = C_v$;

изобаралық процестікі $n = 0$, $C_n = kC_v = C_p$;

изотермиялық процестікі $n = 1$, $C_n = \pm\infty$;

адиабаттық процестікі $n = k$, $C_n = 0$

Политроптық процесс кезіндегі көлемнің өзгеру жұмысының теңдеуі

$$l = [1/(n - 1)](p_1 v_1 - p_2 v_2) \text{ немесе } l = [rT_1 / n - 1](1 - T_2 / T_1) \quad (192)$$

Политроптық процесте газдың ішкі энергиясының өзгеруі мен жылу келесі теңдеумен анықталады:

$$q = C_n(t_2 - t_1) = C_v[(n - k)/(n - 1)](t_2 - t_1) \quad (193)$$

Политроптық процестегі сыртқы жұмыс тең

$$l' = - \int_{p_1}^{p_2} v dp = [n/(n - 1)](p_1 v_1 - p_2 v_2) = [n/(n - 1)]r(T_1 - T_2) \quad (194)$$

Политроптық процестегі энтальпияның өзгерісі

$$H_2 - H_1 = C_p(t_2 - t_1) \quad (195)$$

n мәні кез келген политроптық процесте кез келген 2 нүктенің графиктегі координаттары арқылы анықталады:

$$n = \frac{\lg p_1 / p_2}{\lg v_2 / v_1}; n - 1 = \frac{\lg T_2 / T_1}{\lg v_1 / v_2}; \frac{n - 1}{n} = \frac{\lg T_2 / T_1}{\lg p_2 / p_1} \quad (196)$$

Логарифмдік координаталарға политроптық процесті салып, политроп көрсеткішін анықтаудың қарапайым әдісін ұсынуға болады. Политроп теңдеуін логарифмдеп $\lg p + n \lg v = \text{const}$ аламыз. Бұл теңдеу координаталардағы ($\lg p$ және $\lg v$) түзу сызықтың теңдеуін, ал политроп көрсеткіші n-түзудің абсцисса өсінен ауытқуының тангенсін көрсетеді.

Газдың меншікті энтропиясының өзгерісі политроптық процесте келесі теңдеумен анықталады:

$$ds = dq / T = C_n dT / T \quad (197)$$

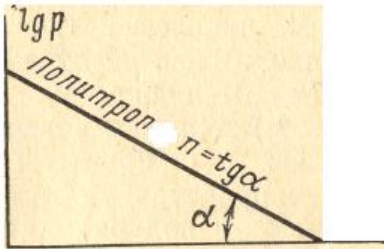
немесе күйдің ақырғы өзгерісі үшін:

$$S_2 - S_1 = C_n \ln T_2 / T_1 = C_v \left[\frac{(n - k)}{n - 1} \right] \ln T_2 / T_1 \quad (198)$$

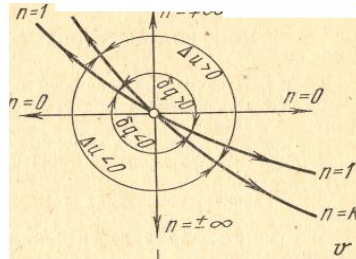
Ts-диаграммада политроптық процесс n көрсеткішіне тәуелді орналасатын кейбір қисықтармен кескінделеді (5-сурет).

6-суретте политропты процестердің pv-диаграммадағы n көрсеткішіне тәуелді бір нүктеден шығатын орналасуы кескінделген.

Политропты процестерде газдың ішкі энергиясы қалай өзгеретінін қарастырамыз. Изотермиялық процесте $n=1$ кезінде газдың ішкі энергиясы өзгермейді ($U_2 = U_1$).



5-сурет. Политроп көрсеткішін
графикалық анықтау



6-сурет. p-v – диаграммадағы
политроптық процесс

Изобаралық процесте кеңеюде $n = 0$ кезінде газдың ішкі энергиясы жоғарылайды. Изохоралық процесте жылудың келтіруімен $n = -\infty$ кезінде ішкі энергия артады. Осыдан қорытынды жасасақ: барлық политроптық процестер, яғни кеңеюдің политроптық процестері, $n < 1$ кезінде изотерма үстінде орналасқан, ал сығылу процестері $n > 1$ кезінде газдың ішкі энергиясының жоғарылауымен өтеді. Политроптық процестер $n > 1$ кезінде изотерма үстінде орналасқан кеңею процестері, ал сығылу процестері $n < 1$ кезінде газдың ішкі энергиясының төмендеуімен өтеді.

7. ТЕРМОДИНАМИКАНЫҢ ЕКІНШІ ЗАҢЫ

7.1. Термодинамиканың екінші заңының негізгі ережелері

Термодинамиканың бірінші заңы, энергияның сақталу және түрленуінің жалпы заңының жеке жағдайы бола тұрып, осы түрленудің өтуі мүмкін болатын шарттарды орнықтырмастан, жылу жұмысқа айналады, ал жұмыс жылуға айналады деп тұжырымдайды. Ол мүлде жылу процесінің бағытын қарастырмайды, ал бұл бағытты білмейінше оның сипаты мен нәтижесі туралы айта алмаймыз. Тек қана жұмыстың жұмсалуды арқылы ғана жылу бағытын өзгертуге болады. Жылудың бұл қасиеті, оны жұмыстан ерекшелендіреді.

Жұмыс қандай да процеске қатысатын барлық энергия түрлері сияқты, жылуға жеңіл және толық айналады. Жұмыстың жылуға толық айналуы адамға ежелден оның екі ағашты үйкеу арқылы от алған уақытынан бастап белгілі. Жұмыстың жылуға айналу процесі табиғатта тоқтаусыз болады, олар: үйкеліс, соққы, тежелу және т.б. Жылу өзін мүлдем басқаша көрсетеді, мысалы жылулық машиналарда. Жылудың жұмысқа айналуы тек қана жылу көзі мен жылу қабылдағыштың арасындағы температуралардың айырмасы болған кезде ғана болады және де барлық жылу жұмысқа толық айнамайды.

Осы айтқандардан, жылудың жұмысқа айналуы және керісінше процестері кезінде үлкен айырмашылықтардың болатынын байқаймыз. Жылу ағынының бағытын көрсететін және жылудың жұмысқа жылулық машиналарда айналуының максимальды шамасын көрсететін заң, тәжірибелерден алынған жаңа заңды көрсетеді. Бұл *термодинамиканың екінші заңы*, ол жылу процестерінің барлығына тән маңызы бар заң. Термодинамиканың екінші заңы тек қана техника шеңберінде шектелмейді; ол физика, химия, биология, астрономия және басқа салаларда қолданылады.

1824 жылы француз инженері және ғалымы Сади Карно, өзінің жұмысында жалынның қозғалу күші туралы тұжырымдарында екінші заңның маңызын баяндады.

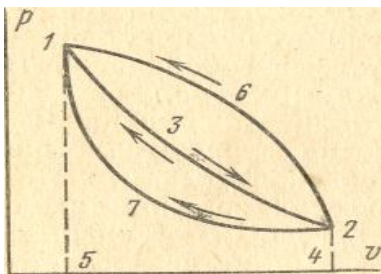
Өткен ғасырдың 50 жылдарында Клаузиус термодинамиканың екінші заңын мына постулатпен түсіндіреді: «Жылу суық денеден қыздырылған денеге өз бетінше өте алмайды». Клаузиустың постулаты, қоршаған ортаны бақылау-дан алынған эксперименталдық заң ретінде қаралуы қажет. Клаузиустың қорытындысы техникалық салаға қолданбалы жасалған, дегенмен екінші заң физикалық және химиялық құбылыстарға да қатысты дұрыс болды.

Клаузиуспен қатар 1851 ж. Томсон термодинамиканың екінші заңын басқаша тұжырымдады, ол тұжырымында жылу бергіштен алынатын барлық жылу жұмысқа айнала алмайды, тек қана бір бөлігі айналады, қалған бөлігі жылу қабылдағышқа өтуі керек. Демек, жұмысты алу үшін жоғарғы температурадағы жылу көзі немесе *жылу бергіш*, төменгі температурадағы жылу көзі немесе *жылу қабылдағыш* болу қажет. Одан өзге, Томсонның постулатында тек қана мұхиттың, ауаның, көлдердің ішкі энергиясын қолдану есебінен жұмыс жасайтын мәңгі қозғалтқыш құру мүмкін еместігі көрсетілді. Мұны термодинамиканың екінші заңы деп қарастыруға болады: «Екінші текті мәңгі қозғалтқышты жүзеге асыру мүмкін емес». Екінші текті қозғалтқыш деп, тек бір көзден алынған барлық жылуды толығымен жұмысқа айналдыруға қабілетті қозғалтқыш түсіндіріледі.

7.2. Термодинамиканың айналымды процестері немесе циклдері

Алдында қаралған термодинамикалық процестер жылудың келтірілуімен немесе жұмысшы дененің ішкі энергиясының өзгеруімен немесе екеуінің қатар жүруінен жұмыс алу мәселелерін зерттейді. Цилиндрдің ішіндегі газдың бір рет кеңеюі кезінде жұмыстың шектелген мөлшерін алуға болады. Шынында да, кез келген процесте цилиндрдегі жұмысшы дененің температурасы мен қысымы сол қоршаған ортаның температурасы мен қысымына теңеседі және осымен жұмысты алу тоқтайды. Демек, жұмысты қайта алу үшін, сығылу

процесінде жүретін жұмыс қажет, жұмысшы денені қайта бастапқы қалпына келтіру керек. 7 – суретте көрсетілгендей, егер дене 1-3-2 қисығымен кеңейсе, онда ол жұмыс атқарады, $p-v$ -диаграммада 13245 ауданы. 2 нүктеге жеткен кезде жұмысшы дене қайтадан жұмыс атқару үшін, бастапқы күйге қайтарылуы керек (1 – нүктеге). Денені бастапқы күйіне келтіру процесі үш жолмен жүреді.



7-сурет. Айналымды процестер

Сығылу қисығы 2-3-1 кеңею қисығымен 1-3-2 сәйкес келеді. Бұл процесте кеңеюден алынған барлық жұмыс (13245 ауданы) сығылу жұмысына (23154 ауданы) және оң жұмыс нөлге тең болады. Сығылу қисығы 2-6-1 кеңею сызығының 1-3-2 үстінде орналасқан; кеңеюден алынатын жұмысқа (51324 ауданы) қарағанда сығылу процесінде жұмыс (51624 ауд.) көбірек жұмсалады. Сығылу қисығы 2-7-1 кеңею сызығының 1-3-2 астында орналасқан. Осы айналу процесінде кеңею жұмысы (51324 ауд.) сығылу жұмысынан (51724 ауд.) үлкен болады. Осының нәтижесінде айналымды процестің немесе циклдің ішінде 13271 ауданмен кескінделген оң жұмыс жасалады. Осы циклді шексіз қайталап, келтірілген жылу есебінен жұмыстың кез келген мөлшерін алуға болады.

Нәтижесінде оң жұмыс алынатын цикл, *тура цикл* немесе *жылу қозғалтқышының циклі* деп аталады; онда кеңею жұмысы сығылу жұмысынан үлкен. Нәтижесінде жұмыс жұмсалатын цикл *кері* деп аталады, онда сығылу жұмысы кеңею жұмысынан

артық. Кері цикл бойынша суытқыш (мұздатқыш) қондырғылар жұмыс істейді.

Циклдер қайтымды және қайтымсыз болады. Тепе-теңдікті қайтымды процестерден тұратын цикл *қайтымды* деп аталады. Мұндай циклде жұмысшы дене химиялық өзгеріске ұшырамауы керек.

Егер цикл құрамына кіретін процестердің бірі қайтымсыз болса, онда бүкіл цикл қайтымсыз болады. Идеал циклдерді зерттеу нәтижелері нақты, қайтымсыз процестерге ауыстырыла алады, ол тәжірибелік түзету коэффициенттерін енгізу жолымен жүргізіледі.

7.3. Термиялық ПӘК және циклдердің мұздату коэффициенті

Кез келген қайтымды циклдерді зерттеу, жүзеге асыру үшін тура процестердің әрбір нүктесінде жұмысшы денеге жылууды жылу бергіштерден келтіру және жылууды жұмысшы денеден жылу қабылдағыштарға әкету, температуралардың шексіз аз айырмасында жүргізілуі қажет екенін дәлелдейді. Осыдан екі көрші жылу көздерінің температура мәндері бір-бірінен шексіз аз шамаға ерекшеленуі керек, өйткені керісінше жағдайда жылууды беру процестері қайтымсыз болады. Демек, жылу қозғалтқышын жасау үшін көп мөлшерде жылу бөлгіш, жылу қабылдағыш және жұмысшы дене болуы қажет.

Жұмысшы дене 1-3-2 жолында (7-суретке қараңыз) кеңеюдің меншікті жұмысын атқарады l_1 , ол сан жағынан ауд. 513245 тең жұмыс жылу бергіштерден алынған жылудың меншікті мөлшерімен q_1 , және жартылай өзінің ішкі энергиясы есебінен жүреді. 2-7-1 жолында сығылудың меншікті жұмысы шығындалады l_2 , ол сандық мәнде ауд. 427154 тең, оның бір бөлігі жылудың меншікті мөлшері түрінде q_2 жылу қабылдағыштарға беріледі, ал екінші бөлігі бастапқы күйге дейін жұмысшы дененің ішкі энергиясын жоғарылатуға шығындалады. Тура циклдің жүзеге асуы нәтижесінде кеңею

мен сығылу жұмысы арасындағы айырмаға тең оң меншікті жұмыс сыртқа беріледі. Бұл жұмыс $l = l_1 - l_2$ тең.

Жылудың меншікті мөлшері (q_1 және q_2) мен меншікті оң жұмыс l арасындағы қатынас термодинамиканың бірінші заңымен $q = q_1 - q_2 = u_2 - u_1 + l$ анықталады. Циклдегі дененің соңғы жағдайы бастапқы жағдайымен сәйкес келетіндіктен, жұмысшы дененің ішкі энергиясы өзгермейді, осыдан $q_1 - q_2 = l$.

Бір циклде меншікті оң жұмысқа айналған жылудың меншікті мөлшерінің жұмысшы денеге келтірілген жылудың барлық меншікті мөлшеріне қатынасы *тура циклдің пайдалы әрекетінің термиялық коэффициенті* деп аталады

$$\eta_t = (q_1 - q_2) / q_1 = 1 - q_2 / q_1 = l / q_1 \quad (199)$$

η_t мәні жылу қозғалтқыш циклінің жетілдірілу көрсеткіші болады. η_t қаншалықты үлкен болса, соншалықты келтірілген жылудың үлкен бөлігі пайдалы жұмысқа айналады. Циклдің термиялық п.э.к. шамасы әрқашанда бірден аз, егер $q_1 \rightarrow \infty$ немесе $q_2 = 0$ болса бірге тең бола алады, бірақ бұл мүмкін емес.

Алынған теңдеу (199) циклдегі жұмысшы денеге келтірілген барлық жылуды q_1 толық жұмысқа айналдыру, жылудың бір бөлігін q_2 жылу қабылдағышқа әкетпейінше мүмкін болмайтынын көрсетеді.

Сонымен, Карноның негізгі ойы дұрыс болды, тұйықталған айналымды процесте жылу механикалық жұмысқа айналады, тек жылу бөлгіш пен жылу қабылдағыш арасындағы температуралар айырмасы болса. Бұл айырма жоғары болған сайын, жылуқозғалтқыш циклінің п.э.к. жоғары болады.

Енді қайтымды циклді қарастырайық, ол сағат тіліне қарама-қарсы бағытта қозғалады және p - v -диаграммасында 13261 ауданымен (7-суретке қараңыз) кескінделеді. Циклде жұмысшы дененің кеңеюі, сығылуға қарағанда төменгі температурада

өтеді және кеңею жұмысы (132451 ауд.) сығылу жұмысынан (162451 ауд.) аз. Бұл цикл тек сыртқы жұмыс жұмсалған кезде жүзеге асады.

Қайтымды циклде жылу қабылдағыштан жылу q_2 жұмысшы денеге келтіріледі және меншікті жұмыс l жұмсалады, ол жылу тең мөлшеріне өтеді де, бірге жылу қабылдағышқа беріледі $q_1 = q_2 + l$. Мұндай өзгеріс жұмыстың жұмсалымынсыз мүмкін емес. Кері циклдің дәрежесі циклдің *тоңазыту коэффициентімен* анықталады:

$$\varepsilon = \frac{q_2}{l} \quad (200)$$

Тоңазыту коэффициенті жылудың жылу қабылдағышқа беретін жылуын көрсетеді және ол бірлік жұмысымен анықталады, көлемі бірден жоғары.

7.4. Карноның тура қайтымды циклі

Егер циклдің кейбір аймақтарында температура өзгеріссіз болса, қайтымды еркін циклді жүзеге асыру кезінде жылу көзін азайтуға болады, яғни изотермиялық процестерде. Циклдегі барлық жылу изотермиялық процесте жеткізіліп және әкетілетін кезде оның шегі болады. Бұл шекті жағдайда жылудың тұрақты температуралы екі көзі талап етіледі: бірі – жылу бергіш, бірі – жылу қабылдағыш.

Бұл жағдайларда қайтымды циклді келесідей жолмен алуға болады. Алдымен кеңеюдің изотермиялық процесінде тұрақты температуралы жылу бөлігіштен жұмысшы денеге қайтымды жылу беріледі. Содан соң, дене мен жылу көзі арасында жылу алмасу болмайтын, кеңеюдің қайтымды адиабаталық процесінде жұмысшы дененің температурасы жылу қабылдағыш температурасына дейін төмендейді. Әрі қарай, қайтымды изотермиялық процесте жылу қабылдағыш температурасында жұмысшы денеден оған жылудың әкетілуі жүреді. Циклді тұйықтайтын процесс, сыртқы жылу көздерімен жылу алмасу болмағандықтан температура бастапқыға дейін жоғарылайтын

және жұмысшы дене бастапқы күйіне оралатын, адиабаталық процесс болу керек. Осылай, тұрақты температуралы жылудың екі көзі арасында жүрген қайтымды цикл, екі қайтымды изотермиялық және екі қайтымды адиабаталық процестен тұруы қажет.

Алғаш рет бұл цикл – Сади Карноның 1824 жылы жарыққа шыққан «Оттың қозғалтқыш күші туралы және осы күшті дамытуға қабілетті машиналар туралы ойлар» еңбегінде қарастырылды. Осы циклді білу үшін жылу машинасын елестетейік, ондағы цилиндр қажетіне қарай абсолютті жылу өткізгішті немесе абсолютті жылу өткізбейтін болуы мүмкін. Поршеннің бірінші жағдайында жұмысшы дененің бастапқы параметрлері p_1, v_1 , ал температурасы T_1 жылу бергіштің температурасына тең. Егер цилиндр абсолютті жылу өткізгішті болса, оны шексіз үлкен энергиясыымдылықты жылу бергішпен қосса және жұмысшы денеге жылуды q_1 изотерма 1-2 бойынша жеткізсе, онда газ 2 нүктеге дейін кеңейеді де, жұмыс атқарады. 2 нүктенің параметрлері p_2, v_2, T_1 . 2 нүктеден цилиндр мүлдем жылу өткізбейтін болу керек. Температурасы T_1 жұмысшы дене адиабата 2-3 бойынша жылу қабылдағыштың температурасына T_2 дейін кеңейе отырып, жұмыс атқарады. 3 нүктенің параметрлері p_3, v_3, T_2 . 3 нүктеден цилиндрді толығымен жылу өткізгіш етеміз. Жұмысшы денені 3-4 изотерма бойынша сыға отырып, бір мезетте жылуды q_2 жылу қабылдағышқа береміз. Изотермиялық сығылудың соңында жұмысшы дененің параметрлері p_4, v_4, T_2 болады. Абсолютті жылу өткізбейтін цилиндрде 4 нүктеден адиабаталық сығылу процесімен 4-1 жұмысшы дене бастапқы күйіне қайта оралады. Осылай, барлық цикл бойынша жұмысшы денеге жылу бергіштен q_1 жылу беріліп және жылу қабылдағышқа q_2 жылуы әкетілді.

Циклдің термиялық п. ә. к.

$$\eta_t = q_1 - q_2 / q_1 = 1 - q_2 / q_1 \quad (201)$$

1-2 изотерма бойынша келтірілген жылуды анықтаймыз $q_1 = RT_1 \ln v_2 / v_1$; 3-4 изотерма бойынша әкетілген жылудың абсолюттік мәні $|q_2| = RT_2 \ln v_3 / v_4$.

Табылған мәндерді термиялық п.э.к. теңдеуіне қойсақ, аламыз:

$$\eta_t = 1 - \frac{RT_2 \ln v_3 / v_4}{RT_1 \ln v_2 / v_1} = 1 - \frac{T_2 \ln v_3 / v_4}{T_1 \ln v_2 / v_1} \quad (202)$$

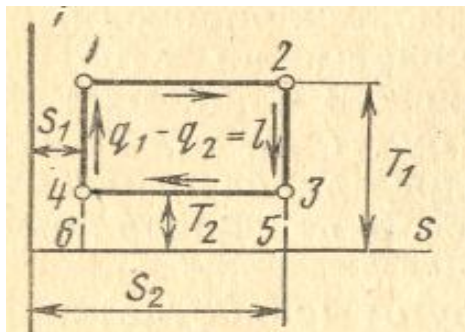
Кеңеюдің және сығылудың адиабаттық процесі үшін $(T_2 / T_1)^{1/(k-1)} = v_2 / v_3$ және $(T_2 / T_1)^{1/(k-1)} = v_1 / v_4$ сәйкес келеді, яғни $v_2 / v_3 = v_1 / v_4$ немесе $v_2 / v_1 = v_3 / v_4$. Демек, Карно циклінің термиялық п.э.к. теңдеуі қысқартудан соң, келесі түрде жазылады

$$\eta_t = 1 - T_2 / T_1 \quad (203)$$

Карноның қайтымды циклінің термиялық п.э.к. жылу бергіш пен жылу қабылдағыштың абсолюттік температурасына байланысты болады. Жылу бергіштің температурасы жоғары болған сайын және жылу қабылдағыштың температурасы төмен болған сайын, ол жоғары болады. Карно циклінің термиялық п.э.к барлық уақытта бірден төмен, өйткені п.э. бірге тең болуы үшін $T_2 = 0$ немесе $T_1 = \infty$ болуы керек, бірақ бұл мүмкін емес. Карно циклінің термиялық п.э.к жұмыстық дененің табиғатынан тәуелсіз және егер дене жылулық тепе-теңдікте болса $T_2 = T_1$ кезінде нөлге тең, онда жылуды жұмысқа айналдыру мүмкін емес.

Нақты қозғалтқыштарда Карно циклі тәжірибелік қиындықтар салдарынан жүзеге асырылмайды. Дегенмен Карно циклінің теориялық және тәжірибелік мәні зор. Ол жылу қозғалтқыштардың кез келген циклдерін бағалау кезінде эталон рөлін атқарады.

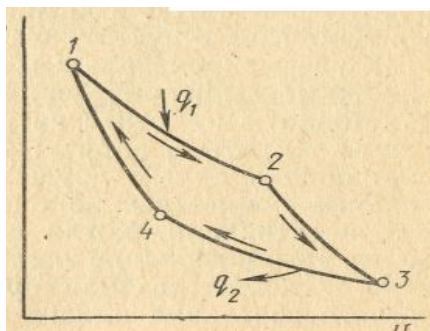
Карноның қайтымды циклі, T_1 және T_2 температура интервалында орындалған Ts -диаграммада тікбұрышпен кескінделеді 1234 (8 – сурет).



8-сурет. Карноның тура қайтымды циклі

7.5. Карноның кері қайтымды циклі

Карно циклі тек тура емес, кері де бағытта өтеді. 9 – суретте Карноның кері циклі кескінделген. Цикл қайтымды процестерден тұрады және тұтасымен қайтымды болып табылады.



9-сурет. Карноның кері қайтымды циклі

Жұмысшы дене бастапқы нүкте 1-ден адиабата 1-4 бойынша, сыртқы ортамен жылу алмасусыз кеңейеді, бұл кезде T_1 температура T_2 дейін беріледі. Ары қарай газдың кеңеюі изотерма 4-3 бойынша жылудың q_2 келтірілуімен жүреді, ол

төменгі температуралы T_2 көзден алынады. Содан соң адиабаттық сығылу 3-2, температураның T_2 -ден T_1 дейін жоғарылауымен жүреді. Соңғы процесс кезінде сығылу изотермасы 2-1 өтеді, бұл кезде жоғары температуралы жылу қабылдағышқа жылу q_1 әкетіледі.

Кері циклді тұтас қарастыра отырып, сығылудың жұмсалатын сыртқы жұмысы кеңею жұмысынан циклдің тұйықталған сызығы ішіндегі 14321 ауданы шамасына үлкен екенін байқауға болады. Бұл жұмыс жылуға айналады және жылумен q_2 бірге температурасы T_1 көзге беріледі. Осылай, кері циклдің жүруіне меншікті жұмысты l шығындап, жылу қабылдағыштан жылу бергішке q_2 жылу бірлігін жеткізуге болады. Бұл кездегі жылу қабылдағышпен алынатын жылу $q_1 = q_2 + l$ тең.

Мұздатқыш машиналардың тиімділік сипатты, ол мұздату коэффициенті:

$$\varepsilon = q_2 / (q_1 - q_2) = q_2 / l \quad (204)$$

Карноның кері циклі үшін

$$\varepsilon = T_2 / (T_1 - T_2) \quad (205)$$

Карноның кері цикліндегі мұздату коэффициенті жылу көздерінің абсолюттік температураларына (T_2 мен T_1) тәуелді және басқа циклдердің мұздату коэффициенттерінен әлдеқайда маңызды.

Карноның тура және кері циклдерін қарастырғаннан кейін, Клаузиус берген термодинамиканың екінші заңының тұжырымын түсіндіруге болады.

Клаузиус, табиғатта болатын табиғи процестердің өздігінен болатынын және өз бетінше кері бағытта жүре алмайтынын көрсетті. Өздігінен өтетін процестерге жататындар: жылудың көп қыздырылған денеден аз қыздырылған денеге берілуі, жұмыстың жылуға айналуы, газ бен сұйықтың арасындағы диффузия, газдың кеңістікте кеңеюі және т.б.

Өздігінен болмайтын процестерге алдында көрсетілген өздігінен болатын процеске қарама-қарсы процестер жатады:

жылудың жылуы аз денеден көп денеге өтуі, жылудың жұмысқа айналуы т.б. Өздігінен болмайтын процестер мүмкін, бірақ олар өз бетінше, компенсациясыз бола алмайды.

Өздігінен болмайтын процестер болуы үшін оларға қандай процестер әсер ету керек? Физикалық құбылыстарды бақылаған кезде, өздігінен болмайтын құбылыстар тек өздігінен болатын құбылыстар әсер еткенде ғана мүмкін болады. Демек, өздігінен жүретін процес өздігінен болады, ал өздігінен болмайтын процесс тек өздігінен болатын процеспен байланысты. Мысалы, тура айналымды процесте өздігінен болмайтын процесс жылудың жұмысқа айналуы жылубергішпен жылуқабылдағыш арасындағы байланысты болады ($l = q_1 - q_2$). Кері цикл болу үшін өздігінен болмайтын процесте жылуы аз денеден жылуы көп денеге өтуі мүмкін, бірақ бұл жерде өздігінен болатын процесте жұмсалатын жұмыс жылуға айналады ($q_1 = q_2 + l$).

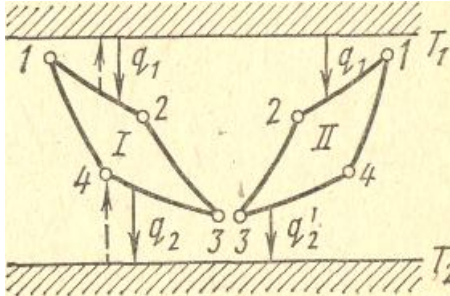
Қорыта айтқанда өздігінен жүрмейтін процесс тек өздігінен жүретін процестің компенсациясы арқылы болуы мүмкін.

7.6. Карно теоремасы

Карноның кері циклінің термиялық п.э.к. шығару кезінде тек қана идеал газға дұрыс қатынастар қолданылды. Сондықтан, Карно циклі туралы айтылғандардың бәрін кез келген реал газдарға және буларға тарату үшін, оның термиялық п.э.к. көмегімен цикл жүретін заттың қасиеттеріне тәуелді емес екендігін дәлелдеу қажет. Бұл *Карно теоремасының* маңызы.

Бұл теореманы дәлелдеу үшін, Карноның кері циклі бойынша екі машина әртүрлі жұмыс денелерімен жұмыс істейді дейік (10 – сурет). Бірінші машинадағы I жұмыс денесі – идеал газ, ал екіншіде II – бу. Екі машинада да жылу бергішпен жылу қабылдағыш бар. Газ бен бу машиналары q_1 жылуын

алсын, ал жылу қабылдағышқа: газдық $-q_2$, ал булық $-q'_2$ жылуды береді дейік.



10-сурет. Карноның қайтымды цикліндегі екі машинаның жұмысы

Бұл машиналардың п.э.к.: $\eta_i = (q_1 - q_2)/q_1$ және $\eta'_i = (q_1 - q'_2)/q_1$. Олар бірдей болады, егер $q_2 = q'_2$ және әртүрлі болады, егер $q_2 \neq q'_2$ болса. Карно теоремасы қарсы нәтижені дәлелдейді. Айтайық, $q'_2 < q_2$, онда $\eta'_i > \eta$, яғни бу машинасы үлкен оң жұмыс атқарады. Осының болуы мүмкін еместігін дәлелдейік. Екі машинаны да ортақ білікке отырғызамыз және бу машинасын тура цикл бойынша 1-2-3-4-1, ал газды машинаны кері циклмен 1-4-3-2-1 жұмыс істетеміз. Бу машинасы q_1 жылуды алып, q'_2 жылуын береді. Оң жұмыс l' циклда 12341 ауданымен кескінделеді және $l' = q_1 - q_2$ тең.

Газды машина Карноның кері циклін атқарады. Ол q_2 жылуын жылу қабылдағыштан алады және l жұмысын жұмсайды. Цикл аяқталғанда жылу көзі q_1 жылуын алады. Жұмсалған жұмыс l тең болады: $l = q_1 - q_2$. Екі машинаның жұмысы нәтижесінде алғашындағы шартты $q'_2 < q_2$ ескерсе, жұмыс:

$l' - l = (q_1 - q'_2) - (q_1 - q_2) = q_2 - q'_2 > 0$ болады. Екі машинаның жұмысы нәтижесінде келесі өзгерістер байқалады:

жылу бергіш q_1 жылуын берді және алды, жылу қабылдағыш q_2 жылуын берді де, ал q'_2 жылуын алды немесе $q_2 - q'_2$ жылуын жоғалтты, ол жылу оң жұмыс атқаруға жұмсалды. Бұл кезде жүйеде де, қоршаған ортада да ешқандай өзгеріс болған жоқ.

Осының нәтижесінде екінші текті мәңгі қозғалтқыш алынды, бұл термодинамиканың екінші заңына қарама-қайшы. Осыдан $q'_2 - q_2$ деген болжау дұрыс емес. Осындай нәтиже $q'_2 > q_2$ деп алғанда да қайталанады. Сондықтан, бір ғана мүмкін нұсқа қалады ол: $q'_2 = q_2$, ал бұл $\eta'_i = \eta_i$ тең екенін көрсетеді, яғни Карноның қайтымды циклінің термиялық п.э.к. шынында жұмысшы дененің қасиетіне тәуелді емес және жылу бергіш пен жылу қабылдағыштың температураларының функциясы болады.

7.7. Қайтымды және қайтымсыз циклдерінің қасиеттері. Термодинамиканың екінші заңының математикалық өрнегі

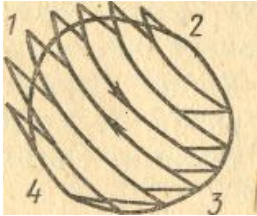
Термиялық п.э.к. өрнегінен $\eta_i = 1 - Q_2 / Q_1$ екені алынады, бірақ Карноның қайтымды циклі үшін термиялық п.э.к. жылу көзінің температурасы арқылы да көрсетіледі $\eta_i = 1 - T_2 / T_1$. Осы екі теңдеуді салыстырып, Карноның циклі үшін $Q_2 / Q_1 = T_2 / T_1$ және $Q_1 / T_1 = Q_2 / T_2$ немесе $Q_1 / T_1 - Q_2 / T_2 = 0$ екені шығады.

Егер келтірілетін жылуды Q_1 оң шама деп, ал әкетілетінді Q_2 теріс деп есептесек, онда:

$$Q_1 / T_1 + Q_2 / T_2 = 0 \text{ немесе } \sum Q / T = 0 \quad (206)$$

Келтірілген немесе әкетілген жылудың сәйкес абсолюттік температураға қатынасы *келтірілген жылу* деп аталады, онда (206) теңдігі келесідей тұжырымдалады: Карноның қайтымды циклі үшін келтірілген жылулардың алгебралық қосындысы нөлге тең. Бұл қорытынды кез келген еркін қайтымды цикл үшін

қолданбалы. Кез келген еркін қайтымды цикл 1-2-3-4-1 қарастырайық (14 – сурет).



14-сурет. Еркін қайтымды цикл

Мұндай циклді адиабаттармен шексіз элементарлық циклдерге бөлеміз. Әрбір элементарлық циклді Карноның элементарлық циклі деп қарауға болады. Жылуды келтіру және әкетудің шексіз кіші бөлімшелерін изотермалар деп есептеуге болады, ал адиабаттар тиімді жұмыс шамасына әсер етпейді, өйткені олардың әрқайсысы қарама-қайшы бағыттарда екі рет өтеді.

Карноның әрбір элементарлық циклі үшін: $\sum dQ/T = 0$. Ал барлық еркін цикл үшін:

$$\oint dQ/T = 0 \quad (207)$$

Мұндағы $\oint$ белгі тұйықталған шеңбер бойынша интегралдауды көрсетеді. Осылай, кез келген қайтымды цикл үшін келтірілген жылудың алгебралық қосындысы нөлге тең.

1854 жылы Клаузиус ойлап тапқан бұл теңдеу (207), термодинамиканың екінші заңының математикалық өрнегі болып табылады және *Клаузиустың бірінші интегралы* деп аталады.

Карноның қайтымсыз циклі үшін термиялық п.э.к-і жылу бергіш пен жылу қабылдағыштың бірдей температураларында сәйкес қайтымды циклдің п.э.к-нен төмен болады: $\eta_{т\text{ к-з}} < \eta_{т\text{ қайт}}$ немесе $1 - Q_2/Q_1 < 1 - T_2/T_1$.

7.8. Қайтымды және қайтымсыз процестердегі энтропияның өзгеруі

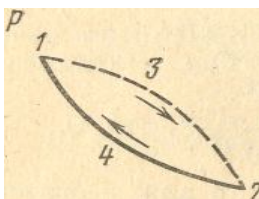
Қайтымды шеңберлі процесте тұйықталған контур бойынша dQ/T алынған интеграл нөлге тең. Сондықтан dQ/T шамасы тек қана дененің берілген күйіне тәуелді болатын кейбір функцияның толық дифференциалын көрсетеді. Бұл функция S белгіленеді және *энтропия* деп аталады. Онда:

$$dS = dQ/T \quad (208)$$

Осы теңдеуді (208) қандай да бір 1-2 жол бойынша интегралдаса, келесі теңдеу алынады:

$$S_2 - S_1 = \int_1^2 dQ/T \quad (209)$$

Қайтымды адиабаттық процесс кезінде, $dQ = 0$ болғанда, $dS = 0$ және $S_2 = S_1 = \text{const}$, яғни адиабатты қайтымды процесте энтропия өзгермейді. Қайтымсыз процестер кезіндегі энтропияның өзгерісін қарастырайық. Ол үшін 1 және 2 күйі арасында қайтымды процесті 2-4-1 және шартты үзінді қисықтармен қайтымсыз процесті 1-3-2 жүргіземіз (15 – сурет). Осы процестер



15-сурет. Қайтымсыз процестер кезіндегі энтропияның өзгерісі

Нәтижесінде алынған цикл қайтымсыз болады. Теңдеуге (209) сәйкес $\int_{1-3-2} dQ/T + \int_{2-4-1} dQ/T < 0$ алынады. 2-4-1 процесі қайтымды болғандықтан, екінші интеграл $S_1 - S_2$, айырмасына тең, сондықтан:

$$\int_{1-3-2} dQ/T + (S_1 - S_2) < 0, \text{ немесе } S_2 - S_1 > \int_{1-3-2} dQ/T \quad (210)$$

Теңдеудегі (210) теңсіздік белгісі қайтымсыз процесс жағдайында оның оң бөлігі энтропия айырмасын көрсетпейтінін, одан төмен болатынын байқатады.

Теңдеулерді (209 және 210) біріктіріп, табуға болады:

$$S - S \geq \int_1^2 dQ/T \quad (211)$$

Энтропия күйдің функциясы, сондықтан энтропияның өзгерісі қайтымды да, қайтымсыз да процестер үшін бірдей болады. Теңдеу (211) қайтымды процесс үшін $\int_1^2 dQ/T$ шама

$S_2 - S_1$ энтропияның өзгеруіне тең, ал қайтымсыз процесс үшін ол $S_2 - S_1$ төмен екенін көрсетеді.

Теңдеу (207) термодинамиканың екінші заңын көрсететіндіктен, (211) теңдеу де сол заңды сипаттайды, бірақ жалпы жағдайлар үшін. Теңдеу (207) тек қана циклдерге қолданбалы, ал (211) теңдеу бастапқы және соңғы күйлері 1 мен 2 өзара айырмашылықты болатын кез келген процестерге қолданбалы.

Элементарлы қайтымсыз процесс үшін

$$ds > dQ/T \quad (212)$$

Теңдеулерді (208 және 212) біріктіріп, қандай процесс үшін энтропияның өзгерісі келесі қатынасты қанағаттандыра алатынын жазуға болады:

$$ds \geq dQ/T \quad (213)$$

мұндағы dQ – жылу көзінен денемен алынған жылу мөлшері;

T – жылу көзінің абсолюттік температурасы;

теңдік белгісі қайтымды процестерге қатысты;

«үлкен» белгісі – қайтымсыз процестерге.

Жоғарыда келтірілген теңдеулер, атап айтқанда (211), энтропияның өзгеруін ғана анықтауға мүмкіндік береді.

Қандай да бір берілген күй үшін энтропияның мәнінде барлық уақытта кейбір тұрақты шама S_0 (интегралдау константасы) болуы қажет, ол абсолюттік нөл температурасы

кезіндегі дене энтропиясының, интегралдау еркін қайтымды процесс бойлығында жүргендегі мәнін көрсетеді:

$$S = \int dQ/T + S_0.$$

Интегралдау тұрақтысының сандық мәні S_0

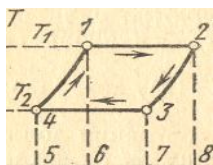
термодинамиканың бірінші және екінші заңдарының көмегімен анықтала алмайды. Төменде осы шаманың Нернсттің жылулық теоремасы көмегімен анықталатыны көрсетіледі.

Термодинамиканың көптеген тәжірибелік есептеулері үшін ең маңызды энтропияның абсолюттік мәні емес, оның өзгерісі. Осыған байланысты интегралдаудың тұрақты сандық мәні S_0 мәнді болмайды. Жалпы, S_0 мәні тәжірибелік шарттардан шыға отырып, еркін таңдалады.

7.9. Карноның қорытынды (регенеративті) циклі

Берілген температура интервалында, Карноның қайтымды циклінен жоғары термиялық п.э.к. алу мүмкін емес. Дегенмен, конфигурациясы бойынша Карно циклінен ерекшеленетін, бірақ кейбір қосымша жағдайларда термиялық п.э.к-і Карно циклінің п.э.к-не тең болатын тұрақты температуралы жылудың екі көзі болған кезде, басқа қайтымды циклдерді жүзеге асыруға болады. Қорытындыланған немесе регенеративті циклдер осыған жатады.

Келтірілген 16 – суретте 1-2 және 3-4 екі изотермадан және көлденең бағытта эквидистантты екі кез келген еркін қайтымды 2-3 және 4-1 процестерден тұратын цикл 1-2-3-4 – кескінделген.



16-сурет. Карноның регенеративті циклі

Изотермиялық процесте 1-2 температурасы T_1 жылу бергіштен жұмысшы денеге жылудың меншікті мөлшері келтіріледі $q_1 = T_1(s_2 - s_1)$. 2-3 процесінде жұмысшы дене, 7328 ауданымен өлшенетін q_{2-3} жылу мөлшерін бере отырып, өзінің күйін өзгертеді.

Жұмысшы дененің T_1 температуралы 2 нүктеден T_2 температуралы 3 нүктеге қайтымды өтуін жүзеге асыру үшін, температурасы бір-бірінен шексіз аз шамаға айырмашылықты болатын жылудың (жылу қабылдағыштың) аралық көздерінің шексіз үлкен мөлшері қажет. Жұмысшы дене жылу қабылдағышқа температура T_2 кезінде $q_2 = T_2(s_3 - s_4)$ жылу мөлшерін беріп, 3 нүктеден 4 нүктеге дейін изотермиялық сығылады. Содан соң, 4-1 сызығымен 1 нүктедегі күйге қайта оралады. Жұмысшы дене 4 нүктеден 1 нүктеге өтуі кезінде 5416 ауданымен өлшенетін q_{4-1} жылудың меншікті мөлшерін жұтады. Қайтымды процесс 4-1 жүргенде аралық жылу бергіш ретінде 2-3 процесінде жылу қабылдағыш ретінде қолданылған жылу көздері пайдаланылады. Процестердің (2-3 және 4-1) эквидистанттығы әсерінен 7328 және 5416 аудандары бір-біріне тең және жылу мөлшерлері q_{2-3} және q_{4-1} абсолюттік шамада бірдей, яғни жұмысшы дене 2-3 процесінде қанша жылу берсе, сонша жылуды 4-1 процесінде қайта алады. Барлық аралық жылу қабылдағыштар мен жылу бергіштер тек қана жылу регенераторлары болып табылады, олар циклдің бір бөлімінде жұмысшы денеден жылуды алады және сол мөлшерде жұмысшы денеге циклдің басқа бөлімінде қайта береді. Қарастырылған циклде 1-2-3-4 жылудың нақты сыртқы көзі – бұл тек қана температурасы T_1 жылу бергіш және температурасы T_2 жылу қабылдағыш. Жұмыс – жұмысшы денеге жылу бергішпен берілетін q_1 жылуы есебінен жүреді; q_2 тең екінші бөлігі жылу қабылдағышқа беріледі, ал жылудың меншікті мөлшерлері арасындағы айырма $q_1 - q_2$ циклдің оң жұмысына түрленеді. Шын мәнінде $l = q_1 - q_{2-3} - q_2 + q_{4-1}$ немесе $l = q_1 - q_2$ тең.

Берілген циклдің термиялық п.э.к. мына теңдеумен анықталады:

$$\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = \frac{T_1(s_2 - s_1) - T_2(s_3 - s_4)}{T_1(s_2 - s_1)} \quad (214)$$

2-3 және 4-1 қисықтары эквидистантты болғандықтан $s_1 - s_4 = s_2 - s_3$ және $s_2 - s_1 = s_3 - s_4$ болады. Қарастырылған қайтымды циклдің термиялық п.э.к-і Карноның қайтымды циклінің термиялық п.э.к-не тең.

Жылу регенераторы қатысатын цикл регенеративті цикл деп аталады. Екі изотерма мен екі кез келген еркін эквидистантты қисықтардан тұратын регенеративті қайтымды цикл Карноның қорытынды (регенеративті) циклі деп аталады. Регенеративті циклдер жылу күшін беретін қондырғыларда кеңінен қолданылады.

7.10. Энтропияның арту принципі және термодинамиканың екінші заңының физикалық мәні

Қоршаған ортамен жылу алмасу болмайтын $dq = 0$, оқшауланған жүйедегі энтропияның өзгерісін қарастырайық; оны *адиабаттық жүйе* – деп атауға болады.

Айталық, термодинамикалық процестер жүретін оқшауланған адиабаттық жүйе бар. Егер осы оқшауланған жүйеде тек қана қайтымды процестер өтетін болса, онда бұл үшін $dS = dQ/T$, бірақ адиабатты жүйе үшін бұл теңдеу келесі түрде жазылады $dQ = TdS = 0$. Температура нөлге тең болмайтындықтан, бүкіл жүйе үшін $dS = 0$ және $S = const$.

Егер оқшауланған адиабаттық жүйеде тек қайтымды процестер жүретін болса, онда бүкіл жүйенің энтропиясы тұрақты шама болып қалады.

Қайтымсыз процестер болатын адиабаттық жүйені қарастырайық, бұл кезде $dS \setminus dQ/T$ теңдеуі қолданылады, $dQ = 0$ болғандықтан оқшауланған адиабаттық жүйе үшін $dS \setminus 0$ болады, яғни энтропияның артуы байқалады.

Сонымен, алынған теңдеулер оқшауланған жүйелердің $dQ = 0$ энтропиясы оның қайтымды өзгерістерінде тұрақты болып қалатынын, ал қайтымсыз өзгерістерінде артатынын,

бірақ ешқандай жағдайда да төмендемейтінін көрсетеді. Дегенмен, келесідей ескерту жасау қажет: оқшауланған жүйеде жеке денелердің энтропиясы тек артып немесе өзгеріссіз қалып қана қоймайды, сонымен қатар төмендей де алады, мысалы, дене жылу берген кезде.

Оқшауланған жүйеде өтетін қайтымды және қайтымсыз процестер үшін алынған нәтижелерді қорытындылап, теңдеуді келесі түрде жазуға болады:

$$dS \geq 0 \quad (215)$$

Теңдік белгісі қайтымды процеске, ал «үлкен» белгісі – қайтымсыз процеске қатысты.

Барлық нақты процестер қайтымсыз болып табылады, сондықтан оқшауланған жүйенің энтропиясы барлық уақытта артады. Энтропияның артуы өз бетінше ерекше маңызды емес, дегенмен қайтымсыз процестер кезіндегі энтропияның артуы оқшауланған жүйенің жұмыс істеу қабілетінің төмендеуімен байланысты болады.

Карно циклі бойынша жұмыс істейтін идеал машинаны алайық, бұл кезде T_1 температурада жұмысшы денеге Q_1 жылу беріледі және T_2 температурада жылу қабылдағышқа Q_2 жылу әкетіледі. Оң жұмыс $L = Q_1 - Q_2$ тең. Циклдің п.ә.к. $\eta_t = (Q_1 - Q_2) / Q_1 = L / Q_1$ немесе

$$L = \eta_t Q_1 = Q_1 (1 - T_2 / T_1) \quad (216)$$

Температурасы T_1 жылу бергіш пен жұмысшы дене арасында температурасы $T_2 < T'_1 < T_1$ аралық жылу көзін енгіземіз. Жылуды – жылу бергіштен алдымен қайтымсыз жолмен (температуралардың соңғы айырмасы кезінде) аралық көзге, ал одан Карноның қайтымды циклін жүзеге асыратын, температурасы T'_1 жұмысшы денеге береміз.

Егер Q_1 жылу мөлшері машинаға төменгі температурамен $T'_1 < T_1$ келетін болса, онда оң жұмыс азаюы керек, өйткені арасында Карноның қайтымды циклі өтетін температуралар айырмасы төмендейді. Онда $L' = Q_1 \eta'_t = Q_1 (1 - T_2 / T'_1)$ болады.

Жылудың жылу бергіштен аралық жылу көзіне берілуінің қосымша қайтымсыз процесін енгізу салдарынан жұмысшы дененің жұмыс істеу қабілеттілігінің төмендеуі келесі теңдеумен анықталады:

$$L_0 = L - L' = Q_1 [(1 - T_2 / T_1) - (1 - T_2 / T'_1)] = Q_1 (T_2 / T'_1 - T_2 / T_1) \\ \text{немесе } L_0 = T_2 (Q_1 / T'_1 - Q_1 / T_1) = T_2 \Delta S \text{ жүйе} \quad (217)$$

Бұл теңдеу Гюи – Стодолы теңдеуі деп аталады. Қайтымсыз процестер өтетін оқшауланған жүйенің жұмыс істеу қабілетінің төмендеуі жүйе энтропиясының жылу қабылдағыштың абсолюттік температурасына үстелуінің туындысына тең. Жұмыс істеу қабілеттілігінің бұл жоғалымы қоршаған ортаға берілетін пайдасыз жылуды көрсетеді. Оқшауланған жүйедегі қайтымсыз процестердің барлығы, пайдалы түрден пайдасыз түрге өтіп, энергияның құнсыздануымен жүреді. Энергияның сейілуі мен оның деградациясы өтеді. Бұл кезде жүйенің энтропиясы артады.

Барлық өз бетімен өтетін, яғни қайтымсыз процестер барлық уақытта энтропияның артуымен жүреді. Сонымен, оқшауланған жүйенің энтропиясының арту принципі термодинамиканың екінші заңының жалпы жағдайын көрсетеді.

7.11. Максималь жұмыс. Эксергия

Термодинамикада, өзінің күйі мен жағдайын өзгерткен кезде максималь жұмыс алынатын оқшауланған жүйе жүргізетін жұмыс туралы ұғымның маңызы өте үлкен.

«Эксергия» грек сөзінен алынған – физикалық жүйенің берілген термодинамикалық тепе-теңдік күйден қоршаған ортаға өтуі кезінде жүргізе алатын ең үлкен жұмысы.

Тек қана қоршаған ортамен тепе-теңдікте болмайтын жүйелермен жұмыстың алыну мүмкіндігі болады, яғни жүйенің қысымы p_1 мен температурасы T_1 , жүйе өзара әрекеттесетін ортаның қысымы p_0 мен температурасынан T_0 жоғары болған

кезде ғана. Жұмыстың жүру барысына қарай оқшауланған жүйе қоршаған ортамен тепе-теңдік күйге жақындай бастайды.

Егер оқшауланған жүйеде әртүрлі температурадағы жұмысшы денелер болса, онда мұндай жүйеде жұмысты температурасы жоғарырақ болатын жұмысшы дене жүргізеді (идеал жағдайларда Карно циклінің бірнеше рет қайталану жолымен). Мұндай процестердің нәтижесінде жылу бергіштердің температуралары төмендейді, ал жылу қабылдағыштардың температуралары – жоғарылайды. Осы температуралар теңескен кезде жұмыстың ары қарай алынуы тоқтатылады. Демек, жұмыстың алынуы оқшауланған жүйенің тепе-теңсіз күйден тепе-теңдікті күйге өтуімен байланысты.

Карно циклінде максималь жұмысты жұмысшы дененің температурасы жылу бергіштің температурасына тең болған кезде және жұмысшы дененің ең төменгі температурасы жылу қабылдағыш температурасына тең болғанда ғана алуға болады, яғни қайтымды процестер жүрген кезде ғана. Осыдан жүйедегі максималь жұмыстың тепе-теңсіз күйден тепе-теңдік күйге өту кезінде, қайтымды адиабаттық және изотермиялық процестердің жүзеге асуы кезінде ғана алуға болатынын байқаймыз.

Берілген жағдайларда жұмысшы денеден (газдан) қандай максималь жұмыс алуға болатынын қарастырайық. Жұмысшы дене мен қоршаған ортаны адиабаттық жүйемен оқшауланған деп есептейік, оған жылу келтірілмейді де, әкетілмейді де, яғни $Q = 0$. Жүйенің ішкі энергиясын бастапқы күйде U' және аяққы күйде U'' белгілейік. Онда термодинамиканың бірінші заңының негізінде аламыз $U'' - U' + L = Q = 0$.

Осыдан жүргізілген жұмыс келесі мәнге тең екенін білеміз:

$$L = U'' - U' \quad (218)$$

Бүкіл жүйенің ішкі энергиясы – аддитивті шама және қоршаған ортаның ішкі энергиясы мен жұмыс көзінің энергиясынан алынады.

Ішкі энергияның бастапқы және аяққы мәндерін U_{01} және U_{02} , ал жұмыс көзінің ішкі энергиясының бастапқы және аяққы мәндерін U_1 және U_2 белгілейміз, онда $U' = U_1 + U_{01}$ және $U'' = U_2 + U_{02}$, ал

$$L = U_1 + U_{01} - U_2 \text{ немесе } L = (U_1 - U_2) + (U_{01} - U_{02}) \quad (219)$$

Жұмысшы дене жылуды қоршаған ортамен алмаса алады және ортаның қысымына қарсы жұмыс істейді. Q_0 арқылы жұмысшы денеден қоршаған ортаға берілетін жылуды, ал L_0 арқылы оның ортада жүргізетін жұмысын белгілейік; онда $U_{02} - U_{01} = Q_0 + L_0$ алынады. Қоршаған орта қысымы p_0 тұрақты болғандықтан жазуға болады:

$$L_0 = p_0(V_2 - V_1) \quad (220)$$

мұндағы V_1 және V_2 – жұмысшы дененің бастапқы және аяққы көлемдері. Онда:

$$U_{01} - U_{02} = -Q_0 - p_0(V_2 - V_1) \quad (221)$$

Ортаның ішкі энергиясының өзгеру мәнін теңдеуге (220) қойып, табамыз

$$L = (U_1 - U_2) - Q_0 - p_0(V_2 - V_1) \quad (222)$$

Ортаға берілетін жылу Q_0 ортаның тұрақты температурасы T_0 мен ортаның энтропия өзгерісінің көбейтіндісіне тең:

$$Q_0 = T_0(S_{02} - S_{01}) \quad (223)$$

Теңдеуді (222) теңдеуге (223) қоя отырып, аламыз

$$L = (U_1 - U_2) - T_0(S_{02} - S_{01}) - p_0(V_2 - V_1) \quad (224)$$

Бүкіл жұмыстан ортаны ығыстыруға жұмсалған оның бөлігі $p_0(V_2 - V_1)$ алынып тасталатындықтан, теңдеу (224) жүйенің бастапқы күйден тепе-теңдік күйге өтуі кезіндегі пайдалы жұмысты анықтайды.

Белгілі ережеден, қайтымды процестердің өтуі кезінде тұйықталған адиабатты жүйенің энтропиясы өзгермейді, шығады $S_{02} - S_{01} = S_1 - S_2$; мұндағы S_1 және S_2 – жұмысшы дененің бастапқы және аяққы күйлеріндегі энтропиясы.

$(S_{02} - S_{01})$ шаманы $(S_1 - S_2)$ алмастыра отырып, қайтымды процестер кезіндегі максималы пайдалы жұмыс үшін теңдеу жазуға болады:

$$L'_{\text{макс}} = (U_1 - U_2) - T_0(S_1 - S_2) + p_0(V_1 - V_2) \quad (225)$$

Теңдеу (224) қоршаған ортаның берілген параметрлері p_0 және T_0 кезінде жүйенің максималы пайдалы жұмысы – жұмысшы дененің бастапқы күйімен анықталатынын және күйдің өзгеру жолына тәуелсіз екенін көрсетеді. Жүйеден максималдан үлкен жұмысты алу мүмкін емес.

Жұмыс көзінің жұмысқа қабілеттілігін толық пайдалану үшін $p_0 = p_2$ және $T_0 = T_2$ болуы қажет. Осы жағдайларда жұмысшы дененің барлық басқа параметрлері де ортаның параметрлерімен анықталады, яғни $U_2 = U_0$ және $V_2 = V_0$.

Онда максималы жұмыс үшін теңдеуді былай жазуға болады:

$$L_{\text{макс}} = (U_1 - U_2) - T_0(S_1 - S_2) + p_0(V_1 - V_2) \quad (226)$$

немесе

$$L'_{\text{макс}} = (I_1 - I_0) - T_0(S_1 - S_0) \quad (227)$$

мұндағы I_0 және S_0 – жұмысшы дененің қоршаған ортамен энтальпиясы және энтропиясы.

Теңдеудегі (227) $(I_1 - I_2)$ жұмысшы дененің қайтымды адиабаттық процестегі пайдалы сыртқы жұмысын көрсетеді, ал $T_0(S_1 - S_0)$ – жұмысшы дененің қайтымды изотермалық процестегі пайдалы сыртқы жұмысын. Демек, бұрын көрсеткендей, жұмысшы денеден алынатын максималы пайдалы жұмыс, оның күйінің бастапқыдан ортаның күйіне дейін өзгерген кезінде қайтымды адиабатты және изотермалық процестер жүзеге асқанда алынады.

Теңдеу (227) бойынша алынған максималы пайдалы жұмысты *жұмыс қабілеттілігі немесе дененің толық эксергиясы* деп атайды. Соңғы уақыттарда эксергия ұғымы процестердің термодинамикалық зерттеулері кезінде кеңінен

қолданылуда. Эксергия көмегімен зерттеу әдісі *эксергетикалық* атауын алды.

Жалпы жағдайда меншікті эксергия – деп e жылудың жұмыс қабілеттілігінің шамасы аталады немесе қайтымды термодинамикалық процестегі жұмысшы дене ағыны аталады. Бұл қайтымды өту екі қайтымды процестермен мүмкіндікті: адиабаттық (жұмысшы дененің температурасының бастапқыдан T_1 орта температурасына T_0 дейінгі өзгерісімен) және изотермалық (адиабатты процестің аяққы қысымының орта қысымына дейін p_0 өзгеруімен). Сондықтан жұмысшы дене ағынының меншікті эксергиясын 1 кг жұмысшы дене үшін жазылған теңдеу (227) бойынша анықтауға болады:

$$e = (i_1 - i_0) - T_0 (S_1 - S_0) \quad (228)$$

Онда

$$de = \int_1^2 (1 - T_0 / T) dq = (1 - T_0 / T_{cp}) q_{1-2} \quad (229)$$

Эксергетикалық п.э.к. тең: $\eta_e = 1 - \Delta e / e_1$. Жаңа шама кез келген жылу аппаратының немесе оның жеке бөліктерінің термодинамикалық жетілдірілуін анықтау үшін өте оңтайлы болып табылды.

7.12. Энтропия және термодинамиканың екінші заңының статистикалық сипаттамасы

XIX ғасырдың аяғында бірқатар ғалымдар (Максвелл, Больцман, Гиббс, Смолуховский, т.б.) өздерінің еңбектерінде термодинамиканың екінші заңы табиғаттың абсолюттік заңы болмайтынын, тек қана макропроцестер үшін маңызды және микрожүйелер үшін қолданыла алмайтынын дәлелдеді.

Больцман екінші заңның статистикалық тұжырымдамасын жасады және оның қолданылу шектерін белгіледі. Больцманның бұл теориясын қысқаша келесідей түрде баяндауға болады.

Айтайық, ойша екі бөлікке бөлінген ыдыс бар делік: оң және сол бөлікті. Мейлі, бұл ыдыста бір молекула болсын. Осы

молекуланың ыдыстың оң бөлігінде болу ықтималдығы (ықтималдық – деп математикалық ықтималдық ұғымы алынады – бұл оңтайлы сандардың теңдей мүмкіндікті жағдайлар санына қатынасы) 50 % тең немесе $\frac{1}{2}$, өйткені бірдей ықтималдықпен ол сол бөлігінде де бола алатын еді.

Егер ыдыста екі молекула болса, онда бір-біріне тәуелсіз екі оқиғаның ықтималдығы екі жеке ықтималдықтың туындысы ретінде көрсетілетіндіктен, екі молекуланың ыдыстың оң бөлігінде бір мезгілде болу ықтималдығы $(1/2) \cdot (1/2) = 1/4$ тең.

Егер ыдысқа n молекула жайғастырса, онда олардың бір мезгілде ыдыстың оң бөлігінде болу ықтималдығы $P = 1/2^n$ көрсетіле алады. Газдың тіпті аз мөлшерінде өте көп молекулалардың болатынын ескеріп, осы көп молекулалардың ыдыстың бір бөлігінде болу ықтималдығы нөлге жақын деп айтуға болады.

Төменгі ықтималдықты күйден жоғары ықтималдықты күйге өтетін барлық өз бетінше жүретін процестер, қайтымсыз және энтропияның артуымен байланысты. Сондықтан, жүйе энтропиясының артуы және оның төменгі ықтималдық күйден жоғары ықтималдық күйге өтуі арасында байланыс болуы қажет. Энтропия максимумы берілген жағдайдағы ең ықтималды күй болып табылатын жүйенің тұрақты тепе-теңдігіне сәйкес келеді. Осыдан, адиабаттық жүйенің S энтропиясы оның күйінің термодинамикалық ықтималдығының функциясы W^* болады (бұл жерде және ары қарай ықтималдық деп термодинамикалық ықтималдық түсіндіріледі – бұл берілген макрокүйдің жүзеге асыратын микрокүйінің саны). Термодинамикалық ықтималдық өте үлкен санмен көрсетіледі $S = f(W)$. Екі бөлікке бөлінген жүйені қарастырайық. Бөліктердің энтропиясы S_1 және S_2 , олардың күйінің ықтималдығы W_1 және W_2 ; бүкіл жүйенің энтропиясы мен ықтималдығы S және W .

Больцманның негізгі ережелерінен шығады:

$$S_1 = f(W_1); S_2 = f(W_2); S = f(W) \quad (230)$$

Жүйенің энтропиясы аддитивтік қасиетті болады, яғни жүйе энтропиясы оның жеке бөліктерінің энтропиясының қосындысына тең: $S = S_1 + S_2$, ал жүйе күйінің ықтималдығы оның жеке бөліктерінің ықтималдықтарының көбейтіндісіне тең немесе $S = f(W_1 W_2) = f(W_1) + f(W_2)$.

Алынған теңдікті W_1 бойынша дифференциалдап, f' арқылы аргументі бойынша f функцияның туындысын белгілеп және $f(W_2)$ шама (W_1) тәуелді емес екенін ескеріп, дифференциалдау нәтижесінде аламыз:

$$f'(W_1 W_2) W_2 = f'(W_1) \quad (231)$$

Сол теңдікті W_2 бойынша дифференциалдап, аламыз:

$$f' = (W_1 W_2) W_1 = f'(W_2) \quad (232)$$

Бірінші алынған теңдеуді W_1 , ал екіншісін W_2 көбейтеміз. Екі теңдеудің де сол бөлігі теңдікте болады, демек оң бөлігі де тең болуы керек:

$$\begin{aligned} f' &= (W_1 W_2) W_1 W_2 = f'(W_1) W_1; \\ f' &= (W_1 W_2) W_1 W_2 = f'(W_2) W_2; \\ f'(W_1) W_1 &= f'(W_2) W_2 \end{aligned} \quad (233)$$

Жүйе бөліктері еркінше болғандықтан және олар кез келген денеден тұра алатындықтан, соңғы теңдеуді барлық еркін жүйе үшін жазуға болады:

$$W f'(W) = k \quad (234)$$

мұндағы k – Больцман тұрақтысы, яғни бір молекулаға келтірілген әмбебап газ тұрақтысы. $S = f(W)$ қатынастан

$$f' W = \frac{dS}{dW} \text{ болатынын байқаймыз.}$$

Соңғы екі теңдеуді салыстырып, табамыз:

$$\frac{dS}{dW} = \frac{k}{W} \quad (235)$$

Алынған интегралдап келесі теңдеуді алуға болады:

$$S = k \ln W + C \quad (236)$$

Алынған *Больцман теңдеуі*, жүйе энтропиясын оның күйінің ықтималдығымен байланыстырады.

Тұйықталған жүйенің энтропиясы S тепе-теңдікті және тепе-теңдіксіз күйлерде берілген күйдің ықтималдығының натурал логарифміне пропорционал.

Осыдан, Больцман бойынша термодинамиканың екінші заңы тұжырымдалады: «Жүйе күйінің кез келген өзгерісі өз бетінше тек қана жүйе бөліктерінің төменгі ықтималдыдан жоғары ықтималды бөлінуге өту орын алатын бағытта жүреді».

Сонымен, Больцман энтропияның артуын абсолюттік нәрселер ретінде қарауға болмайтынын көрсетті.

8. СУ БУЫ

8.1. Негізгі ұғымдар мен анықтамалар

Өнеркәсіптік өндірістің барлық салаларында әртүрлі заттардың булары қолданылады, олар: судың, аммиактың, көмір қышқылының және т.б. Олардың ішінен көп қолданыста болатыны – су буы, ол – бу машиналарында, атомдық құрылыстарда жұмыс денесі болып табылады.

Заттың сұйық күйден газ күйіне өту процесі *бүтүзеу процесі* – деп аталады. Булану – бұл әртүрлі температураларда сұйық және қатты дененің еркін бетінде болады. Булану кезінде үлкен жылдамдыққа ие жеке молекулалар, көрші молекулалардың тартылысын жеңіп, сыртқы кеңістікте шығып кетеді. Булану қарқындылығы сұйықтың температурасы өскен сайын артады.

Қайнау процесі – сұйыққа жылу келтіргенде, белгілі бір температурада жұмысшы дененің физикалық қасиетіне және қысымына тәуелді бүтүзу процесі басталуымен және оның бетінде және ішінде де жүруімен түсіндіріледі.

Заттың газ күйінен сұйық және қатты затқа айналуы *конденсация* деп аталады. Конденсация процесі булану процесі сияқты қалыпты температура, егер осы кезде қысым өзгермесе. Бұды конденсациялау кезінде алынған сұйық *конденсат* деп аталады.

Қатты заттың тікелей буға айналу процесі *сублимация* деп аталады. Бұды қатты затқа өтуінің кері процесі *десублимация* деп аталады.

Егер сұйықтың булануы шектелмеген кеңістікте болса, онда ол түгелімен буға айналады. Ал, егер сұйықтың булануы жабық ыдыста болса, онда сұйықтан ұшып шыққан молекулалар оның үстіндегі бос кеңістікті алады және де оның бір бөлігі қайтадан сұйыққа оралады. Кейбір кезде ұшып шыққан молекулалармен қайтадан сұйыққа айналған молекулалар өзара теңеседі. Осы кезде сұйық кеңістігінде барынша максималь молекулалар болады. Осы күйдегі бу берілген температурада максималь тығыздықты және ол *қаныққан* деп аталады.

Сұйықпен бу термиялық тепе-теңдік күйде болған кезде ол қаныққан деп аталады. Температура өзгерген кезде тепе-теңдік бұзылады да, қаныққан будың тығыздығы мен қысымы өзгереді.

Сұйық фазаның ілмелі жоғары дисперсті (майда) бөлшектері болмайтын қаныққан бу құрғақ қаныққан бу деп аталады. Құрғақ қаныққан будың күйі бір параметрмен өлшенеді – қысыммен немесе меншікті көлеммен немесе температурамен.

Қаныққан буда сұйық фазаның ілмелі жоғары дисперсті бөлшектері болса ылғалды қаныққан бу деп аталады.

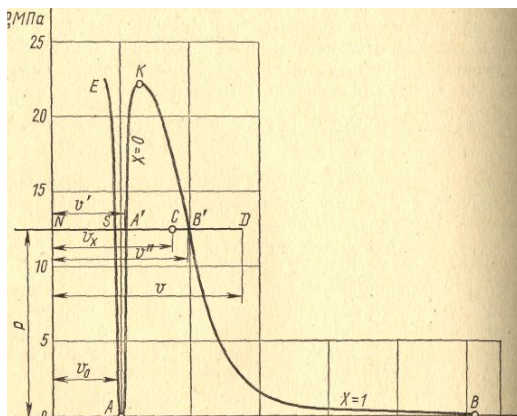
Құрғақ қаныққан будың ылғалды қаныққан будағы массалық үлесі құрғақтық дәрежесі деп аталады және x әрпімен белгіленеді.

Ылғалды буда қайнаған сұйықтың массалық үлесі $(1-x)$ -ке тең, ол ылғалдық дәрежесі деп аталады. Қайнап жатқан сұйық үшін қанығу температурасы кезінде $x = 0$ болады, ал құрғақ қаныққан бу үшін $x = 1$ тең болады, демек құрғақтық дәрежесі 0-ден 1 дейінгі шекте ғана өзгереді. Ылғал будың күйі екі шамамен: температурамен және қысыммен және қандайда бір басқа параметрмен, мысалы будың құрғақтық дәрежесімен анықталады.

Егер құрғақ қаныққан буға тұрақты қысымда жылу берсек, онда оның температурасы жоғарылайды. Осы процесте алынатын бу аса қызған бу деп аталады. Аса қызған будың қысымы, температурасы және көлемі құрғақ қаныққан буға карағанда үлкен болады. Аса қызған будың температурасы көлемнің және қысымның функциясы болып табылады. Аса қызған бу қанықпаған болып келеді

Су буының p - v -диаграммасының ерекшеліктері

Жүйенің сұйықтан және будан тұратын, фазалық p - v -диаграммасы, судың және будың меншікті көлемінің қысымға тәуелділік графигін көрсетеді. Судың массасы 1 кг және температурасы 0°C болғанда p қысыммен v_0 көлемді алып жатады (кесінді NS) (17 – сурет).



17-сурет. Су буының p - v -диаграммасы

АЕ қисығы судың меншікті көлемінің 0°C температурадағы қысымға тәуелділігін көрсетеді. Су сығылмайтын зат болғандықтан АЕ қисығы ордината өсіне параллель болады. Егер тұрақты қысымда суға жылу берілсе, оның температурасы көтеріледі де, меншікті көлемі ұлғаяды. Белгілі бір температурада t_n су қайнайды, ал оның меншікті көлемі v' А' нүктесінде, максимальды мәнге ие болады.

Қысым көтерілгенде қайнау температурасы t_n және көлемі v' ұлғаяды. v' қысымға тәуелділігі графигі жоғарғы суретте көрсетілген. АК қисығы *сұйықтың шекаралық қисығы* деп аталады. АК қисығының сипатты дәрежесі $x=0$ болып табылады. Жылуды ары қарай тұрақты қысымда берсе, онда булану процесс басталады. Осы кезде судың мөлшері азаяды, ал будың мөлшері ұлғаяды. Булану процесі аяқталған кезде, В' нүктесінде бу құрғақ қаныққан болады. Құрғақ қаныққан будың меншікті көлемі v'' белгіленеді.

Егер булану процесі тұрақты қысымда болса, оның температурасы өзгермейді және А'В' процесі бір мезетте изохоралық және изотермиялық болып табылады. А' және В' нүктесінде зат бірфазалық күйде болады. Аралық нүктелерде зат су мен будан тұрады. Бұл қоспаны *екіфазалық жүйе* деп атайды.

Меншікті көлемнің V'' қысымға тәуелділік графигінде KB қисығы будың шекаралық қисығы деп аталады және сипаты құрғақ дәрежесі $x = 1$ болады. А нүктесі сұйықтың қайнау күйіне сәйкес ($t_0 = 0,01 \approx 0^\circ C$), ал изобара AB барлық үш фазаның тепе-теңдік күйіне сәйкес (pt – диаграммадағы үштік нүкте). Бұл изобара қисығы абсцисса осімен сәйкес келеді.

Егер құрғақ қаныққан буға, тұрақты қысымда, жылу берілсе, онда температура және көлем ұлғая бастайды және бу құрғақ қаныққан күйден аса қызған буға айналады (D нүктесі).

АК және ВК қисықтары диаграмманы үш бөлікке бөледі. Сұйықтың шекаралық қисығынан АК солға қарай нөлдік изотермаға дейін сұйық ауданы орналасады. АК және ВК қисығы арасында, су мен құрғақ бу қоспасынан тұратын, екіфазалық жүйе жайғасады. ВК-дан оңға қарай және жоғарыда К нүктесінен аса қызған бу ауданы немесе дененің газ тәріздес күйі болады. АК және ВК қисығы К нүктесінде қиылысады және ол *сындық нүкте* деп аталады.

Сындық нүкте, үштік нүктеде басталатын, сұйық – бу фазалық өтудің соңғы нүктесі болып табылады. Сындық нүктеден жоғары екіфазалық жүйе бола алмайды. Ешқандай қысыммен газды сұйық күйге сындық нүктесінің температурасынан жоғары алуға болмайды. Судың сындық күйдегі параметрлері: $t_k = 374,12^\circ C$; $v_k = 0,003147 \text{ м}^3/\text{кг}$; $p_k = 221,15 \text{ бар}$; $i_k = 2095,2 \text{ кДж/кг}$; $s_k = 4,424 \text{ кДж}/(\text{кг} \cdot \text{град})$. Температураның $0^\circ C$ кезінде су изотермасы мен ордината өсі арасында қамтылған аймақ (AE сызығы) сұйық пен қатты фазалардың тепе-теңдікті аймағын көрсетеді.

8.2. Сұйық және құрғақ қаныққан будың негізгі параметрлері. Булану жылуы

Судың $0^\circ C$ температурадағы және әртүрлі қысымдағы меншікті көлемін $v_0 \approx 0,001 \text{ м}^3/\text{кг}$ қабылдауға болады. Қайнаған судың меншікті көлемі v' қысымның көтерілуінен болады, яғни температурада, артады және жоғары қысымда $0^\circ C$ көлемнен

едәуір ерекшеленеді. Мысалы, $p = 50$ бар кезінде $v' = 0,0012859$ м³/кг, $p = 220$ бар кезінде $v' = 0,00269$ м³/кг.

Суды $0\text{ }^{\circ}\text{C}$ температурадан қайнау температурасына дейін қыздыруға жұмсалатын жылу мөлшері, сәйкес қысымдағы, келесідей анықтайды:

$$q = i' - i'_0 \quad (237)$$

мұндағы i' – қайнаған сұйықтың энтальпиясы;

i'_0 – $0\text{ }^{\circ}\text{C}$ кезіндегі су энтальпиясы.

Термодинамикада үштік нүктеге сәйкес су күйінің энтальпиясы мен энтропиясын, нөлге тең деп алады: $s'_0 = 0$; $i'_0 = 0$. Судың үштік нүктедегі ішкі энергиясы $u'_0 = i'_0 - p_0 v'_0$, бірақ $i'_0 = 0$ болғандықтан, $u'_0 = -p_0 v_0$ осыдан $u'_0 = -0,00611 \cdot 0,001 \times 10^5 = -0,611 \text{ Дж / кг}$ шама өте кішкентай, сондықтан $0\text{ }^{\circ}\text{C}$ кезіндегі сұйықтың меншікті ішкі энергиясы $u'_0 \approx 0$.

Қайнаған сұйықтың энтальпиясы қысым немесе температура бойынша қаныққан су буының кестесінен алынады. Қайнаған судың ішкі энергиясы u' жалпы энтальпияның формуласы арқылы есептеледі:

$$i = u + pv \text{ немесе } u' = i' - pv' \quad (238)$$

Қайнаудың құрғақ қаныққан буға дейінгі температурасы кезінде 1 кг судың булануына жұмсалған жылу мөлшері *буланудың меншікті жылуы* деп аталады. Және g әрпімен белгіленеді. Булану жылуы g қысыммен және температурамен анықталады. Температура және қысым өскенде g азаяды және соңында нөлге тең болады. Булану жылуы g потенциалдық ішкі энергияның өзгеруіне және жұмыстың дисегрегациясына p және кеңеюдің сыртқы жұмысына $p(v'' - v') = \psi$ жұмсалады. p шамасы буланудың ішкі, ал ψ -сыртқы жылуы болады. Булану жылуы тең

$$r = \rho + p(v'' - v') = \rho + \psi \quad (239)$$

Құрғақ қаныққан бу энтальпиясы i'' теңдеумен анықталады

$$i'' = i' + r \quad (240)$$

Құрғақ қаныққан будың ішкі энергиясы

$$u'' = i'' - pv'' \quad (241)$$

Құрғақ қаныққан бу бір ғана параметрмен анықталады: температурамен немесе қысыммен. i'' , i' , r , v'' , v' мәндері су буының кестесінен алынады.

8.3. Ылғалды қаныққан су буының негізгі параметрлері

Бу қазандарында булану бетінің үстінде құрғақтықтың үлкен немесе кіші дәрежесінде тек ылғалды бу алынады. Ылғалды бу p қысымымен немесе t_n температурамен және құрғақ дәрежесі x -пен анықталады. Ылғалды будың температурасы, осы қысымдағы, сұйықтың қайнау температурасына тең болады. Будың меншікті көлемі v_x құрғақ бу мен судан тұратын қоспаның көлемі ретінде анықталады:

$$v_x = v''x + (1 - x)v' \quad (242)$$

Бу қазанындағы құрғақ будың дәрежесі $0,9 - 0,96$ тең, сондықтан судың көлемі $(1 - x)v$ тең болады, оны төменгі қысымда ескермеуге болады және будың көлемін төмендегідей теңдеумен анықтаймыз:

$$v_x \approx v''x \quad (243)$$

Ылғал будың энтальпиясы анықталады:

$$i_x = i' + rx \quad (244)$$

мұндағы i' – сұйық энтальпиясы;

rx – судың x үлесінің булануына шығындалған жылу мөлшері.

Ылғал будың ішкі энергиясы:

$$u_x = i_x - p v_x \quad (245)$$

8.4. Аса қызған будың негізгі параметрлері

Аса қызған бу — деп, қысымның тұрақты кезінде, құрғақ қаныққан буға қарағанда температурасы жоғары болып келетін бу аталады. Аса қаныққан бу арнайы қыздырғыш аппаратта ылғалды будан алынады. *Асқын қыздырудың меншікті жылуы* деп, 1 кг құрғақ буды тұрақты қысымда, қажетті температураға дейін қыздыру үшін жұмсауды қажет ететін жылу мөлшерін атайды.

Қыздырғышта бірінші ылғалды бу құрғақ буға, содан соң қызған буға айналады. Қыздырғыш қысымы ыдыс қысымымен тең болуы керек. Қазіргі кезде қазандарда қызған будың температурасы 550 — 600°C-қа тең. Қызған будың температурасы қысымның функциясы болмайды және барлық мәндерді қабылдай алады. Қызған будың сипаты — газ сипаттарына жақын болып келеді.

Қызған бу процесіндегі жылу мөлшері келесі өрнекпен анықталады:

$$q_n = \int_{t_n}^t c_p dt \quad \text{немесе} \quad q_n = c_{pm} \left(t - t_n \right) \quad (246)$$

мұндағы C_p — тұрақты қысымда қызған будың нағыз жылуsыйымдылығы;

C_{pm} — t_n -ден t дейінгі интервалдағы қызған будың орташа жылуsыйымдылығы.

Қыздырылған жылу q_n тұрақты қысымда буға әсер етсе, ол энтальпияның өзгеруіне ғана әсер етеді; қызған будың энтальпиясы:

$$i = i' + r + c_{pm} \int_{t_n}^t dt \quad (247)$$

Қызған будың ішкі энергиясы мынаған тең:

$$u = i - pv \quad (248)$$

мұндағы v – қызған будың меншікті көлемі.

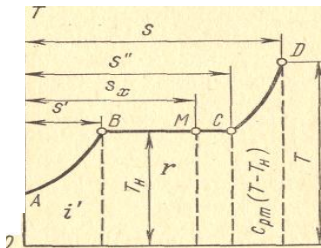
8.5. Су мен су буының энтропиясы

Қайтымды процестер үшін энтропия өзгерісінің негізгі теңдеуі $ds = dq / T$, су үшін $dq = c_{pж} dT$ және $ds = c_{pж} dT / T$.

Ауыспалы қысым кезіндегі судың изобаралық меншікті жылусыйымдылығын алғашқы жуықтауда тұрақты шама деп есептеуге болады, ол $c_{pж} = 4,19$ кДж/(кг·град). Сондықтан, соңғы теңдеуді 273,16 К-нен судың қайнау температурасына дейінгі шекте интегралдап және судың меншікті энтропиясы 273,16 К температурада және барлық қысымда нөлге жуық деп есептеп, қайнау температурасы кезіндегі меншікті энтропияны анықтау үшін жуықтама теңдеуді аламыз

$$s' = \int_{273,16}^{T_n} dq / T = \int_{273,16}^{T_n} c_{pж} dT / T \approx c_{pж} \ln T_n / 273,16 \quad (249)$$

Изобаралық процестегі су энтропиясының өзгерісі графикалық Ts -диаграммада s' кесіндісімен (AB процесінде) көрсетіледі (18 – сурет). AB процесі қисығының астындағы аудан кейбір масштабта, аздаған ұйғарындымен қайнаған судың энтальпиясын i' анықтайды.



18-сурет. Изобаралық процестегі су энтропиясының өзгерісі

Суды қайнау температурасына дейін қыздырғаннан соң, тұрақты қысым мен өзгеріссіз температура T_{03-3} бу түзілу процесі басталады. Бу түзілу кезінде келтірілген және r тең жылу мөлшері, графикалық түрде $BC(s'' - s')T_n = r$ қисығы астындағы ауданмен анықталады. Құрғақ будың энтропиясы s'' келесі теңдеумен анықталады:

$$s'' - s' = r / T_n \text{ немесе } s'' = s' + r / T_n \quad (250)$$

C нүктесі бу түзілудің аяқталуын немесе құрғақ қаныққан бу күйін кескіндейді. Егер булану соңында құрғақтық дәрежесі x болатын ылғалды бу алынса, мысалы M нүктесі, онда келтірілген жылу мөлшері аз ауданмен $(s_x - s')T_n = rx$ анықталады.

Ылғалды бу энтропиясын s_x келесі теңдеумен табамыз:

$$s_x - s' = rx / T_n \text{ немесе } s_x = s' + rx / T_n \quad (251)$$

Берілген қысымдағы ылғалды бу құрғақтығының дәрежесін мына қатынастан $x = BM/BC = (s_x - s') / (s'' - s')$ табуға болады. Бу қыздыру процесіндегі T_n -дан T -ға дейінгі энтропияның өзгерісі мына теңдеуден алынады

$$s - s'' = \int_{T_n}^T dq / T = \int_{T_n}^T di / T \quad (252)$$

мұндағы s – аса қыздырылған будың энтропиясы;

T – аса қыздырылған будың температурасы;

dq – аса қыздыру жылуы;

di – аса қыздыру процесіндегі меншікті энтальпияның элементарлық өзгерісі.

Аса қыздыру процесіндегі энтропияның өзгерісі графикада CD қисығымен кескінделеді. CD қисығы астындағы аудан будың аса қызу жылуын көрсетеді $i - i''$. Аса қыздырылған будың энтропиясын теңдеуден табуға болады

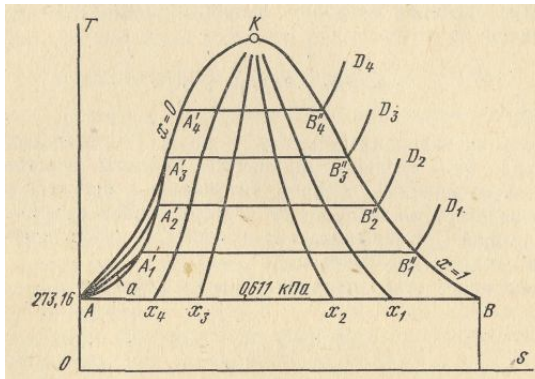
$$s = s' + r / T_n + \int_{T_n}^T di / T \quad (253)$$

Тәжірибе жүзінде судың, құрғақ және аса қыздырылған будың энтропиясын су буының кестелерінен алуға болады.

8.6. Су буының Ts-диаграммасы

Графикте (19-сурет) булану мен будың қызуы тұрақты қысымда болғанда сұйықтың жылуы $AA'_1 B''_1 D_1$ қисықтармен көрсетілген. Егер диаграммада бірнеше изобаралық процестерді қосып және сол нүктелерді біріктірсе, қайнаған сұйықтың шекаралық қисығын аламыз, AK ($x = 0$) және құрғақ будан $KB(x=1)$, ол сындық нүктеде қиылысады. Диаграммада изобара үштік нүктеде қосылған, бұл жердегі қысым: $p_0 = 0,00611$ бар.

Сұйықтың шекаралық қисығы $273,16$ К температурада ось ординатасымен шығады, үштік нүктеде сұйықтың энтропиясы нөлге тең болады. Судың анамалдық қасиетін біле отырып, A нүктесінің жанында сұйықтың құрылысы өте күрделі болып келеді, бірақ ол практикалық есептеулерге әсер етпейді.



19-сурет. Су буының Ts-диаграммасы

Шекаралық қисықтар диаграмманы үш бөлікке бөледі: AK қисығының сол жағында сұйық ауданы орналасады, AK және

КВ қисықтары арасында ылғалды бу ауданы, КВ қисығынан оңға қарай қызған бу ауданы орналасады.

Сұйық ауданында 1 кг суды жылыту үшін 0 °С температурадан қайнау температурасына дейін AaA' , изобарасы бойынша сұйықтың шекаралық қисығымен қиылысады. Диаграммаға изобаралар қосады, меншікті көлемнің тұрақты сызықтарын, ал ылғалды будың ауданында осы жерде изобаралар түзу сызықтармен белгіленеді және абсцисса осіне параллель болып келеді. Ts - диаграммада қайтымды процесс пен абсцисса осі арасындағы сызықтар жылу мөлшерін көрсетеді. Ол $q = \int Tds$ -ке тең. Барлық қайтымды процестің жұмысы $l = q_1 - q_2$ -ке тең болады.

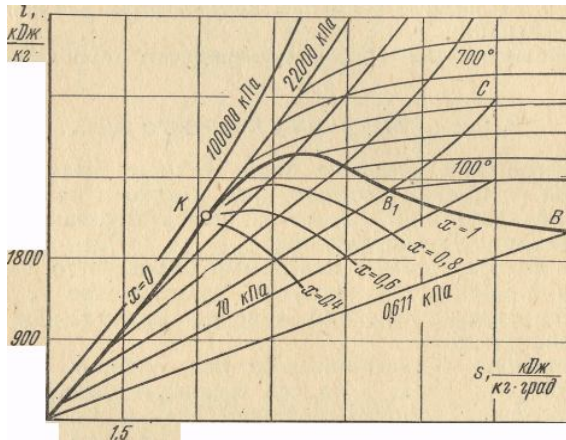
8.7. Су буының кестесі

Аса қызған бумен одан дәрежесі үлкен қаныққан будың сипаты идеал газдармен өзгешеленеді. Будың күйін теңдестіру өте қиын және есеп тәжірибесінде қолданылмайды. Осыдан тәжірибе үшін кесте және диаграммалар қолданылады. Жаңадан жасалған су буының кестелері мен диаграммалары Мәскеудегі энергетикалық институтта профессор М.П. Вукалович жасаған. Кестелер дәлдігі өте жоғары жасалған, ол аса қызған және қаныққан бу үшін 1000 °С температурадағы және 98,0 бар қысым аралығында жасалған. Кестелерде қаныққан будың қанығу температурасы, қысымы, меншікті көлемі сұйық және құрғақ будың энтальпиясы және энтропиясы көрсетілген.

8.8. Су буының is – диаграммалары

Ылғалды будың is – диаграммасын алғаш рет 1904 жылы Молье ұсынды. Диаграмма Ts -диаграммасына қарағанда есептеуге ыңғайлы. is – диаграммасының жақсы жағы, процесте болатын техникалық жұмыс пен жылу мөлшері сызықтар арқылы көрсетіледі, ал Ts – диаграммада олар ауданмен

көрсетілген. is – диаграммасын құрғанда (20 – сурет) ордината осімен энтропия орналасқан. Бұл жерде $s'_0 = 0$, $i'_0 = 0$ тең болады. Су буының кестелерін пайдалана отырып, біріншіден сұйықтың және будың шекаралық қисықтарын енгізеді, олар K нүктесінде жиналады. Сұйықтың шекаралық қисығы координаттардан шығады, себебі осы нүктеде энтальпия және энтропия нөлге тең болады. Изобара сызықтары ылғалды, будың ауданында тек сызықтармен беріледі. Изобаралық процесте $ds = dq_p / T = di / T$ немесе $(\partial i / \partial s)_p = T$.



20-сурет. Су буының is – диаграммасы

Изобараның еңкіштік бұрышының коэффициенті әрбір диаграммасының нүктесінде абсолюттік температураға тең болады, себебі ылғалды будың ауданында изобара изотермиямен тең болады, ол соңғы теңдеу бойынша ылғал буының изобарасы тік сызықтар болып келеді. Ылғалды будың ауданында құрғақ будың тұрақтысы ($x = \text{const}$) сызықтары көрсетіледі, олар K сындық нүктесінде кездеседі. Ылғалды бу ауданында изотермиялар изобаралар тең болады. Аса қызған бу ауданында олар айырысады. Изобаралар жоғарыға, ал изотермиялар төменге қарай орналасады.

Қайтымды адиабаталық процесс *is* – диаграммасында вертикалдық түзумен көрсетіледі. Сондықтан *is* – диаграммадағы барлық вертикалдық түзулер адиабатаны көрсетеді. Изобаралық үштік нүктесінен төмен жатқан ауданда, әртүрлі қосылыстың күйлері «бу+мұз» көрсетіледі. Қазіргі кезде жылу процесін зерттеген кезде *is* – диаграмманы және су буының кестесін пайдаланады, өйткені ол жұмысты әлдеқайда жеңілдетеді.

8.9. Су буының термодинамикалық процестерін зерттеудің жалпы әдісі

Қаныққан және аса қыздырылған бу саласындағы термодинамикалық процестермен байланысты есептерді су мен су буының кестелері немесе *is* – диаграммалар көмегімен шешуге болады. Бұл есептерде процеске қатысатын будың бастапқы және соңғы параметрлері, ішкі энергияның өзгерісі, энтальпия және энтропия, құрғақтық дәрежесі, жұмыс және жылу мөлшері анықталады.

Су буы процестерінің есептеулері үшін кестелерді қолдану кезінде, барлық қажетті бастапқы мәліметтер мен будың соңғы күйдегі параметрлері процестің өту шарттарын ескерумен алынады ($v = const$, $p = const$ және т. б.).

Бұл жағдайда ылғалды будың параметрлері кестелік мәліметтер негізінде есептеледі. Су мен су буының кестелері бойынша процестерді есептеу әдісі ең дәл әдіс және сенімді шамалар алу қажеттігі туғанда барлық жағдайларда қолданылады. Дегенмен, бұл кезде кестеден қажетті шамаларды табуға, сонымен қатар есептеу операцияларына қосымша уақыт шығындалады.

Барынша қарапайым және көрнекі, бірақ дәлдігі төмен әдіс – су буының *is* – диаграммасы бойынша процестерді есептеу әдісі. Бұл әдіс қаныққан да, аса қызған будың да барлық процестері үшін жарамды. Әдіс, теңдеулерді қолданбастан, кез келген процестегі будың агрегаттық күйінің өзгерісін бақылауға мүмкіндік береді. Процестерді есептеудің таза графикалық әдісі

кестелер көмегімен есептерді шығару жолының дұрыстығын бақылау үшін қолданылады.

i – диаграмма бойынша есептеудің жалпы әдісі келесі операциялардан тұрады. Белгілі параметрлер бойынша будың бастапқы күйі салынады. Процестің сызығы жүргізіледі және соңғы нүктедегі бу параметрлері анықталады.

Меншікті ішкі энергияның өзгеруі барлық процестер үшін жалпы теңдеумен есептеледі:

$$\Delta u = u_2 - u_1 = (i_2 - p_2 v_2) - (i_1 - p_1 v_1) \quad (254)$$

Жылу мөлшері анықталады:

– изохоралық процесте

$$q_v = u_2 - u_1 = (i_2 - p_2 v_2) - (i_1 - p_1 v_1) = i_2 - i_1 - v(p_2 - p_1) \quad (255)$$

– изобаралық процесте

$$q_p = i_2 - i_1 \quad (256)$$

– изотермиялық процесте

$$q_T = T(s_2 - s_1) \quad (257)$$

Бүкіл процестер үшін жалпы теңдеу бойынша сыртқы жұмыс есептеледі

$$l = q - \Delta u \quad (258)$$

8.10. Су буы күй өзгерістерінің термодинамикалық процестері

Изохоралық процесс. Изохоралық процесте, ылғалды буға жылуды келтіргенде оның қысымы мен температурасы артады. Құрғақтық дәрежесі, $v = \text{const}$ кезінде, температураның төмендеуімен кеми де, арта да алады.

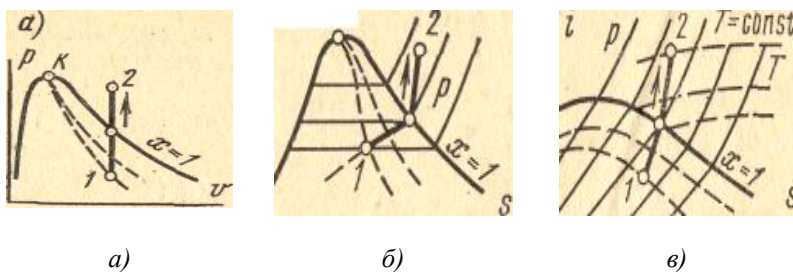
Изохоралық процесте сыртқы жұмыс нөлге тең. Келтірілген меншікті жылу мөлшері жұмысшы дененің меншікті ішкі энергиясын өзгертуге шығындалады:

$$u_2 - u_1 = i_2 - i_1 - v(p_2 - p_1) \quad (259)$$

Ылғалды будың құрғақтық дәрежесін келесі теңдеумен анықтауға болады

$$v_x = (1 - x)v' + v'', \text{ осыдан } x = (v_x - v') / (v'' - v') \quad (260)$$

p - v -диаграммада изохоралық процесс ордината осіне параллель түзумен кескінделеді (21 а-сурет), T - s – диаграммада процесс қисық сызықпен кескінделеді (21 б-сурет). Ылғалды бу аймағында изохора дөңестігімен жоғары бағытталған, ал аса қызған бу аймағында – төмен. i - s – диаграммада изохора дөңесімен төмен бағытталған қисықпен көрсетіледі (21 в-сурет).



21-сурет. а) p - v -диаграмма; б) T - s -диаграмма; в) i - s -диаграмма

Изобаралық процесс. p - v – диаграммада изобаралық процесс көлденең түзу кесіндісімен кескінделеді, ол ылғалды бу аймағында бір мезгілде изотермиялық процесті де көрсетеді. T - s – диаграммада ылғалды бу аймағында изобара түзу көлденең сызықпен, ал аса қыздырылған бу аймағында дөңес жағы төменге қараған қисықпен кескінделеді. Есептеу үшін қажетті барлық шамалардың мәні қаныққан және аса қыздырылған бу кестелерінен алынады.

Будың ішкі энергиясының өзгерісі $\Delta u = u_2 - u_1 = i_2 - i_1 - p(v_2 - v_1)$ тең. Сыртқы жұмыс мына теңдеумен анықталады: $l = p(v_2 - v_1) = q - \Delta u$; келтірілген жылу мөлшері $q = i_2 - i_1$.

Ылғалды бу энтальпиясының теңдеуі:

$$i_2 = i'_2 + r_2 x_2, \quad (261)$$

Изотермиялық процесс. Is – диаграммада ылғалды бу аймағындағы изотерма изобарамен дәл келеді және түзу ылдиды сызық болады. Аса қыздырылған бу аймағында изотерма дөңес жағы жоғары қараған қисықпен кескінделеді. pv – диаграммада ылғалды бу аймағындағы изотермиялық процесс көлденең қисықпен көрсетіледі. Қаныққан бу үшін бұл процесс изобаралық процесспен дәл келеді. Аса қызу аймағында бу қысымы төмендейді, ал процесс дөңес жағы абсцисса өсіне қарайтын қисықпен кескінделеді. Ts – диаграммада изотермиялық процесс көлденең кесіндімен көрсетіледі.

Су буының меншікті ішкі энергиясы идеал газдың ішкі энергиясымен салыстырғанда, потенциалдық құрамалардың өзгерісі әсерінен өзгереді, сондықтан $T = \text{const}$ кезінде $\Delta u = u_2 - u_1 = (i_2 - p_2 v_2) - (i_1 - p_1 v_1)$ тең. Процеске келтірілген жылу мөлшері $q = T(s_2 - s_1)$. Сыртқы жұмыс термодинамиканың бірінші заңымен анықталады: $l = q - \Delta u$.

Адиабаттық процесс. Бұл процесс жылуды келтірусіз және әкетусіз жүреді, қайтымды процесс кезінде жұмысшы дененің энтропиясы тұрақты шама болып қалады: $S = \text{const}$. Сондықтан is – және Ts – диаграммаларда адиабата тік түзулермен кескінделеді. Адиабаттық кеңею кезінде будың қысымы мен температурасы төмендейді, аса қызған бу құрғаққа өтеді, содан соң ылғалды буға айналады. Егер бастапқы күйдің параметрлері және соңғы күйдің бір параметрі белгілі болса, энтропияның тұрақтылығы шартынан будың соңғы параметрлерін анықтау мүмкіндігі туады. Адиабаттық процесс кезінде жүретін жұмыс $l = u_1 - u_2 = (i_1 - p_1 v_1) - (i_2 - p_2 v_2)$ тең, ал меншікті ішкі энергияның өзгерісі мына теңдеумен анықталады $\Delta u = (i_2 - p_2 v_2) - (i_1 - p_1 v_1)$.

8.11. Газбен буларды дроссельдеу

Дроссельдеу – деп газдың тар саңылау арқылы өтуі кезінде сыртқы жұмыс атқарылмастан қысымның төмендейтін қайтымсыз процесін айтады.

Құбырдағы әртүрлі кедергілер (ысырма, шайба, кран, клапан, т.б) газдың дроссельденуін және қысымның төмендеуін туғызады. Қысымның төмендеу мөлшері жұмысшы дененің табиғатына, жағдайына, газ құбырының саңылауына және газдың қозғалу жылдамдығына байланысты.

Көп жағдайларда дроссельдеу процесі дененің жұмысқа қабілеттілігін төмендетеді, соның әсерінен оның тигізетін зияны зор. Бірақ кейбір жағдайларда оның қажеттілігі де бар. Мысалы, бу қозғалтқыштарында, мұздатқыш құрылғыларда және т.б. Саңылау арқылы газдың өтуі кезінде тар қимада газдың кинетикалық энергиясы және жылдамдығы ұлғаяды, ал температура мен қысым төмендейді.

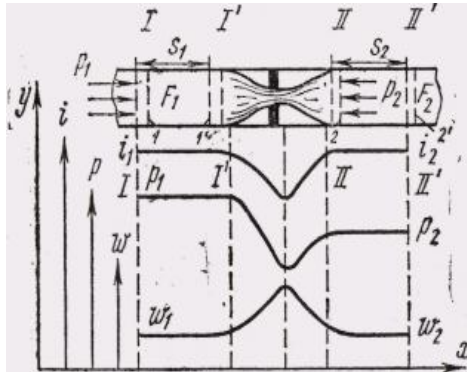
Саңылау арқылы өтетін газ кинетикалық энергиясының бір бөлігін жылуға айналатын үйкелу күшіне жұмсайды. Нәтижесінде температура өзгереді, ол не төмендейді немесе жоғарылайды. Саңылауда газдың жылдамдығы артады. Газ толық қимамен қозғалып, саңылау алдына келгенде жылдамдық тағы да төмендейді, ал қысым ұлғаяды. Бірақ, бастапқы күйіне дейін жетпейді; жылдамдықтың кейбір өзгерістері қысымның төмендеуінің әсерінен меншікті көлемнің ұлғаюына байланысты болады.

Жоғарыда көрсетілгендей, дроссельдеу қайтымсыз процесс. Бұл жағдай энтропияның ұлғаю және жұмысшы дененің жұмысқа қабілеттілігінің төмендеуімен сипатталады.

8.12. Дроссельдеу процесінің теңдеуі

Құбыр бөлігінде тарылған саңылау бар болсын дейік (22-сурет). Құбырдағы I-I және II-II қималар салмақсыз поршеньдермен жабылған, олар үйкеліссіз ығыса алады. F_1 ауданында 1 поршеньге p_1 қысымы, F_2 ауданында 2 поршеньге p_2

қысымы әсер етеді, мұнда $p_1 > p_2$. Құбырдың сыртқы ортамен жылу алмасуы жоқ.



22-сурет. Газдың саңылау арқылы өтуі

Саңылау арқылы 1кг газдың ығысуы кезінде 1 поршень 1' күйіне ығысады, ал 2 поршень 2' күйіне ығысады. Бұл жағдайда 1 поршень s_1 жолын, 2 – s_2 жолын жүреді. 1кг газдың ығыстырылуы үшін $p_1 s_1 F_1$ немесе $p_1 v_1$ жұмысы жұмсалады. Осы жұмыстың $p_2 F_2 s_2$ немесе $p_2 v_2$ бөлігі p_2 күшінің пайда болуына жұмсалады, ал $p_1 v_1 - p_2 v_2$ жұмысының айырмашылығы жұмысшы дененің энергиясының өзгеруін туғызады.

Егер газдың бастапқы жылдамдығы w_1 және ішкі энергиясы u_1 , соңғы жылдамдығы w_2 және ішкі энергиясы w_2 , болса онда:

$$p_1 v_1 - p_2 v_2 = u_2 - u_1 + w_2^2 / 2 - w_1^2 / 2. \quad (262)$$

Жылдамдықтардың (w_1 және w_2) айырмашылығы аз болса, сыртқы кинематикалық қуаттың өзгерісін елемеуге және $w_2^2 / 2 - w_1^2 / 2 = 0$ есептеуге болады, бұдан $(u_1 + p_1 v_1) - (u_2 + p_2 v_2) = 0$ шығады, немесе

$$i_L = f_L. \quad (263)$$

Алынған теңдік (263) дроссельдеу процесінің нәтижесінде энтропияның өзгермейтіндігін көрсетеді. Бұл қорытынды газдың аралық жағдайына сәйкес келмейді. Саңылаудың

қимасында энтальпия тұрақты шама болып қалмайды, теңдеу (263) тек қана тар саңылауы жоқ қимаға дұрыс келеді.

Жоғарыда көрсетілгендей, идеал газдың энтальпиясы температураның бір мәнді функциясы болып табылады. Идеал газды дроссельдеу нәтижесінен оның температурасы өзгермейтіні ($T_1 = T_2$) осыдан шығады.

Нақты газдарды дроссельдеу нәтижесінде энтальпия бастапқы және соңғы мәндерде бірдей болып қалады, энтропия мен көлем ұлғаяды, қысым төмендейді, ал температураның жоғарылауы немесе төмендеуі, кей жағдайда өзгеріссіз қалуы мүмкін.

8.13. Дроссельдеу процесін зерттеу. Джоуль-Томсон эффектісі

Кез келген нақты газда молекула аралық тартылыс күші болады және газ ұлғайса, онда бөлшектердің аралықтарының ұлғаюына немесе дененің ішкі потенциалдық қуатының өзгеруіне әрқашан күш жұмсалады. Бұл жұмыс температураның өзгерісіне байланысты болады.

Нақты газ температурасы өзгерісінің, жылудың келтірілуі мен әкетілуінсіз және сыртқы жұмыссыз, дроссельдеу кезіндегі қысым өзгерісіне әсері болмаса бұл процесс *Джоуль-Томсон эффектісі деп аталады*. Бұл көрініс Джоульмен және Томсонмен 1852 жылы ашылған.

Идеал газ үшін Джоуль-Томсон эффектісі нөлге тең, сонымен бірге дроссельдеу нәтижесінде температура өзгермейді. Дроссельдеу кезіндегі нақты газ температурасының өзгерісі нақты газдың құрамы мен идеал газ құрамының айырмашылығымен анықталады. Бұл әрекет молекула аралық күштің қозғалысына негізделген.

1кг жұмысшы дененің дроссельдену әрекеті шығынмен немесе ішкі жұмыстың қатысуымен $p_2 v_2 - p_1 v_1$ болады. Дроссельдеу кезіндегі соңғы қысым p_2 әрқашан бастапқы қысымнан p_1 төмен, ал меншікті көлем v_2 әрқашан v_1 -ден үлкен, онда $p_2 v_2 - p_1 v_1$ айырмасы жалпы жағдайда қалыпты және

калыпты емес болуы мүмкін және жеке жағдайда нөлге тең бола алады. Дроссельдеудің адиабаталық процесіне мына теңдеу тура келеді $i_1 = i_2$, онда

$$u_1 + p_1 v_1 = u_2 + p_2 v_2 \text{ немесе } u_1 - u_2 = p_2 v_2 - p_1 v_1 \quad (264)$$

осы кезде ескеретін нәрсе, ол бұл процестегі сыртқы жұмыстың дененің ішкі энергиясының жоғалуымен жүзеге асатындығы. Дроссельдеу кезінде ішкі энергияның потенциалдық құраушысы көлемнің ұлғаю салдарынан барлық уақытта жоғарылайды.

Егер де $p_2 v_2 - p_1 v_1 = 0$ және $u_1 - u_2 = 0$ болып, ал ішкі энергияның потенциалдық құраушысы артатын болса, онда кинетикалық құраушының төмендеуі қажет. Дроссельдеу процесінің бұл жағдайы газдың салқындауымен жүреді ($T_2 < T_1$).

Егер $p_2 v_2 < p_1 v_1$ және $u_1 < u_2$ болса, нақты газдың әрі қарай салқындауы калыпты сыртқы жұмыста болады. Бұл жағдайда температураның төмендеуі тек қана ішкі энергияның потенциалдық құраушысының ұлғаюына ғана емес, сонымен қатар сыртқы жұмыстың жасалуына да тәуелді.

Тәжірибелік жағдайларда көбінесе сыртқы жұмыс теріс мәнге ие болады, яғни $p_2 v_2 < p_1 v_1$ немесе дроссельдеу процесіне сыртқы жұмыс шығындалады. Бұл газдың ішкі энергиясын ұлғайтады ($u_2 > u_1$). Бұл жағдайда егер сыртқы жұмыс $p_2 v_2 - p_1 v_1$ абсолютті түрде ішкі энергияның потенциалдық құраушысынан үлкен болса, онда жұмыстың көбірек бөлігі – оның кинетикалық құраушысын ұлғайтуға жұмсалады да, газ қыза бастайды ($T_2 > T_1$).

Дроссельдеудің эффектiсiн екі түрге бөліп көрсетуге болады: *дифференциалдық температуралық* – мұнда қысым мен температура шексіз аз шамаға өзгереді, *интегралдық температуралық* – қысым мен температура шекті шамаға дейін өзгереді.

Егер газдың қысымы шексіз аз шамаға төмендесе dp , онда температура шексіз аз өзгерісте болады:

$$dT_i = \alpha_i dp_i \text{ немесе } \alpha_i = (\partial T / \partial p)_i \quad (265)$$

α_i шамасын Джоуль – Томсонның дифференциалды температуралық эффектісі деп атайды. α_i мәні мына теңдеуден анықталады:

$$di = c_p dT - (T(\partial v / \partial T)_p - v) dp \quad (266)$$

Өйткені дроссельдеу кезінде $di=0$, онда $c_p dT = [T(\partial v / \partial T)_p - v] dp$ осыдан

$$\alpha_i = (\partial T / \partial p)_i = \frac{T(\partial v / \partial T)_p - v}{c_p} \quad (267)$$

және

$$dT = \frac{T(\partial v / \partial T)_p - v}{c_p} dp \quad (268)$$

алынған теңдеу кез келген зат үшін қолданбалы. Идеал газ үшін $(\partial v / \partial T)_p = R / p = v / T$, онда теңдеудегі алым $T(\partial v / \partial T)_p - v = Tv / T - v = 0$ тең болады. Бұл кезде теңдеуді келесі түрде жазуға болады:

$$\partial T / \partial p = 0 \text{ немесе } dT = 0 \text{ және } T_1 = T_2 \quad (269)$$

Джоуль – Томсонның дифференциалдық эффектісі нөлге тең болатын немесе дроссельдеудің температуралық эффектісі өз белгісін өзгертетін адиабаталық дроссельдеудегі нақты газдың жағдайы *инверсияның нүктесі* деп аталады. Дроссельдеудің алдында нақты газдың бастапқы температурасы инверсия температурасынан төмен болса, онда дроссельдеу кезінде газ суынады. Егер газдың бастапқы температурасы инверсия температурасынан жоғары болса, онда газ қыза бастайды.

Инверсия нүктелері мен шарттарын, яғни газдың салқындауы мен қызуын табу үшін соңғы теңдеуді талқылайық. Газды дроссельдеу кезінде газ қысымы әрқашан төмендейді; dp теріс мәнде болады; жылусыйымдылықтың C_p шамасы қалыпты болады. Сондықтан дифференциалдық эффект мәні мен dT мәні $T(\partial v / \partial T)_p - v$ мәніне тәуелді және барлық уақытта оған

карама-қарсы. Онда $T (\partial v / \partial T)_p$ кезінде $-v > 0$ $dT < 0$; $T (\partial v / \partial T)_p$ кезінде $-v = 0$ $dT = 0$; $T (\partial v / \partial T)_p$ кезінде $-v < 0$ $dT > 0$.

Екінші жағдайды инверсия температурасының теңдеуін алу кезінде қолдануға болады:

$$T (\partial v / \partial T)_p - v = 0, \text{ осыдан } T_{\text{ин}} = v (\partial T / \partial v)_p. \quad (270)$$

Осы өрнек *инверсия қисығының теңдеуі* деп аталады. Қысымның ең төменгі шегінде дроссельдеу *Джоуль – Томсонның дроссельдеудің интегралдық эффектісі* деп аталады. Ол соңғы теңдеуді интегралдау арқылы анықталады:

$$T_2 - T_1 = \int_{p_1}^{p_2} \frac{T (\partial v / \partial T)_p - v}{c_p} \quad (271)$$

8.14. Ван-дер-Ваальс газын дроссельдеу. Инверсия қисығы

Ван-дер-Ваальс теңдеуінен $(p + a / v^2)(v - b) = RT$ жеке туманы анықтаймыз

$$(\partial v / \partial T)_p = \frac{R}{p - a / v^2 + 2ab / v^3} \quad (272)$$

Шыққан жеке туманың мәнін алдыңғы теңдеуге қойып, $p \rightarrow 0$ немесе $v \rightarrow \infty$ кезінде дұрыс болатын келесі жуықтама теңдеуді аламыз:

$$dT = \frac{2a / RT - b}{c_p} dp, \quad (273)$$

немесе дроссельдеудің дифференциалдық эффектісі тең болады:

$$\alpha_i = dT / dp = \frac{2a / RT - b}{c_p} \quad (274)$$

мұндағы C_p – қысымның тұрақты кезіндегі жылусыйымдылық;

a және b – Ван-дер-Ваальс теңдеуінің тұрақтылары;

R – газ тұрақтысы;

T – газдың температурасы.

Джоуль – Томсон дифференциалдық эффектісінде $\alpha = 0$ инверсия нүктесін аламыз, ол келесідей $2a/RT = b$ және инверсия температурасы $T_{ин} = 2a/Rb$.

$T_{ин}$ критикалық температура арқылы өрнектейміз, ол үшін теңдеуді қолданамыз:

$$T_k = 8a/27Rb, \text{ немесе } a/b = (27/8)RT_k \quad (275)$$

онда $T_k = (27/4)T_{ин} = 6,75 T_{ин}$.

Ван-дер-Ваальс теңдеуіне бағынатын нақты газдың инверсия температурасы $p=0$ болғанда, критикалық температурадан 6,75 есеге жоғары болады.

Денені дроссельдеу процесі барлық уақытта жұмыстың мөлшерленген шығынымен жүреді. Шын мәнінде, дроссельдеу кезінде газ сыртқы объектіге пайдалы жұмыс жасамайды, ал кинетикалық энергия өзгермейді, сондықтан P_1 қысымынан P_2 қысымына дейін газдың ұлғаюы және қоршаған орта шығаратын $P_1V_1 - P_2V_2$ жұмысы (газдың дроссель арқылы соғылысуынан болатын) үйкелу күшін жоюға жұмсалады және үйкелу жылуына айналады:

$$q_{mp} = \int_1^2 p dv + p_1 v_1 - p_2 v_2 = - \int_{p_1}^{p_2} v dp \quad (276)$$

Үйкелу жылуына айналған үйкелу жұмысы газ энтропиясының ұлғаюына әсерін тигізеді. Дроссельдеудің нәтижесінде газ энтропиясының толық өзгеруі

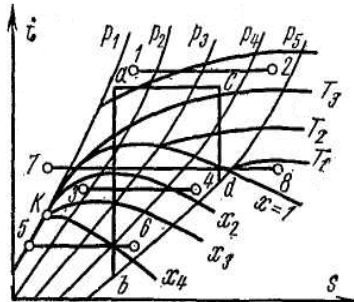
$$s_2 - s_1 = - \int_{p_1}^{p_2} (v/T) dp \text{ тең. Ван-дер-Ваальс теңдеуіне негізделген}$$

дроссельдік эффектiнiң теориялық қорытындысы сапалы толық дәлелденген, бiрақ сандық жағынан бiрқатар ауытқуларды көрсетедi.

8.15. Дроссельдеу немесе жанышталған су буы

Су буын дроссельдеу (жаныштау) процесін зерттеу су буының is -диаграммасында өте көрнекі жүргізіледі, онда жаныштау процесін шартты түрде көлденең сызықпен кескіндеуге болады, өйткені көлденеңдік соңғы нүкте күйінің параметрлерін табу үшін тек қана қосалқы құрылым бола алады және аралық нүктелерде физикалық мәні болмайды.

Егер аса қызған бу жаныштауға түсетін болса (1-2 процесс), онда қысым мен температураның төмендейтіні, ал көлемнің, энтропияның және аса қызу дәрежесінің артатыны диаграммадан жақсы көрінеді (23-сурет).



23-сурет. Аса қызған будың жанышталу диаграммасы

Жоғары қысымды және аздап аса қызған буды жаныштау кезінде (7-8 процесс) бу алдымен құрғақ қаныққан түрге, содан соң ылғалдыға, қайтадан құрғақ қаныққанға, содан соң аса қызған буға өтеді. Қайнап тұрған сұйықты дроссельдеу кезінде (5-6 процесс) ол құрғақтық дәрежесінің өсуімен жартылай буланады. Ылғалды буды дроссельдеу кезінде оның құрғақтық дәрежесі жоғарылайды (3-4 процесс). Дроссельдеу процесі энтропияның артуымен қатар жүретін қайтымсыз процесс болып табылады.

Алдыңғы тараулардан энтропияның артуымен газдың немесе будың жұмыс істеу қабілеттілігі төмендейтіні белгілі, ол диаграммадан көрнекі көрінеді. Мейлі, су буы a күйінен c күйіне дейін дроссельденеді дейік. a нүктесінен p_5 қысымына

дейінгі энтальпия ab кесіндісімен көрсетіледі; c нүктесінен энтальпия айырмасы cd кесіндісімен белгіленген, ол ab кесіндісінен едәуір қысқа, яғни будың жұмыс істеу қабілеттілігі күрт төмендейді. Бу қаншалықты жаншылған болса, соншалықты оның жұмыс істеу қабілеттілігі төмен болады.

8.16. Газдардың араласуы

Жоғарыда газ қоспасын сипаттайтын шамаларды анықтау шарттары қарастырылды, бірақ газ қоспасының түзілуі туралы сұрақтар қарастырылған жоқ. Дегенмен, газдар әртүрлі температуралар мен қысымда болған кезде, газдық қоспалардың түзілуі техникада маңызды орын алады.

Газ қоспасының түзілуінің барлық әдістерін үш топқа бөлуге болады:

- 1) газдың тұрақты көлемде араласуы;
- 2) газ ағымының араласуы;
- 3) газдың резервуарды толтыру кезіндегі араласуы.

Газдың араласуы кезінде сыртқы ортамен жылу алмасу болмайды және сыртқы жұмыс жасалмайды деген ұйғарым бар.

Газдың тұрақты көлемде араласуы. Қоспа түзілуінің бірінші әдісінде $p_1, p_2, p_3, \dots$ қысымдағы және $T_1, T_2, T_3, \dots$ температурадағы газдар әртүрлі көлемде $V_1, V_2, V_3, \dots$ алынады. Бөліп тұрған кедергі алынған соң, түзілетін қоспаның көлемі араласатын газ көлемдерінің қосындысына $V = V_1 + V_2 + V_3 + \dots$ тең.

Газ қоспасының массасы қоспаны құрайтын газ массаларының қосындысына тең: $m = m_1 + m_2 + m_3 + \dots$. Араласу кезінде газ сыртқы жұмысты атқармайды, бірақ термодинамиканың бірінші заңына сәйкес, қоспаның, газдың ішкі энергиясы кей жағдайда идеал газ үшін араласуға дейінгі бөлек газдардың ішкі энергиясына тең болады: $u = u_1 + u_2 + u_3 + \dots$.

$c_v = \text{const}$ кезінде, идеал газдар күйінің теңдеуінен шығады:

$$m_1 = p_1 V_1 / RT_1; \quad m_2 = p_2 V_2 / RT; \quad m_3 = p_3 V_3 / RT_3 \quad (277)$$

Жылуsыйымдылығы тұрақты идеал газдар үшін $c_v / R = 1/(k-1)$, сондықтан бірдей атомды газдар араласса, алымы мен бөлімі C_v/R қысқартуға болады. Бірдей атомды газ қоспалары үшін төмендегі теңдеуді аламыз:

$$T = \frac{p_1 V_1 + p_2 V_2 + p_3 V_3 + \dots}{p_1 V_1 / T_1 + p_2 V_2 / T_2 + p_3 V_3 / T_3 + \dots} \quad (278)$$

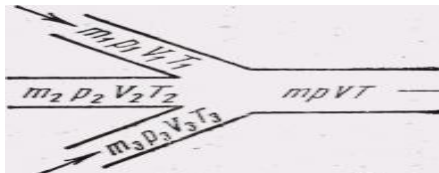
Бірдей атомды газ қоспасының қысымын анықтау үшін (278) мәндерін қоямыз: $T = pV / Rm$; $p_1 V_1 / T_1 = m_1 R$; $p_2 V_2 / T_2 = m_2 R$; $p_3 V_3 / T_3 = m_3 R$.

Температураны, көлем мен қысымды біле отырып, идеал газ қоспасының теңдеуін қолданып, газ қоспасының қалған шамалары мен параметрлерін анықтауға болады.

Газ ағымдарының араласуы. Газдың араласуы бірнеше ағымдардың бір жолда қосылуынан болады. Мысалы, бу қазандарынан бөлінетін газдар бір түтін құбырында араласады. Бірінші құбырдан m_1 кг газ p_1, v_1, T_1 параметрлерімен; екінші құбырдан m_2 кг газ p_2, v_2, T_2 параметрлерімен, үшінші құбырдан m_3 кг газ p_3, v_3, T_3 параметрлерімен түссін делік (24 – сурет).

Адиабаталық процесте термодинамиканың бірінші заңына сәйкес, қоспаны құрайтын газ ағымының толық энергиясының қосындысы бөлек ағымдардың толық энергиясына тең (теңдеу $dg = di + dw^2/2$):

$$m(i + w^2/2) = m_1(i_1 + w_1^2/2) + m_2(i_2 + w_2^2/2) + m_3(i_3 + w_3^2/2) + \dots \quad (279)$$



24-сурет. Газ ағымдарының құбырмен келуі

Көптеген техникалық тапсырмаларда ағымдардың кинетикалық энергиясын елемеуге болады, содан $mi = m_1i_1 + m_2i_2 + m_3i_3 + \dots$, алынады немесе

$$i = g_1i_1 + g_2i_2 + g_3i_3 + \dots, \quad (280)$$

мұндағы g_1, g_2, g_3 – массалық үлестер.

Алынған теңдеу идеал, реал газдар мен сұйықтар үшін қолданбалы. Газ энтальпиясын $c_p T$ мәнімен ауыстырамыз:
 $c_p T = g_1c_1T_1 + g_2c_2T_2 + g_3c_3T_3 + \dots$, ал келесі теңдеуді ескерсек

$$(c_{p,cm} = g_1c_1 + g_2c_2 + \dots + g_nc_n = \sum_1^n g_ic_{pi}), (c_p = \text{const кезінде})$$

табамыз

$$T(g_1c_{p1} + g_2c_{p2} + g_3c_{p3}) = g_1c_{p1}T_1 + g_2c_{p2}T_2 + g_3c_{p3}T_3,$$

немесе:

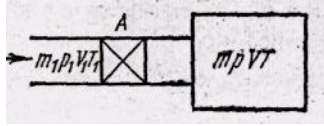
$$T = \frac{g_1c_{p1}T_1 + g_2c_{p2}T_2 + g_3c_{p3}T_3 + \dots}{g_1c_{p1} + g_2c_{p2} + g_3c_{p3} + \dots} \quad (281)$$

Бұл теңдеу тек тұрақты жылусыйымдылықты идеал газдар үшін дұрыс.

Идеал қоспасының көлемін сипаттамалы теңдеуден анықтаймыз:

$$\begin{aligned} V &= mRT / p = (T / p)(m_1R_1 + m_2R_2 + m_3R_3 + \dots) = \\ &= (T / p)(p_1V_1 / T_1 + p_2V_2 / T_2 + p_3V_3 / T_3 + \dots) \end{aligned}$$

Резервуарларды толтыру кезіндегі идеал газдардың араласуы. Резервуарда m кг газ бар, оның параметрлері p, V, T . Құбыр бойынша оған A ысырмасы арқылы параметрлері p_1, V_1, T_1 басқа газ келеді (25-сурет).



25-сурет. Резервуарларды толтыру кезіндегі идеал газдардың араласуы

Мейлі, резервуарға m кг газ келсін делік, содан соң ысырма жабылады және резервуарда көлемі V газ қоспасы алынады. Газдардың араласу процесі қайтымсыз.

Термодинамиканың бірінші заңы бойынша, идеал газдардың қоспасының ішкі энергиясы қоспаны құрайтын газдардың ішкі энергияларының қосындысына тең: $mu = m_1u_1 + m_2u_2$; $c_v = \text{const}$ деп есептеп, қоспаның температурасын табамыз $c_v T = (m_1 / m_2)c_{v1}T_1 + (m_2 / m)c_{v2}T_2$, онда

$$T = (g_1 c_{v1} T_1 + g_2 c_{v2} T_2) / (g_1 c_{v1} + g_2 c_{v2}) \quad (282)$$

Температура мен көлем белгілі болғанда, осы параметрлер бойынша қоспаның барлық параметрлерін анықтауға болады.

8. 17. Ылғалды ауа

Жалпы ұғымдар. Абсолюттік ылғалдық, ылғалқұрамдылық және ауаның салыстырмалы ылғалдығы. Құрғақ ауаның (су молекуласы құрамында болмайтын) су буымен қоспасы *ылғалды ауа* деп аталады.

Ылғалды ауа техникада кеңінен қолданылады, сондықтан оның қасиетін білу өте маңызды. Өзінің физикалық күйі бойынша ол идеал газға жақын. Ылғалды ауа берілген қысым мен температурада су буының әртүрлі мөлшерінде бола алады. Құрғақ ауа мен қаныққан су буынан тұратын қоспа *қаныққан ылғалды ауа* деп аталады. Осы қоспадағы су буының парциалдық қысымы, берілген температурадағы қанығу

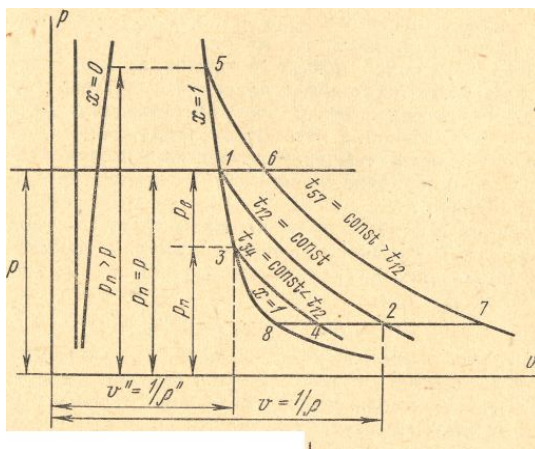
қысымына тең. Мұндай ауаның әрбір куб метріндегі бу мөлшері, құрғақ қаныққан будың тығыздығына тең p^n (кг/м³).

Ылғалды ауаның жалпы қысымы, Дальтонның заңы бойынша, құрғақ ауаның парциалдық қысымы мен су буының қосындысына тең:

$$p = p_a + p_{бу} \quad (283)$$

мұндағы p_a – құрғақ ауаның парциалдық қысымы;

$p_{бу}$ – су буының парциалдық қысымы.



26-сурет. Ылғалды ауаның pv – диаграммасы

1м³ ылғалды ауадағы будың сан жағынан бу тығыздығына ρ_n тең массасы будың тығыздығы $\rho_{бу}$, ал парциалдық қысымы p_n -ге тең болса, онда оны *абсолюттік ылғалдылық* деп атайды. Егер тұрақты температурада ауаның ылғалдылығын жоғарылатса, онда су буының тығыздығы артады. Ал, егерде ылғалды ауаның температурасы қаныққан су буының температурасынан төмен болса, онда су буының шекті тығыздығы құрғақ қаныққан будың парциалдық қысымы бойынша қоспаның қысымынан аз болады. Осы жағдайда ылғалды ауа өзінің құрғақ ауа қоспасы мен құрғақ қаныққан су буынан тұратынын көрсетеді.

Бірақ, басқа да жағдай болуы мүмкін, егер дымқыл ауаның температурасы жоғары немесе қаныққан су буына тең болса, онда процесс қаныққан ылғалды ауа су буымен аяқталмайды.

Ылғал ауадағы бу массасының $m_{\text{бу}}$ құрғақ ауадағы массаға m_a қатынасы ауаның *ылғалқұрамдылығы* деп аталады және килограмның килограмға (кг/кг) немесе грамның килограмға (г/кг) қатынасымен өлшенеді:

$$d = m_{\Pi} / m_B \quad \text{немесе} \quad d = \frac{\rho_{\Pi}}{\rho_B} \quad (284)$$

Ылғалқұрамдылық өлшемі будың массасын өлшейді, яғни 1кг құрғақ ауа құрамындағы немесе (1+d) кг ылғал ауа құрамындағы массаны. Ылғалқұрамдылықтың ылғалқұрамдас мөлшерін келесі жолдармен есептеуге болады:
 $p_B V = m_B R_B T$ және $p_{\Pi} V = m_{\Pi} R_{\Pi} T$, егер *мүшелі бөлсек*:

$$p_B / p_{\Pi} = m_B R_B / m_{\Pi} R_{\Pi} = (m_B \cdot 287,04) / (m_{\Pi} \cdot 461,6) = 0,622 / d \quad (285)$$

Теңдеуге (285) p_B мәнін алдыңғы теңдеуден қойса, ылғалқұрамдылықтың шамасы алынады:

$$d = 0,622 p_{\Pi} / (p - p_{\Pi}). \quad (286)$$

Соңғы теңдеуден (286) будың парциалдық қысымының жоғарылауымен $p_{\text{бу}}$ ылғалқұрамдылықтың d артатыны байқалады. Қанықпаған ауаның нағыз абсолюттік ылғалдығының ауаның максимум мүмкіндікті абсолютті ылғалдығына қатынасы, сол температурадағы *салыстырмалы ылғалдық* деп аталады және ϕ белгіленеді:

$$\phi = \rho_{\Pi} / \rho_{\text{макс}} \quad (287)$$

Ауаның салыстырмалы ылғалдылығы $\phi = 0$ -ден (құрғақ ауа) $\phi = 1$ дейін (ылғалмен қаныққан ауа) өзгере алады. Клапейрон теңдеуінен $p_{\Pi} = K_{\Pi} \rho_{\Pi} T$; және $p_{\text{макс}} = R_{\Pi} \rho_{\text{макс}} T$, осыдан $\phi = p_{\Pi} / p_{\text{макс}}$ теңдеу алына алады, онда осы теңдеулерден ылғалқұрамдылықты салыстырмалы ылғалдықпен байланыстыратын өрнекті алуға болады:

$$\varphi = \left[(d / 0,622 + d) \right] (p / p_{\text{макс}}).$$

Шық нүктесі мен ауаның температурасын біле отырып, су буы кестелері бойынша мына қысымдарды табуға болады p_n және $p_{\text{макс}}$, ал алынған теңдеуден ауаның салыстырмалы ылғалдығын анықтаймыз: $\varphi = p_n / p_{\text{макс}}$.

Салыстырмалы ылғалдылықты қарапайым гигрометрмен анықтауға болады. Бұл құрылғы металдан жасалған жұқа қабырғалы цилиндр ыдыстан тұрады, оның қабырғасы өте таза жылтырлатылған. Ыдысты эфирмен толтырады. Егер эфирді ауа арқылы айдаса, онда эфирдің бір бөлігі буланып кетеді де, оның температурасы төмендейді. Тәжірибе жүзінде эфирдің температурасы цилиндр қабырғасының температурасына тең. Эфирді суыту ыдыстың жылтырлатылған беттігінде шық пайда болғанға дейін жүргізіледі. Бұл кезде эфирдің температурасы шық нүктесінің температурасына сәйкес келеді. Шықтың пайда болуы ыдыс қабырғасына жақын ауа қабатының қанығу күйіне өтетінін көрсетеді. Парциалдық қысымды және ары қарай салыстырмалы ылғалдықты гигрометр көмегімен осылай анықтау жеткілікті дәл болмайды.

Ылғалды ауаның салыстырмалы ылғалдығы мен ылғалқұрамдылығын дәлірек анықтау психрометр көмегімен жүргізіледі. Психрометр екі термометрден тұрады: құрғақ және сулы. Сулы термометрдің сынап шаригі матаның жұқа қабатымен оралған, ол үздіксіз сумен суланады. Егер ылғалды ауа қаныққан болса, онда шарик оралған мата беттігінен су буланады және құрғақ термометрге қарағанда төменгі температураны көрсетеді. Әрине, құрғақ термометр ылғалды ауаның нақты температурасын t_c , ал сулы термометр буланатын судың температурасын t_m көрсетеді. Температуралардың психрометриялық айырмасын $t_c - t_m$ біле отырып, арнайы құрастырылған психрометриялық кестелер бойынша ауаның салыстырмалы ылғалдығы мен ылғалқұрамдылығын анықтауға болады.

8.18. Тығыздық. Ылғалды газдың меншікті газтұрақтысы мен меншікті энтальпиясы

Ылғалды ауаның тығыздығы, қоспа температурасымен және өзінің парциалдық қысымымен алынған бу мен құрғақ ауа тығыздықтарының қосындысына тең

$$\rho = \rho_{\text{бу}} + \rho_{\text{ауа}} \quad (288)$$

Ылғалды ауаның тығыздығы мына теңдеулермен де анықталады:

$$\rho = p / RT; \quad \rho = \rho_{\text{бу}} r_{\text{бу}} + \rho_{\text{ауа}} r_{\text{ауа}} \quad (289)$$

ылғалды ауаның газ тұрақты $R = 8314,2 / \mu_{\text{см}} = 8314,2 / (\mu_{\text{ауа}} r_{\text{ауа}} + \mu_{\text{бу}} r_{\text{бу}})$ тең.

Ылғалды ауаның энтальпиясы құрғақ ауа мен су буының энтальпияларының қосындысы ретінде анықталады. Ылғал ауаның энтальпиясын 1 кг құрғақ ауаға немесе (1+d) кг ылғал ауаға жатқызған ыңғайлы, ол тең:

$$i = i_B + di_{\text{П}} \quad (290)$$

1кг құрғақ ауаның (кдж/кг) энтальпиясы, сан мәнінде оның температурасына t °C тең, өйткені құрғақ ауаның жылусыйымдылығы қысым тұрақты болғанда $\sim 1 \text{ кдж}/(\text{кг} \cdot \text{град})$ тең. 1кг құрғақ қаныққан будың энтальпиясы, төменгі қысымдарда, эмпирикалық теңдеумен анықталады $i_0 = 2490 + 1,97t_{\text{н}}$, онда ылғалды ауаның энтальпиясы $i = t + (2490 + 1,97t_{\text{н}})d$ тең.

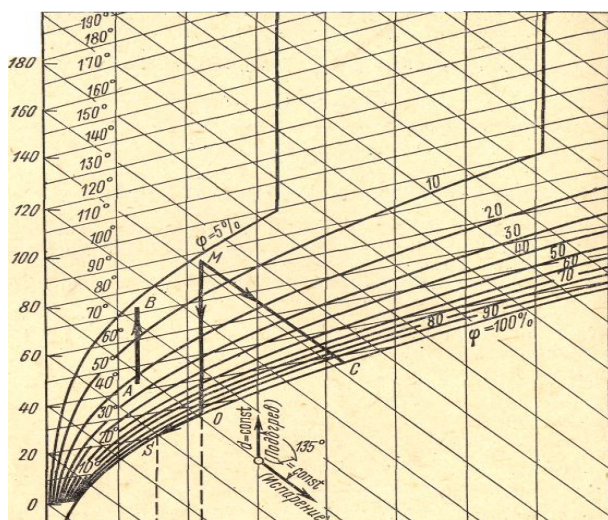
8.19. Ылғалды ауаның id – диаграммасы

Ылғалды ауаның параметрлерін id – диаграммасы көмегімен графикалық жолмен анықтайды, бұл 1918 ж. профессор Л.К. Рамзинмен ұсынылған (20-сурет).

Бұл диаграммада ордината өсі бойынша энтальпия i (кдж/кг) шамасы, ал абсциссаға – ылғал мөлшерлігі d (г/кг) салынады. Диаграммада әртүрлі сызықтар ыңғайлы орналасуы

үшін координата осьтері 135° бұрышпен жайғасады және ордината осі тік жүргізіледі.

Сонымен, ылғал мөлшерлігі d сызығы тік, ал энтальпия i сызығы – еңкіш түзулер болады. Диаграммаға келесі сызықтар салынған: тұрақты энтальпия сызықтары (ордината осіне 45° түзу еңкішті); тұрақты ылғал мөлшерлігі сызығы (ордината осіне түзу, параллель); ылғал ауаның тұрақты температура сызығы; ауаның салыстырмалы ылғалдығының сызығы.



27-сурет. Ылғалды ауаның id – диаграммасы

Ылғалды ауаның қыздыру процесі өзгермеген дымқыл құрамдастылық арқылы жүреді, яғни $d = const$ кезінде. Конденсация процестерін $\phi = 100\%$ сызығы арқылы өтеді деп есептеуге болады. Мысалы, 1 кг құрғақ ауаға 0 нүктесінен s нүктеге дейінгі конденсациялау нәтижесінде түзелген судың мөлшері, дымқыл құрамдастылықтың айырмасына тең $d_1 - d_2$. Осы жағдайда ылғалдың булануына ылғалды ауа берген жылудың мөлшері, бумен бірге қайтадан ылғал ауаға келеді,

яғни процестегі жылу мөлшерінің жалпы балансы нөлге тең болады.

Ылғалдықтың булану процесі кезінде құрғақ ауаның мөлшері өзгермейді. Яғни ылғалды ауаның энтальпиясы да өзгеріске ұшырамайды.

id – диаграмма көмегімен шық нүктесінің температурасын табуға болады. Ол үшін ауаның осы күйін сипаттайтын нүктеден $\varphi=100\%$ сызығымен қиылысқанға дейін тік сызық жүргізу керек, нүкте арқылы өтетін изотерма шық нүктесінің температурасын анықтайды (О нүкте).

1950 ж. Г.А. Михайловский ылғал ауаның *is* – диаграммасын ұсынды, бұл кейбір арнайы есептеулер кезінде қолданылады, мысалы газ турбиналарында, эжекторларда т.б. *is* – диаграмма бойынша есептеулердің қателігі 4 – 6 % болады.

Қолданылған техникалық терминдер

1. *Абсолюттік нөл* – табиғатта мүмкін болатын температураның ең төмені; $-273,16^{\circ}\text{К}$ тең, яғни жүз градустық шкала бойынша алынған нөлден $273,16^{\circ}$ төмен.

2. *Автоклав* – қысым жәрдемімен өтетін технологиялық процестерге арналған аппарат.

3. *Адиабата* – адиабаттық процесте термодинамикалық параметрлердің өзара байланысын анықтайтын математикалық теңдеу және осы процестің графикалық бейнесі.

4. *Адиабаттық қауыз* – зерттеп отырған термодинамикалық жүйе мен сыртқы ортаның арасындағы жылу алмасуын болдырмайтын кедергі.

5. *Активтілік* – процестің немесе құбылыстың қарқындылығын және қабілетін сұрыптаушы ұғым.

6. *Активтеу* – әрекеттесуші жүйенің бастапқы және соңғы күйлерін бөлетін потенциалдық бөгеттен өтуге жеткілікті энергияны молекулаларға беру.

7. *Аққыштық* – механикалық кернеулердің әсерінен жоғары молекулалық денелерде қайтымсыз деформациялардың даму қабілеті.

8. *Аэрация* – сұйықтарды ауамен қанықтыру процесі мен әдісі.

9. *Барометр* – атмосфера қысымын өлшеу үшін қолданылатын аспап.

10. *Беттік керіліс* – фазалардың жанасу беттерінің термодинамикалық сипаттамасы.

11. *Бюкс* – заттың аз мөлшерін өлшеуге және сақтауға арналған қақпағы тығыз жабылатын ыдыс.

12. *Вакуум* – 1) газдардың атмосферадағы қысымнан төмен қысымдағы калпы; 2) барометрлік қысым мен жүйедегі қысымның айырымы.

13. *Газдандырғыш* – газ генераторының бір бөлігі, отынды жағу және көміртек диоксидін көміртек (II) оксидіне дейін тотықсыздандыру үшін қолданылады.

14. *Газдандыру* – қатты жанғыш қазбалардың органикалық бөлігін және сұйық отындарды жоғары температурада тотықтырғыштармен әрекеттестіру арқылы

жанғыш газдарға айналдыру әдістері мен процестері.

15. *Газ генераторы* – ауа немесе оттекті шектеп бергенде қатты отынды генератор газына айналдыратын аппарат.

16. *Гетерогенді жүйелер* – екі немесе одан да көп фазалардан тұратын термодинамикалық жүйелер.

17. *Гомогенді жүйелер* – бір ғана фазадан тұратын термодинамикалық жүйелер.

18. *Диффузия* – алғашқы біртекті емес жүйеде ретсіз жылу қозғалысынан туатын атомдардың, молекулалардың, иондардың немесе коллоидтық бөлшектердің активтігін теңестіре өздігінен жүретін процесс.

19. *Жаққыш* – газ тәрізді не сұйық отынның ауамен немесе оттегімен қоспасын түзіп, оны жағуға арналған құрылғы.

20. *Жалған сұйылу* – түйіршікті қабат бөлшектері сұйықтың немесе газ ағынында қабат шегінен кетпей қозғалатын гидромеханикалық процесс.

21. *Жылу* – макроденелердегі микробөлшектердің хаостық қозғалысының әсерінен болатын кинетикалық энергияның ерекше түрі.

22. *Жылу алмасу* – жылу түріндегі энергияны температурасы төмен денеден температурасы жоғары денеге беру.

23. *Жылулық режимі* – аппарат пен қоршаған орта арасындағы жылу алмасу және температуралардың таралу режимі.

24. *Жылулық сәуле шығару* – ішкі энергиясы жылу түрінде болатын дененің электромагниттік сәуле шығаруы.

25. *Идеал (мүлтіксіз) газ* – газдың гипотетикалық күйі, мұнда оның бөлшектері арасында ешқандай сырттан әсер ететін әрекеттесулер болмайды.

26. *Изобаралық процесс* – тұрақты қысымда өтетін процестер.

27. *Калориметр* – физикалық не химиялық процесте бөлініп шығатын немесе сіңірілетін жылудың мөлшерін өлшейтін аспап.

28. *Калорифер* – ауаны жылытуға немесе салқындатуға арналған қатпарланған жылу алмастырғыш.

29. *Конвективті диффузия* – массаны диффузия және конвекциямен қоса тасымалдау процесі.

30. *Конвективті жылу алмасу* – конвекция және жылу өткізгіштікпен бірге өтетін сұйық және газ ағындарындағы жылу алмасу.

31. *Конденсат* – газдың немесе будың конденсациясы нәтижесінде түзелетін сұйықтық және қатты зат.

32. *Конденсация* – газ күйінен сұйық немесе қатты күйге бірінші текті фазалық ауысу.

33. *Күй диаграммасы* – кеңістіктегі термодинамикалық жүйенің болуы мүмкін барлық фазалық күйлерін көрсететін диаграмма, осы жүйенің күй параметрлері оның өлшемдері болып саналады.

34. *Күй параметрі* – термодинамикалық жүйенің өлшемді кез келген макроскопиялық сипаттамалары (көлем, қысым, температура, тығыздық, ішкі энергия, энтальпия, энтропия, Гиббс энергиясы және т.б.).

35. *Қайнау* – сұйықтың өз көлемі ішінде буға айналу процесі; ол бу көпіршіктерінің бу қуыстары мен ағыстарының түзілуімен бірге жүреді.

36. *Қайтымсыз процесс* – аяқталғаннан кейін жүйе алғашқы күйіне қоршаған ортаның күйін өзгертпей қайтып келуі мүмкін еместігін көрсететін термодинамикалық процестер.

37. *Масса алмасу* – тепе-теңдіксіз екі немесе бірнеше компонентті жүйелерде заттардың бір фазадан екінші бір фазаға өту процесі.

38. *Масса беру* – белгілі бір фазаның шегінде оның түбінен фазаның бөліну бетіне қарай немесе кері бағытта жүретін заттар тасымалдану процесі.

39. *Материалдық баланс* – нақты жүйе немесе процесс үшін жазылған зат массасының сақталу заңының математикалық өрнегі.

40. *Режим* – процестің жағдайлары немесе өту аймағы.

41. *Сәулелі жылу алмасу* – энергия жылулық сәуле шығару түрінде берілетін жылу алмасу.

42. *Тербеліс жиілігі* – сәулелердің бір секундтағы тербеліс саны.

43. *Термодинамикалық активтілік* – заттың химиялық потенциалын сипаттайтын шама.

44. *Термодинамикалық жүйе* – қоршаған ортадан

нақтылай бөлінген немесе ойша бөлініп қаралатын және термодинамикалық зерттеу орыны болып табылатын кез келген макроскопиялық материалдық объект.

45. *Термодинамикалық тепе-теңдік* – Гиббс немесе Гельмгольц энергиясының минималь мәнімен сипатталатын термодинамикалық жүйедегі тепе-теңдіктің барлық түрлерінің жиынтығы.

46. *Термодинамиканың нөлінші бастауы* – бұл заң бойынша үшінші жүйемен термиялық тепе-теңдікте болатын екі жүйе өзара тепе-теңдікте болуы тиіс.

47. *Тұтқырлық* – қозғалатын ортада молекула ішіндегі әсерлесуге негізделген, сұйықтар мен газдардағы араластыруға кедергі жасайтын қасиет.

48. *Ұқсастықты модельдеу* – әртүрлі физикалық табиғаты бар, бірақ бірдей математикалық теңдеулермен өрнектелетін құбылыстардың ұқсастығына негізделген модельдеу.

49. *Фаза* – бөлу беттерімен шектелген жүйенің химиялық құрамы, физикалық және термодинамикалық қасиеттері ұқсас бөліктерінің жиынтығы.

50. *Фазалық ауысу* – термодинамикалық тепе-теңдікті сипаттаушы параметрлер өзгергенде заттың бірфазалық күйден екіншісіне ауысуы.

51. *Ылғал* – белгілі бір дененің ішінде немесе басқа заттардың қоспаларында сұйық немесе бу күйінде болатын химиялық байланыспаған су.

52. *Ылғал өлшегіш* – газдардың, сұйықтардың және қатты заттардың, сонымен қатар ұнтақталған денелердің ылғалдығын өлшейтін аспап.

53. *Ішкі энергия* – берілген жүйеде біртұтас қаралған кинетикалық және потенциалды энергиядан басқа барлық энергия түрлерінің қосындысы болатын термодинамикалық күй функциясы.

54. *Энтальпия* – қысым мен көлем көбейтіндісі мен жүйенің ішкі энергиясының қосындысына тең термодинамикалық күй функциясы.

55. *Энтропия* – Больцман тұрақтысы мен термодинамикалық тұрақтылықтың натурал логарифмінің көбейтіндісіне тең термодинамикалық жүйенің күй функциясы.

Библиографиялық тізім

1. *Нащокин В.В.* Техническая термодинамика и теплопередача. 3-изд., испр. и доп. – М.: Высш. шк. 1980. – 469 с. ил.
2. *Базаров И.П.* Термодинамика. – М.: Гос. изд-во «Физ.-мат», 1961.
3. *Вукалович М.П., Новиков Н.И.* Термодинамика. – М.: Машиностроение, 1972.
4. *Дрыжасов Е.В.* и др. Техническая термодинамика./ Под ред. *В.И. Крутова.* – М.: Высш. Шк., 1971.
5. *Краснопевцев Н.И.* Основы технической термодинамики. – М.: Советская наука, 1953.
6. *Литвин А.М.* Техническая термодинамика. – М.: Госэнергоиздат, 1963.
7. *Рабинович О.М.* Сборник задач по технической термодинамике. – М.: Машиностроение, 1969.
8. *Жуковский В.С.* Техническая термодинамика. – М.: Энергоиздат, 1952.
9. *Зайцев В.М.* Техническая термодинамика. – М.: МИФИ, 1963.
10. *Ястрежембский А.С.* Техническая термодинамика. – М.: Госэнергоиздат, 1960.
11. *Вукалович М.П., Новиков Н.И.* Техническая термодинамика. – М.: Энергия, 1968.
12. *Сушков В.В.* Техническая термодинамика. – М.: Госэнергоиздат, 1960.
13. *Василевский О.В., Айтенов К.Д., Бекишева А.А.* Техническая термодинамика. – Алматы: КазНТУ, 2004.

МАЗМҰНЫ

Кіріспе.....	3
1. Техникалық термодинамика пәні мен оның міндеттері.....	5
1.1. Техникалық термодинамиканың негізгі ұғымдары...	5
1.2. Жұмысшы дене және оның негізгі параметрлері.....	8
1.3. Күйдің негізгі термодинамикалық параметрлері.....	10
1.4. Термодинамикалық жүйе.....	13
1.5. Термодинамикалық процесс.....	14
1.6. Жылу мен жұмыс.....	17
1.7. Термодинамикалық тепе-теңдік.....	19
2. Идеал газдар күйінің теңдеуі.....	20
2.1. Идеал газдардың негізгі заңдары.....	20
2.2. Идеал газдар күйінің теңдеуі.....	21
2.3. Идеал газ күйінің әмбебап теңдеуі.....	23
3. Идеал газдардың қоспасы.....	27
3.1. Газ қоспаларының негізгі қасиеттері.....	27
3.2. Газ қоспаларының газ тұрақтысы.....	30
3.3. Газ қоспаларының орташа молекулярлық массасы...	31
3.4. Парциалдық қысым.....	32
4. Реал газдар.....	33
4.1. Реал газдардың қасиеттері.....	33
4.2. Ван-дер-Ваальстің күй теңдеуі.....	34
4.3. Ван-дер-Ваальс теңдеуінің талдауы.....	37
4.4. Термиялық коэффициенттер.....	39
5. Термодинамиканың бірінші заңы.....	41
5.1. Энергияның сақталу және түрлену заңы.....	41
5.2. Ішкі энергия.....	43
5.3. Процесс жұмысының талдамалы көрінісі.....	47
5.4. Қайтымды және қайтымсыз процестер.....	49
5.5. Термодинамиканың бірінші заңының талдамалы кескіні.....	51
5.6. Энтальпия.....	53
5.7. Жылусыйымдылық.....	57
5.8. Газдардың массалық, көлемдік және мольдік жылусыйымдылықтары.....	58
	151

5.9.	C_v және C_p жылусыйымдылықтарының талдамалы кескіні.....	59
5.10.	Жылусыйымдылықтың молекулярлы-кинетикалық және кванттық теориясының элементтері.....	63
5.11.	Нағыз және орташа жылусыйымдылықтар.....	67
5.12.	C_v және C_p жылусыйымдылықтарының қатынасы.....	68
6.	Идеал газдардың термодинамикалық процестері.....	70
6.1.	Термодинамикалық процестер туралы жалпы түсініктер.....	70
6.2.	Изохоралық процесс.....	71
6.3.	Изобаралық процесс.....	73
6.4.	Изотермиялық процесс.....	75
6.5.	Адиабаттық процесс.....	77
6.6.	Политроптық процесс.....	80
7.	Термодинамиканың екінші заңы.....	84
7.1.	Термодинамиканың екінші заңының негізгі ережелері.....	84
7.2.	Термодинамиканың айналымды процестері немесе циклдері.....	85
7.3.	Термиялық ПӘК және циклдердің мұздату коэффициенттері.....	87
7.4.	Карноның тура қайтымды циклі.....	89
7.5.	Карноның кері қайтымды циклі.....	92
7.6.	Карно теоремасы.....	94
7.7.	Қайтымды және қайтымсыз циклдердің қасиеттері. Термодинамиканың екінші заңының математикалық өрнегі.....	96
7.8.	Қайтымды және қайтымсыз процестердегі энтропияның өзгеруі.....	98
7.9.	Карноның қорытынды (регенеративті) циклі.....	100
7.10.	Энтропияның арту принципі және термодинамиканың екінші заңының физикалық мәні.....	102
7.11.	Максималь жұмыс. Эксергия.....	105
7.12.	Энтропия және термодинамиканың екінші заңының статистикалық сипаттамасы.....	109

8.	Су буы.....	111
8.1.	Негізгі ұғымдар мен анықтамалар.....	111
8.2.	Сұйық және құрғақ қаныққан будың негізгі параметрлері. Булану жылуы.....	115
8.3.	Ылғалды қаныққан су буының негізгі параметрлері.....	117
8.4.	Аса қызған будың негізгі параметрлері.....	118
8.5.	Су мен су буының энтропиясы.....	119
8.6.	Су буының Ts – диаграммасы.....	121
8.7.	Су буының кестесі.....	122
8.8.	Су буының is – диаграммалары.....	122
8.9.	Су буының термодинамикалық процестерін зерттеудің жалпы әдісі.....	124
8.10.	Су буы өзгерістерінің термодинамикалық процестері..	125
8.11.	Газбен буларды дроссельдеу.....	128
8.12.	Дроссельдеу процесінің теңдеуі.....	128
8.13.	Дроссельдеу процесін зерттеу. Джоуль-Томсон эффектiсi.....	130
8.14.	Ван-дер-Ваальс газын дроссельдеу. Инверсия қисығы.....	133
8.15.	Дроссельдеу немесе жанышталған су буы.....	135
8.16.	Газдардың араласуы.....	136
8.17.	Ылғалды ауа.....	139
8.18.	Тығыздық. Ылғалды газдың меншікті газ тұрақтысы мен меншікті энтальпиясы.....	143
8.19.	Ылғалды ауаның id – диаграммасы.....	143
	Қолданылған техникалық терминдер.....	146
	Библиографиялық тізім.....	150

Оқулық басылым

Айтенов Кенесбай Жолдасбайұлы
Баймаханова Сауле Баймаханқызы

ТЕХНИКАЛЫҚ ТЕРМОДИНАМИКА

Оқу құралы

РБ бастығы

З.А. Ғұбайдулина

Редакторы

А.И. Бейсебаева

Компьютерде беттеген

А.Б. Аришова

Басуға 17.06.2013 ж. қол қойылды.

Таралымы 300 дана. Пішімі 60x84 1/16. №1 баспаханалық қағаз.

Шартты б.т. 9,0. Көлемі 9,7 есепті б.т. Тапсырыс № 142.

Бағасы келісімді.

Қ.И.Сәтбаев атындағы

Қазақ ұлттық техникалық университетінің басылымы,

Ақпараттық-баспа орталығы.

Алматы қаласы, Қ. Сәтбаев көшесі, 22

ISBN 978-601-228-523-9



9