

ҚАЗАҚСТАН РЕСПУБЛИКАСЫ БІЛІМ ЖӘНЕ
ҒЫЛЫМ МИНИСТРЛІГІ

Қ.И.СӘТБАЕВ АТЫНДАҒЫ ҚАЗАҚ ҰЛТТЫҚ
ТЕХНИКАЛЫҚ УНИВЕРСИТЕТІ

Ғ.Ы. Қуанышев

ТЕХНИКАЛЫҚ ТЕРМОДИНАМИКА

Республикалық оқу-әдістемелік бірлестігі оқу құралы
ретінде ұсынған

Алматы 2002ж

УДК 621.536. 016 (17)

Қуанышев Ғ.Ы. **Техникалық термодинамика:**

Оқу құралы. Алматы: ҚазҰТУ, 2002, 140 б.

ISBN 9965–585–51–2

Бұл оқу құралында термодинамиканың негізгі ұғымдары, заңдары, термодинамикалық жүйелерде жүргізілетін негізгі процестердің заңдылықтары, ашық жүйелердің термодинамикасының ерекшеліктері, жылу күштілік қондырғылардың циклдері қарастырылған. Әр тарауда қарастырылатын мәселе толық талқыланып, кейбір тақырыптар бойынша есеп шығару үлгілері берілген.

Оқу құралы 2803 «Көтеру-тасымалдау және жол-құрылыс машиналары мен жабдықтары» мамандығында оқитын студенттерге арналған, сонымен қатар басқа да механикалық мамандықтарда оқитын студенттерге пайдалы болуы мүмкін.

Сурет –53. Кесте –3. Әдебиеттер тізімі – 9 атау

Пікір жазғандар:

Б.А.Мырзахметов – техн.ғыл.канд., доцент, ҚазҰТУ

О.С.Сыздықов – техн.ғыл.канд., доцент, ҚазҰТУ

Қ.С.Қаспақпаев – техн.ғыл.канд., профессор, ҚазККА

Қазақстан Республикасы Білім және ғылым
министрлігінің 2002 жылғы жоспары бойынша басылды

ISBN 9965–585–51–2

© ҚазҰТУ, 2002

КІРІСПЕ

Жылу техникасы деп жылу алу, өзгерту, беру және қолдану әдістерін зерттейтін, сонымен қатар жылу және бу генераторларының, жылу машиналарының, аппараттардың жұмыс істеу принциптері мен құрылыстарының өзгешеліктерін зерттейтін жалпы техникалық пәнді айтады.

Елдің энергиялық қарулылығы оның экономикалық потенциалын және халықтың өмір деңгейін анықтайды. Мысалы, 1985 ж. орташа есеппен планетаның әр тұрғыны тәулік бойына пайдаланатын энергия қоры 6 кг астам тас көмірге балама болды. Ең дамыған елдерде бұл көрсеткіш 30 кг/тәулік асады. Адамзаттың бүкіл пайдаланатын энергиясының 90 % артығырағы көмірдің, мұнайдың және табиғи газдардың үлесіне түседі. Соңғы кезде мұнай мен табиғи газдар көбірек пайдаланылып жүр.

Осы келтірілген мысалдарға жүгінсек, онда жылу техникасы пәнінің атқаратын ролі өте зор екенін аңғаруға болады. Сондықтан осы пәнді терең игеріп және алған білімдерін отанымыздың мүддесіне тиімді жұмсаулары болашақ инженерлерге қойылатын негізгі талаптардың бірі болып табылады.

Жылу техникасының негізін техникалық термодинамика және жылу алмасу теориясы құрайды.

Бұл оқу құралы техникалық термодинамиканы қамтиды және жоғары оқу талаптарына сәйкес 2803 ”Көтеру-тасымалдау және жол-құрылыс машиналары мен жабдықтары” мамандығында оқитын студенттер үшін жазылып отыр, сондай-ақ оны басқа да механика мамандықтарында оқитын студенттер пайдаланулары мүмкін.

I ТАРАУ

ТЕРМОДИНАМИКАНЫҢ НЕГІЗГІ ҰҒЫМДАРЫ ЖӘНЕ БАСТАПҚЫ ТЕЗИСТЕРІ

1.1. Термодинамиканың тақырыбы мен әдісі

Термодинамика макроскопиялық жүйелерде болатын және жылулық күшті әсерлері бар әртүрлі физика-химиялық процестердегі энергияның өзгеру заңдарын зерттейді.

Зерттеудің қойған мақсаттарына байланысты техникалық немесе химиялық термодинамиканы, биология жүйелерінің термодинамикасын қарастырады. Химиялық термодинамиканың шеңберінде заттың физика-химиялық өзгеруі зерттеледі, реакцияның жылулық күшті әсерлері анықталады, жүйелердің химиялық тепе-теңдік жағдайлары есептелінеді.

Техникалық термодинамика жылу және механика энергияларының өзара өзгеру заңдылықтарын зерттейді.

Осының негізінде барлық жылу жетектерін есептеу және жобалау іске асырылады, солардың ішінде бу және газ турбиналары, реактивтік және ракета қозғалтқыштары, іштен жанатын қозғалтқыштар, солармен қатар әртүрлі технологиялық жабдықтар-компрессорлар, кептіргіш және тоңазытқыш қондырғылар бар.

Макроскопиялық денелерді қарастырғанда термодинамика материяның жылу түріндегі қозғалысын зерттейді, ал бұл қозғалыс материяның өте көп үздіксіз қозғалатын және бір-біріне әсер ететін өте кішкене бөлшектерден (молекулалар, атомдар, иондар) тұратындығынан болады.

Макроскопиялық жүйелердің физикалық қасиеттері статистикалық және термодинамикалық әдістермен зерттелінеді.

Статистикалық әдіс ықтималдық теорияны және бұл жүйелердің белгілі құрылыс модельдерін пайдаланады.

Термодинамикалық әдіс заттың құрылысы туралы модельдерді керек етпейді, сондықтан болған құбылыстарды түгелімен қарастырады.

Сонымен зерттелетін жүйелердің жағдайларын көрсететін макроскопиялық параметрлердің ара қатынасы термодинамиканың екі негізгі заңдары арқылы анықталады.

Келешекте, термодинамикалық әдіске сүйене отырып, біз заттардың құрылысын қарастырған кезде молекулалық-кинетикалық түсініктерді пайдаланамыз.

1.2. Термодинамикалық жүйе

Термодинамикалық жүйе бір-бірімен және осы жүйені қоршаған сыртқы денелермен механикалық және жылу әрекеттестікте болатын материалды денелердің жинағынан тұрады. Жүйені сайлап алу шешілетін мәселенің шарттарына байланысты болады.

Жүйеге кірмейтін денелерді қоршаған орта дейді. Жүйе мен қоршаған орта бақылау беті арқылы ажыратылады. Мысалы, қарапайым жүйе ретінде жұқа цилиндр ішіндегі поршень астындағы газды алатын болсақ, онда оған қоршаған орта болып ауа саналады, ал бақылау бетінің қызметін цилиндрдің қабырғасы мен поршень атқарады. Термодинамикалық жүйенің механикалық және жылу әрекеттестіктері бақылау беті арқылы іске асырылады. Жүйенің өзі немесе жүйе үстінен жүргізілген механикалық әрекеттестікте жұмыс істелінеді. Жоғарыда қарастырылған мысалда механикалық жұмыс поршень қозғалғанда істелінеді және бұл кезде көлем өзгереді. Жүйенің жеке денелері арасындағы және жүйе мен қоршаған орта арасындағы жылу әрекеттестігі жылу ауысуы арқылы жасалынады. Қарастырылып отырған мысалда газға жылу цилиндрдің қабырғасы арқылы келтірілуі мүмкін.

Жалпы жағдайларда жүйе қоршаған ортамен, заттармен де алмасуы мүмкін (масса алмасу әрекеттестігі). Мұндай жүйені ашық жүйе дейді. Турбиналардағы және өткізгіш құбырлардағы газ немесе бу ағындарын ашық жүйе мысалдары ретінде қарауға болады.

Егер зат жүйенің шекарасынан өтпесе, онда мұндай жүйені жабық жүйе дейді.

Келешекте, егер ашық деген шарт болмаса, онда оны жабық жүйе деп есептейміз.

Термодинамикалық жүйенің қоршаған ортамен жылу алмасуы болмаса, онда мұндай жүйені жылулық жекеленген немесе адиабаталық жүйе дейді. Адиабаталық жүйенің мысалы ретінде қабырғасы идеалды жылулық изоляциямен қапталған

ыдыстағы газды алуға болады, сонда ыдыстағы газ бен қоршаған орта арасында жылу алмасуы болмайды. Мұндай изоляциялық қабықты адиабаталық қабық дейді.

Жүйе және қоршаған орта арасында энергия мен зат алмасуы болмаса, онда мұндай жүйені жекеленген немесе тұйықталған жүйе дейді. Техникалық термодинамикада жылу мен жұмысты бір-біріне алмастырып отыратын жүйелер зерттелінеді. Әдетте оларға газдар мен булар жатады. Оларды жұмыстық денелер дейді.

1.3. Негізгі термодинамикалық параметрлер

Әр жүйенің қасиеттері термодинамикалық параметрлермен сипатталады. Олардың негізгілері болып температура, қысым және меншікті көлем есептеледі. Осыларды анықтағанда молекулалық-кинетикалық түсініктерге сүйене отырып, идеалды газды бір-біріне әсер етпейтін материалды нүктелердің жинағы деп есептейміз.

Қысым жұмыстық дене молекулаларының бетпен әрекеттестігінен пайда болады және оның шамасы бетке нормаль бағытпен әсер ететін беттің ауданының бірлігіндегі күшке тең болады. Молекулалық - кинетикалық теория бойынша газдың қысымы мына байланыс арқылы табылады:

$$p = \frac{2}{3} n \frac{m \bar{c}^2}{2}, \quad (1.1)$$

мұнда n – көлем бірлігіндегі молекула саны; m – молекуланың массасы; $\bar{c}^2$ – молекуланың үдемелі қозғалысының орташа квадратталған жылдамдығы.

Халықаралық бірліктер жүйесінде (СИ) қысым паскальмен өлшенеді ($1 \text{ Па} = 1 \text{ Н/м}^2$). Бұл өлшем бірлігі азғантай болғандықтан ($1 \text{ кг/см}^2 = 98066,5 \text{ Па}$), $1 \text{ кПа} = 10^3 \text{ Па}$ және $1 \text{ МПа} = 10^6 \text{ Па}$ қолданған қолайлы болады.

Қысым манометр, барометр және вакуумметр деген аспаптардың көмектерімен өлшенеді. *Өлшенетін ортаның толық немесе абсолюттік қысымы p мен атмосфералық қысым $p_{\text{атм}}$ арасындағы айырмашылықты манометрлік қысым p_m дейді және ол манометр көмегімен өлшенеді.* Демек

$$p_m = p - p_{\text{атм}}.$$

Өлшенетін ортаның толық немесе абсолюттік қысымының p атмосфералық қысымға $p_{атм}$ жетпеген шамасын вакуумметрлік қысым p_v дейді және ол вакуумметр көмегімен өлшенеді. Сонда

$$p_v = p_{атм} - p.$$

Ал өлшенетін ортаның толық немесе абсолюттік қысымы барометр көмегімен өлшенеді.

Осылардың ішінде күй параметрі болып толық немесе абсолюттік қысым есептелінеді және ол термодинамикалық теңдеулерге кіреді.

Температура молекулалардың жылу қозғалысының үдемелі қарқындылығының шамасын көрсетеді. Молекулалық - кинетикалық теория бойынша температураның мөлшері заттың молекулаларының орташа кинетикалық энергиясының шамасымен мынадай байланыста болады:

$$\frac{m\bar{c}^2}{2} = \frac{3}{2} kT, \quad (1.2)$$

мұнда k —Больцманның тұрақты саны ($k=1,380662 \cdot 10^{-23}$ Дж/К).

Бұл байланыспен табылған температура абсолюттік температура деп аталады.

Идеалды газдың қысымы молекулалардың орташа кинетикалық энергиясына пропорционал болғандықтан, оның абсолюттік температурасы қысымына пропорционал болады. Бұл тұжырым температураны газ термометрі арқылы дәл өлшеуге мүмкіншілік туғызады. Газ термометрі ішінде белгілі көлемде газ бар ыдыстан және газдың қысымын өлшейтін манометрден тұрады. Өлшенген қысым арқылы температураны табады. Бұл аспапта термометрлік зат ретінде қасиеттері идеалды газға жақын газдарды алған жөн, мысалы, аздау қысымдағы сутегі немесе гелий. Тұрақты көлемді газ термометрі эталондық аспап болады және оның көмегімен Халықаралық температуралық шкала жүзеге асырылды. Өндірістік және лабораториялық жағдайларда температура сұйық термометрлер, пирометрлер, термопаралар көмегімен өлшенеді.

СИ өлшемдер жүйесінде температура кельвин (К) арқылы өлшенеді, ал практикада Цельсия градусы ($^{\circ}\text{C}$) кеңінен пайдаланылады. Бұл өлшем бірліктерінің ара байланысы мынадай:

$$T(K) = t(^{\circ}C) + 273,15.$$

Меншікті көлем деп біртекті заттың масса бірлігіндегі көлемін айтады. Берілген анықтамаға сәйкес, егер біртекті заттың көлемі V , массасы M болса, онда

$$v = \frac{V}{M}.$$

СИ өлшемдер жүйесінде меншікті көлемнің өлшем бірлігі m^3/kg .

Заттың меншікті көлемі мен тығыздығының арасында мынадай байланыс бар:

$$v = \frac{1}{\rho},$$

мұнда ρ - заттың тығыздығы.

Біркелкі күйдегі жүйелерді сипаттайтын шамаларды салыстыру үшін “әдеттегі жағдай” деген ұғым енгізіледі:

- физикалық: $p=760$ мм сынап бағанасының биіктігі = 101,325 кПа;

$$T = 273,15K;$$

техникалық: $p=735,6$ мм сынап бағанасының биіктігі = 98 кПа;

$$t = 15^{\circ}C.$$

Техникалық термодинамикада физикалық әдеттегі жағдай қолданылады.

Егер барлық термодинамикалық параметрлер уақыт бойынша тұрақты және жүйенің әр нүктесінде біркелкі болса, онда жүйенің мұндай күйін оның тепе-теңдік күйі дейді.

Егер жүйенің әртүрлі нүктелерінде температураның, қысымның және т.б. айырмашылықтары болса, онда жүйе теңсіздік күйде болады. Мұндай жүйеде параметрлер градиенттерінің әсерімен жүйені тепе-теңдік күйге келтіретін жылу, зат және т.б. ағындары пайда болады. Тәжірибе көрсеткеніндей, жекеленген жүйе уақыт бойында әрдайым тепе-теңдік күйіне келеді және бұл күйден өз еркімен ешқашан шыға алмайды.

Классикалық термодинамикада тек қана тепе-теңдік күйдегі жүйелер қарастырылады.

1.4. Күй теңдеуі

Тепе-теңдік күйдегі термодинамикалық жүйе параметрлерінің арасында функционалды байланыс болады және ол күй теңдеуі деп аталады. Тәжірибе көрсеткеніндей, қарапайым жүйелердің, атап айтқанда газдардың, булардың, көлемі, температурасы және қысымы термиялық күй теңдеумен байланыста болады

$$f(p, v, T) = 0.$$

Жүйенің негізгі параметрлерінің арасында бұл байланыс болатын себебі олардың әрқайсысының шамасы молекулалардың орны мен қозғалыс жылдамдықтары арқылы анықталады және жүйенің әр жеке күйіне сәйкес олардың толық анықталған мөлшері болады.

Күй теңдеуін басқа түрлерге келтіруге болады:

$$p = f_1(v, T), \quad v = f_2(p, T), \quad T = f_3(p, v).$$

Бұл теңдеулерден көретініміз, жүйенің күйін анықтайтын үш негізгі параметрлердің кез келген екеуі тәуелсіз болады.

Термодинамиканың әдістерімен есептерді шығару үшін күй теңдеуін білу қажет. Бірақ оны термодинамика шеңберінде табуға болмайды, сондықтан күй теңдеуі эксперимент немесе статистикалық физика әдістерімен табылады. Күй теңдеуінің нақты түрі заттың жеке қасиеттеріне байланысты болады.

Идеалды газдардың күй теңдеуі. Термодинамика газдардың қасиеттері бір-біріне әсер етпейтін материалды нүктелер жүйесінің қасиеттеріндей болса, онда оларды идеалды газдар деп есептейді. Нақты газдар төмен қысымдар кезінде идеалды газдарға жақын келеді. Бұл жағдайларда молекулалардың әрекеттестік күштерін және молекуланың көлемін есептемеуге болады.

(1.1) және (1.2) теңдеулерінен мына байланыс табылады:

$$p = nkT.$$

1 кг газды қарастырып, осы газда N молекула бар екенін ескерсек, онда $n=N/v$, сондықтан

$$\frac{pv}{T} = Nk = \text{const}.$$

1кг газға шағылған Nk тұрақты санын R әрпімен белгілеп, оны газдың тұрақты саны деп атайды. Демек,

$$\frac{pv}{T} = R \quad \text{немесе} \quad pv = RT. \quad (1.3)$$

Табылған байланысты Клапейрон теңдеуі дейді (1834 ж.). Егер газдың шамасы M кг болса, онда (1.3) теңдеуін M -ге көбейтіп, табылған күй теңдеуін мына түрге келтіреміз:

$$pV = MRT. \quad (1.4)$$

Егер газдың тұрақты санын оның 1 киломоляне шақсақ, онда күй теңдеуін жан-жақты түрге келтіреміз. Сонда қарастырылып отырған газ массасының шамасы, килограммен есептегенде оның молекулалық μ массасына тең болуы тиіс. Сонымен (1.4) теңдеуіне мыналарды қоямыз: $M=\mu$ және $V = V_\mu$

$$pV_\mu = \mu RT, \quad (1.5)$$

мұнда V_μ - бір киломоль газдың көлемі; μR - газдың жан-жақты тұрақты саны.

Авагадро заңы бойынша идеалды газдардың 1 киломоляның көлемі біркелкі жағдайларда бірдей болады және әдеттегі физикалық жағдайда бұл көлем $22,4 \text{ м}^3/\text{кмоль}$ тең. Сондықтан

$$\mu R = \frac{pV_\mu}{T} = \frac{101325 \cdot 22,4}{273,15} = 8314 \left(\frac{\text{Дж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}} \right).$$

Бір килограмм газдың тұрақты саны

$$R = \frac{8314}{\mu}. \quad (1.6)$$

1-кестесінде кейбір газдардың физикалық тұрақты сандары берілген.

1-кесте

Кейбір газдардың физикалық тұрақты сандары

Газ	Салыстырмалы молекулалық масса, кг/кмоль	Газдың тұрақты саны R , $\frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	Әдеттегі физикалық жағдайдағы газдың тығыздығы, кг/м ^{3*}
Сутегі	2,02	4124,3	0,09
Гелий	4,00	2077,2	0,18
Метан	16,04	518,3	0,72
Аммиак	17,03	488,2	0,77
Азот	28,02	296,8	1,25
Оттегі	32,0	259,8	1,43
* Идеалды газға жақындатылып, газдың тығыздығы мына формула арқылы табылған $\rho = \frac{p}{RT}$. Кейбір газдардың нақты тығыздығы көрсетілген шамалардан басқа болады.			

Нақты газдардың күй теңдеуі. Нақты газдарда идеалды газдарға қарағанда молекулалардың ара әрекеттестік күштері елеулі болады, яғни молекулалар едәуір аралықта тұрса, онда тартылыс күштерін, ал молекулалар бір-біріне әжептәуір жақындап кетсе, онда тебу күштерін және молекуланың өзіндік көлемін ескермеуге болмайды.

Тебу күштерінің салдарынан молекулалар бір-біріне біраз, ең қысқа аралыққа жақындай алады. Өрескел есептегенде, молекулалардың қозғалуына арналған бос көлем ($v-v$) тең болады, мұнда v — газды қысқандағы оның ең кіші көлемі. Осыған байланысты молекулалардың бос жүріс ұзындығы азаяды, ал олардың уақыт бірлігіндегі қабырғаға

соғулары, демек, қысымы идеалды газбен салыстырғанда $\frac{v}{v-v}$ қатынасында көбейеді, сондықтан

$$p = \frac{RT}{v} \cdot \frac{v}{v-v}.$$

Тартылыс күштері сыртқы қысым бағытымен әсер етеді, сондықтан молекулалық (немесе ішкі) қысым $p_{\text{мол}}$ пайда болады. Молекулалық тартылыс күші шамалап газдың тығыздығының квадратына пропорционал болады, сондықтан

молекулалық қысым меншікті көлемнің квадратына кері пропорционал болады, демек

$$p_{\text{мол}} = \frac{a}{v^2},$$

мұнда a -газдың жаратылысына тәуелді пропорционалдық коэффициент.

Осыдан Ван-дер-Ваальс теңдеуін табамыз:

$$p + \frac{a}{v^2} = \frac{RT}{v - b}$$

немесе

$$\left(p + \frac{a}{v^2} \right) (v - b) = RT. \quad (1.7)$$

Нақты газдың үлкен меншікті көлемдерінде және біршама аздау қысымдарда Ван-дер-Ваальс теңдеуі идеалды газдың Клапейрон теңдеуіне айналады, өйткені $\frac{a}{v^2}$ (p -мен салыстырғанда) және b (v -мен салыстырғанда) шамалары елеусіз кіші шамалар болады.

Ван-дер-Ваальс теңдеуі нақты газдың қасиеттерін сапалық жағынан әжептәуір жақсы баяндайды, бірақ есептердің сандық нәтижелері кей кезде эксперименттің мәліметтерімен сәйкес келмейді. Бірсыпыра жағдайларда бұл ауытқулар нақты газ молекулаларының екі, үш бұдан да көп молекулалардан тұратын жеке топтарға ассоциациялануына бейімталдығымен түсіндіріледі. Ассоциациялану молекулалардың сыртқы электрлік өрісінің симметрия болмауының салдарынан болады. Пайда болған комплекстер өздерін дербес тұрақсыз бөлшектер сияқты ұстайды. Соқтығысқан кезде олар ыдырайды да кейіннен тағы басқа молекулалармен бірігеді. Температура жоғарылаған сайын көп молекулалық комплекстердің шоғырлануы азаяды, ал жеке молекулалардың үлесі көбейеді. Су буының полярлық молекулалары ассоциациялануға өте бейімтал болады.

М.П.Вукалович пен И.И.Новиков ұсынған су буы молекулаларының ассоциациялану теориясы әжептәуір дәл күй теңдеуін табуға мүмкіндік берді және оның негізінде абсолюттік қысымы 100 МПа дейін және температурасы 1000°C дейінгі жағдайлар үшін су буы қасиеттерінің диаграммалары мен кестелері жасалынды [3]. Бұл

диаграммалар мен кестелер су буын пайдаланатын барлық жылу энергетикалық процестердің есептерін шығарғанда кеңінен қолданылады.

1.5. Термодинамикалық процесс

Жүйенің уақыт бойына термодинамикалық күйінің кез келген өзгерісін термодинамикалық процесс дейді. Мысалы, цилиндрдің поршені қозғалғанда оның көлемі, сонымен бірге цилиндрдің ішіндегі газдың қысымы мен температурасы өзгереді, сонда газды қысу немесе ұлғайту процестері жүргізіледі.

Жоғарыда айтылғандай, *тепе-теңдік күйінен шығарылған және қоршаған ортаның тұрақты параметрлері кезінде өз еркіне қойылған жүйе уақыт біраз өткеннен кейін тепе-теңдік күйіне оралады. Жүйенің мұндай өз еркімен тепе-теңдік күйіне оралуын релаксация дейді, ал жүйенің тепе-теңдік күйіне оралу уақытын релаксация уақыты дейді.* Ол әртүрлі процестер үшін әртүрлі болады: газда біркелкі қысым орнауы үшін 10^{-16} с керек болса, сол газдың көлеміндегі температураны тегістеу үшін оншақты минут қажет болады, ал қыздырылатын қатты дене көлеміндегі температураны тегістеу үшін бірнеше сағат керек болады.

Тепе-теңдік термодинамикалық процесс деп оны жүргізгенде жүйенің барлық параметрлері сәйкес релаксация процесімен салыстырғанда әжептәуір баяу өтетін процесті айтады. Бұл жағдайда жүйе әрдайым қоршаған ортамен тепе-теңдік күйде болады.

Тепе-теңдік процесс болуы үшін жүйе параметрлерінің өзгеру жылдамдығы мына байланысты қанағаттандыруы тиіс:

$$\frac{da}{d\tau} \ll c_p \approx \frac{\Delta a}{\tau_p}, \quad (1.8)$$

мұнда a — қарастырылып отырған процестегі ең баяу өзгертін параметр; c_p — сол параметрдің релаксация процесіндегі өзгеру жылдамдығы; τ_p — релаксация уақыты.

Мысалы, цилиндрдегі газды қысу процесін қарастырайық. Егер поршеньнің бір орыннан екінші орынға

қозғалу уақыты релаксация уақытына қарағанда едәуір үлкен болса, онда поршеньнің қозғалу процесінде қысым мен температура цилиндрдің барлық көлемінде тегістелініп үлгереді. Бұл тегістеліну молекулалардың үздіксіз соқтығысуымен қамтамасыз етіледі, осының нәтижесінде поршеньнен газға келтірілген энергия оларға әжептәуір тез және біркелкі үлестіріледі.

Егер поршеньнің келесі қозғалулары осылай болатын болса, онда жүйенің күйі әр уақытта іс жүзінде тепе-теңдікте болады.

Сонымен тепе-теңдік процесс үздіксіз бірінен соң бірі болатын тепе-теңдік күйлерден тұрады, сондықтан оның әр нүктесінде жүйенің термодинамикалық күйін осы жұмыстық дененің күй теңдеуімен сипаттауға болады. Сондықтан да классикалық термодинамика өзінің зерттеулерінде тек қана тепе-теңдік процестерге сүйенеді. Олар нақты процесті дәріптеуге қолайлы болады және көп жағдайларда есептердің шешімдерін елеулі жеңілдетуге мүмкіншілік туғызады.

Мұндай дәріптеу әбден дәлелденеді, өйткені (1.8) шарты іс жүзінде әжептәуір жиі орындалады. Солай болғандықтан газдарда механикалық ауытқулар дыбыс жылдамдығымен тарайды және цилиндрдегі газды қысу процесі тепе-теңдікте болады, өйткені поршеньнің қозғалу жылдамдығы дыбыс жылдамдығына қарағанда өте аз болады. Тепе-теңдік процестер қайтымды процестер болады.

Термодинамикада қайтымды процестер деп, оны тікелей және кері бағыттарда жүргізгенде жүйеде және қоршаған ортада қалдықты өзгерістер болмайтын процестерді айтады. Жаңа ғана қарастырылған тепе-теңдік қысу процесі қайтымды. Шынында, бұл процесте жүйенің күйі әр уақытта қоршаған ортаның параметрлерімен анықталады, сондықтан бұл параметрлердің біркелкі кері қарай өзгерулерінде жүйе сонымен қатар кері барлық күйлерден өтеді және қоршаған ортада ешқандай өзгеріс болдырмай бастапқы күйіне келеді.

Көрсетілген $\frac{da}{dt} \ll c_p$ шартын қанағаттандырмайтын процестер тепе-теңдік бұзу арқылы жүргізіледі және олар

теңсіздік процестер болады. Кез келген нақты процесс азды-көпті дәрежедегі теңсіздік процесс болады. Мысалы, қоршаған ортаның температурасын бірден үлкейтіп жіберсек, онда цилиндр ішіндегі газ оның қабырғасы арқылы қыза бастайды және қоршаған ортаның параметрлеріне сәйкес тепе-теңдік күйге релаксацияланады. Релаксация процесінде газ қоршаған ортамен тепе-теңдік жағдайда болмайды, сондықтан оны күй теңдеуімен сипаттауға болмайды, өйткені көлемнің әр нүктесінде газдың температурасы әртүрлі болады. Теңсіздік процестер қайтымсыз болады. Мұндай процестерді тікелей және кері бағытта жүргізгенде жүйе немесе қоршаған орта бастапқы күйлеріне қайтпайды. Теңсіздік процестің үлгілі мысалы ретінде температуралардың шеткі айырмашылығы бар жылу алмасу процесін келтіруге болады. Тәжірибе көрсеткеніндей, жылу әрдайым жоғары температуралы денелерден төменгі температуралы денелерге өтеді. Кері процесті тек қана қосымша энергия жұмсау арқылы жүргізуге болады және бұл кезде қоршаған ортада қалдықты өзгерістер болады. Жалпы алғанда барлық өз еркімен болатын релаксациялық процестер қайтымсыз болады.

II ТАРАУ

ТЕРМОДИНАМИКАНЫҢ БІРІНШІ ЗАҢЫ

2.1. Ішкі энергия

Жүйенің ішкі энергиясы мыналарды қамтиды:

1. бөлшектердің үдемелі, айналу және тербелу қозғалыстарының кинетикалық энергиясы;
2. бөлшектердің әрекеттестік потенциалды энергиясы;
3. атом қабықтарының электрондық энергиясы;
4. ішкі ядролық энергия.

Жылу энергетикалық процестердің көпшілігінде соңғы екі құраушы энергиялар өзгермейді. Сондықтан келешекте ішкі энергия ретінде молекулалар мен атомдардың үдемелі, айналу және тербелу қозғалыстарының кинетикалық энергиясын және молекулалардың өзара әрекеттестік потенциалды энергиясын түсінеміз.

Молекулалардың кинетикалық энергиясы температураның бір мағыналы функциясы болады, ал потенциалды энергияның шамасы молекулалардың орташа ара қашықтығына байланысты болады, олай болса газ алып тұрған көлемге тәуелді, сондықтан көлемнің бір мағыналы функциясы болады. Сонымен ішкі энергия дене күйінің бір мағыналы функциясы болады, демек осы күйді анықтайтын кез келген екі тәуелсіз параметрлердің функциясы болады:

$$U = \varphi_1(p, V); \quad U = \varphi_2(p, T); \quad U = \varphi_3(V, T).$$

Күрделі жүйенің ішкі энергиясы құрастырушы бөліктерінің ішкі энергияларының қосындысына тең болады, яғни аддитивтік қасиеті болады.

Массаның бірлігіндегі заттың ішкі энергиясын меншікті ішкі энергия дейді, олай болса

$$u = U / M.$$

СИ өлшемдер жүйесінде меншікті ішкі энергияның өлшем бірлігі $\frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$.

Ішкі энергия дене күйінің функциясы болғандықтан оның термодинамикалық процестегі өзгерісі Δu термодинамикалық процестің өзгешелігіне байланысты болмайды, сондықтан тек қана дененің бастапқы және соңғы күйімен анықталады:

$$\Delta u = \int_1^2 du = u_2 - u_1,$$

мұнда u_1 -дененің бастапқы күйіндегі ішкі энергиясының шамасы; u_2 -дененің соңғы күйіндегі ішкі энергиясының шамасы.

Математикалық көзқараста ішкі энергияның шексіз кіші өзгерісін оның меншікті көлем мен температураның функциясы түрінде көрсетсек, онда оның толық дифференциалы былай табылады:

$$du = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v dT + \left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T dv. \quad (2.1)$$

Идеалды газдың ішкі энергиясы оның молекулаларының ара әрекеттестік күштері болмағандықтан газдың көлеміне

немесе қысымына байланысты емес $\left[\left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T = 0, \left(\frac{\partial u}{\partial p} \right)_T = 0 \right]$,

тек қана оның температурасы арқылы табылады, сондықтан идеалды газдың ішкі энергиясының температура арқылы алынған туындысы оның толық дифференциалы болады:

$$\left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_p = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v = \frac{du}{dT}. \quad (2.2)$$

Техникалық термодинамиканың көпшілік есептерінде ішкі энергияның абсолюттік шамасы маңызды емес, бірақ әртүрлі термодинамикалық процестерде оның өзгерістері елеулі болады. Сондықтан ішкі энергияның санақ басын еркін алуға болады. Мысалы, идеалды газдардың ішкі энергиясы оның температурасы $t=0^\circ\text{C}$ кезінде нольге теңестіріледі.

2.2. Ұлғаю жұмысы

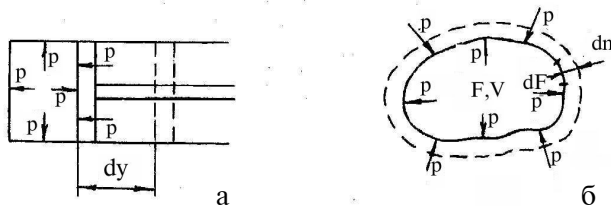
Жұмыс денеге әсер ететін күш пен оның қимыл жолының көбейтіндісіне тең. Қозғалмалы поршені бар цилиндр ішіндегі газды қарастырайық. Поршеньнің ауданы F болсын (2.1 а-суретінде). Егер газға біршама жылу келтірілсе, ол ұлғаяды, сонда поршеньнің әсер етіп тұрған сыртқы қысымына қарсы жұмыс істейді. Газ поршеньге pF күшімен әсер етеді де поршеньді dy аралығына жылжытып, элементар жұмыс $\delta L = pFdy$ жасайды (шексіз кіші шамалардың көрсетілу символдары әртүрлі болатын себебі δL шамасы dU шамасына қарағанда толық дифференциал болмайды). Ал Fdy жүйе көлемінің өсуін көрсетеді, демек

$$\delta L = pdV. \quad (2.3)$$

Көлемнің шекті өзгерулері үшін

$$L = \int_{V_1}^{V_2} p dV \quad (2.4)$$

Сыртқы қысым күштеріне қарсы жүйе көлемінің өсуіне байланысты істелінетін жұмыс ұлғаю жұмысы деп аталады. Жалпы жағдайларда (2.3) формуласы орынды және жұмыстық дене орналастырылған ыдыстың түріне байланысты болмайды. Мысалы, массасы M және көлемі V газ ауданы F созылғыш қабақ ішіне орналастырылған дейік. Қабықтың сыртынан қоршаған ортаның p тұрақты қысымы әсер етіп тұр.



2.1 - сурет. Ұлғаю жұмысын анықтау

Тағы да тепе-теңдік ұлғаю процесін қарастырайық, сонда қабықтың әрбір элементі dF бетке жүргізілген нормальмен dn аралығына жылжиды. Сонымен әрбір элементар ауданды жылжыту үшін, сәйкес элементар жұмыс $p dF dn$ істелінуі тиіс.

Жалпы жұмысты табу үшін осы элементар жұмыстардың қосындысын табу керек, сондықтан

$$\delta L = \int_F p dF dn = p \int_F dF dn .$$

2.1 б-суретінде көрсетілгендей, көлемнің өзгеруі dV аудан арқылы алынған интегралмен табылады:

$$dV = \int_F dF dn .$$

Соңғы екі теңдеулерді салыстыра отырып, (2.3) формуласы орынды болатынына көзімізді жеткіземіз. Сонымен жабық жүйе көлемінің өзгеру жұмысы қысым мен көлем өсуінің көбейтіндісіне тең болады. Қысым p әрдайым оң шама болғандықтан, δL мен dV белгілері бірдей болуы тиіс. Сондықтан:

- егер $dV > 0$, онда $\delta L > 0$, яғни ұлғаю процесінде дененің жұмысы оң шама болады және бұл жұмысты дене істейді;

- егер $dV < 0$, онда $\delta L < 0$, яғни қысу процесінде дененің жұмысы теріс шама болады. Бұлай болса дене жұмыс істемейді, ал оны қысуға сырттан жұмыс жасалынады.

СИ өлшемдер жүйесінде жұмыстың өлшем бірлігі болып джоуль (Дж) есептелінеді.

Жұмысты дененің 1 кг массасына шаққанда табатынымыз:

$$\ell = \frac{L}{M};$$
$$\delta \ell = \frac{\delta L}{M} = \frac{pdV}{M} = p d \frac{V}{M} = p dv . \quad (2.5)$$

1 кг газдан тұратын жүйенің жұмысы сыбағалы жұмыс деп аталады және былай табылады:

$$\ell = \int_{v_1}^{v_2} p dv . \quad (2.6)$$

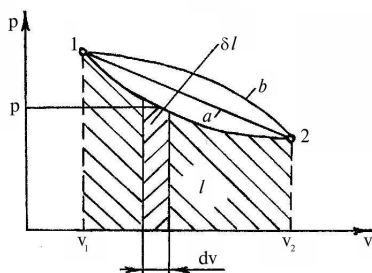
Жалпы алғанда қысым p айнымалы шама болады, сондықтан (2.6) интегралдау үшін қысымның өзгеру заңын білу қажет, яғни $p=f(v)$.

(2.3) – (2.6) формулалары тек қана тепе-теңдік процестерге орынды және бұл процестер кезінде жұмыстық

дененің қысымы қоршаған ортаның қысымына тең болуы шарт.

Термодинамикада тепе-теңдік процестерді зерттеу үшін p, v — диаграммасы кеңінен пайдаланылады және бұл диаграмманы салғанда абцисса осіне меншікті көлемді, ал ордината осіне қысымды қоямыз.

Термодинамикалық жүйенің күйі екі параметр арқылы анықталатын болғандықтан, ол диаграммада нүкте арқылы көрсетіледі. 2.2 - суретінде нүкте 1 жүйенің бастапқы күйіне, ал нүкте 2 оның соңғы күйіне сәйкес болады. 12 сызығы жұмыстық дененің v_1 — ден, v_2 — ге дейін ұлғаю процесін көрсетеді.



2.2- сурет. Жұмыстың p, v — координаталарында графикалық көрсетілуі

Көлемнің шексіз кіші өзгеруінде dv вертикаль сызықтармен шектелген тілімнің ауданы $p dv = \delta l$ тең, сондықтан 12 процесінің жұмысы процесінің сызығымен, абцисса осімен және шеткі ординаталармен шектелген ауданға тең болады. Сонымен көлем өзгеру жұмысы p, v — диаграм-

масында процесс сызығының астындағы ауданға балама болады.

Жүйенің 1-ші күйден 2-ші күйге өту жолдарына (мысалы, 12, 1a2 немесе 1b2) сәйкес өздерінің ұлғаю жұмыстары болады: $\ell_{1b2} > \ell_{1a2} > \ell_{12}$. Сондықтан жұмыс термодинамикалық процестің өзгешелігіне байланысты болады және қысыммен, температурамен және т.б салыстырғанда жүйенің күй функциясы болмайды. Екінші жағынан, $\int p dv$ интегралдау жолына тәуелді болады, сондықтан элементар жұмыс δl жұмыстың толық дифференциалы бола алмайды және (2.1) сияқты байланыспен көрсетуге болмайды.

Жұмыс әрдайым кеңістікте макроскопиялық денелердің қозғалуымен байланысты болады, мысалы, поршеньнің қозғалуы, қабық түрінің өзгеруі, сондықтан ол бір денеден

екінші денеге энергияның реттелініп берілуін сипаттайды және берілген энергияның шамасын көрсетеді.

Элементар жұмыс көлемнің өзгеруіне пропорционал болғандықтан жылу энергиясын механикалық энергияға айналдыру үшін қолданылатын жұмыстық дене ретінде көлемін біраз үлкейтуге болатын денелерді алған қолайлы болады. Мұндай қасиет газдарға және сұйық буларына тән. Мысалы, жылу электр станцияларында жұмыстық дене ретінде су буы пайдаланылады, ал іштен жанатын қозғалтқыштарда әртүрлі отындардың газ тәрізді жану өнімдері қолданылады.

2.3. Жылулық

Макрофизикалық энергия алмасудан, яғни жұмыстан басқа микрофизикалық энергия алмасуы болуы мүмкін және ол молекула деңгейінде жүйе мен қоршаған орта арасында болады. Бұл жағдайда энергия жүйеге жұмыс жасалынбай берілуі мүмкін. Берілген энергияның шамасын жылулық көрсетеді.

Жылулық денелердің өзара тікелей жанасуы арқылы (жылу өткізгіштік, конвекция) немесе аралықта (сәулелік) берілуі мүмкін, әлбетте барлық жағдайда бұл процесс тек қана денелер арасында температуралар айырмашылығы болғанда ғана жүреді.

Элементар жылулық δQ элементар жұмыс δL сияқты жылулықтың толық дифференциалы болмайды.

Сонымен ішкі энергия жүйенің қасиетін және күйін сипаттаса, жылулық пен жұмыс жүйенің қоршаған ортамен механикалық және жылулық әрекеттестігінің процестердегі энергетикалық сипаттамасы болады. Олар белгілі процесте жүйеге оның шекарасы арқылы берілген энергияның мөлшерін көрсетеді.

2.4. Термодинамиканың бірінші заңының аналитикалық көрсетілуі

Термодинамиканың бірінші заңы жылу құбылыстары үшін қолданылатын жалпы энергияның сақталу және айналдыру заңының дербес жағдайы болады. Энергияны

айналдыру және сақталу заңы табиғаттың маңызды заңы және ол өте көп тәжірибелердің мәліметтерін қорыта келе табылды, сонымен қатар табиғаттағы барлық құбылыстарда қолданылады. Бұл заң бойынша энергия жоғалмайды және жаңадан пайда болмайды, ол бір түрден екінші түрге айналады, әрі энергияның бір түрінің азаюы оның екінші түрінің балама көбеюіне соқтырады. Көлемі V , массасы M , температурасы T және қысымы p жұмыстық денеге сырттан шексіз кіші жылулық δQ берілді дейік. Осының нәтижесінде дене қызады да температурасы dT -ға өседі және көлемі dV –ға ұлғаяды. Дене температурасының жоғарылауы оның бөлшектерінің кинетикалық энергиясының өсуін көрсетеді, ал дене көлемінің өсуі молекулалардың ара қашықтығын үлкейтеді. Нақты газ молекулаларының өзара тартылыс күштері болғандықтан олардың потенциалды энергиясы көбейеді. Осылардың нәтижесінде дененің ішкі энергиясы dU –ға өседі. Жұмыстық денеге қоршаған ортаның қысымы әсер етеді, сондықтан ол ұлғайғанда осы сыртқы қысым күштеріне қарсы механикалық δL жұмысын жасайды. Жүйеде басқа ешқандай өзгерістер болмағандықтан энергия сақталу заңы бойынша

$$\delta Q = dU + \delta L, \quad (2.7)$$

яғни жүйеге берілген жылулық оның ішкі энергиясының өсуіне және сыртқы жұмыс істеуге кетеді. Табылған теңдеу термодинамиканың бірінші заңының математика түрінде жазылуы деп есептелінеді. Бұл байланыстың әрбір мүшесі оң, теріс және нольге тең болуы мүмкін. Кейбір жағдайларды қарастырайық:

1. $\delta Q = 0$. Жүйе мен қоршаған орта арасында жылу алмасуы жоқ, яғни жүйеге жылулық келтірілмейді және одан алынбайды. *Жылу алмасуы жоқ процесті адиабаталық процесс дейді.* Бұл процесс үшін (2.7) теңдеуі мынадай түрге келеді:

$$\delta L = -dU, \quad (2.8)$$

сонымен жүйенің адиабаталық процесте жасайтын жұмысы оның ішкі энергиясының кемуіне тең болады. Адиабаталық қысу процесінде жұмыстық денеге сырттан жұмсалған жұмыс оның ішкі энергиясының өсуіне кетеді;

2. $\delta L = 0$. Бұл кезде дененің көлемі өзгермейді. Мұндай процесті изохоралық процесс дейді. Бұл процесс үшін:

$$\delta Q = dU, \quad (2.9)$$

сонымен көлем тұрақты кезінде жүйеге келтірілген жылулық оның ішкі энергиясының өсуіне кетеді;

3. $\delta U = 0$. Бұл кезде дененің ішкі энергиясы өзгермейді. Сонда

$$\delta Q = \delta L, \quad (2.10)$$

сонымен жүйеге берілген жылулық балама жұмыс істеу үшін кетеді.

1 кг жұмыстық денеден тұратын жүйе үшін (2.7) теңдеуі мына түрге келеді:

$$\delta q = du + \delta \ell. \quad (2.11)$$

Берілген процесс үшін (2.7) және (2.11) теңдеулерін интегралдасақ, онда термодинамиканың бірінші заңының формуласын табамыз:

$$Q = \Delta U + L \text{ немесе } q = \Delta u + \ell, \quad (2.12)$$

$$\text{мұнда } \Delta U = U_2 - U_1, \quad \Delta u = u_2 - u_1.$$

2.5. Газдардың жылу сыйымдылығы

Дене күйінің шексіз кіші өзгергеніндегі алған жылулық мөлшері, δQ – дің осы өзгеріске байланысты дене температурасы өзгеруі dT – га қатынасын дененің осы процестегі толық жылу сыйымдылығы дейді. Осы анықтама бойынша:

$$C = \delta Q / dT.$$

Әдетте жылу сыйымдылықтың шамасын зат мөлшерінің бірлігінде көрсетеді, осыған байланысты ол былай ажыратылады:

1. сыбағалы массалық жылу сыйымдылықты толық жылу сыйымдылықты заттың 1 кг массасына шаққанда табады және ол СИ өлшемдер жүйесінде $\frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$ өлшенеді, белгіленуі c ;

2. сыбағалы көлемдік жылу сыйымдылықты толық жылу сыйымдылықты заттың әдеттегі физикалық жағдайдағы 1м^3

көлеміне шаққанда табады және ол СИ өлшемдер жүйесінде

$\frac{\text{Дж}}{\text{м}^3 \cdot \text{К}}$ өлшенеді, белгіленуі c' ;

3. сыбағалы мольдік жылу сыйымдылықты толық жылу сыйымдылықты заттың 1 киломоляна шаққанда табады және

СИ өлшемдер жүйесінде $\frac{\text{Дж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}$ өлшенеді, белгіленуі μc .

Сыбағы жылу сыйымдылықтардың арасында айқын байланыстар бар.

$$c = \frac{\mu c}{\mu}; \quad c' = \frac{\mu c}{22,4}; \quad c' = c \rho_g \quad (2.13)$$

мұнда $22,4 \text{ м}^3$ және ρ_g - газдың әдеттегі физикалық жағдайдағы 1 киломоляның көлемі және оның тығыздығы.

Бірдей мөлшердегі жылулықтың берілуінің әсерімен газдың температурасының өзгеруі жүргізілген процестің өзгешелігіне байланысты болады, сондықтан жылу сыйымдылық процестің функциясы болады. Осыдан жүргізілетін процестерге байланысты жұмыстық денені бір градусқа қыздыру үшін әртүрлі мөлшердегі жылулық керек. Жылу сыйымдылықтың шамасы $(+\infty) - \text{тен } (-\infty) - \text{ке дейін}$ өзгереді.

Термодинамикалық есептерде өте маңызды болып мыналар саналады:

- қысым тұрақты кездегі жылу сыйымдылық

$$c_p = \delta q_p / dT, \quad (2.14)$$

ол қысым тұрақты процесінде денеге берілген жылулық мөлшері δq_p - ның дене температурасының өсуі dT - ға қатынасына тең болады;

- көлем тұрақты кездегі жылу сыйымдылық

$$c_v = \delta q_v / dT, \quad (2.15)$$

ол көлем тұрақты процесінде денеге берілген жылулық мөлшері δq_v - ның дене температурасының өсуі dT - ға қатынасына тең болады.

Жабық жүйелер үшін термодинамиканың бірінші заңы бойынша

$$\delta q = du + \delta \ell = du + p dv. \quad (2.1) \text{ байланысын ескерсек,}$$

онда

$$\delta q = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v dT + \left[\left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T + p \right] dv. \quad (2.16)$$

Изохоралық процесс ($v = \text{const}$) үшін бұл теңдеу мына түрге келеді:

$$\delta q_v = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v dT. \quad (2.17)$$

Сонымен көлем тұрақты кездегі дененің жылу сыйымдылығы оның ішкі энергиясының температура арқылы алынған дербес туындысына тең болады және ол изохоралық процесте температураның өсуіне байланысты ішкі энергияның өсу қарқынын сипаттайды.

Идеалды газ үшін (2.2) ескере отырып, мынаны табамыз:

$$c_v = du / dT. \quad (2.18)$$

Изобаралық процесс ($p = \text{const}$) үшін (2.16) және (2.14) теңдеулерінен мынаны табамыз:

$$c_p = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v + \left[\left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T + p \right] \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p,$$

немесе

$$c_p = c_v + \left[\left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T + p \right] \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p. \quad (2.19)$$

Бұл теңдеу c_p және c_v жылу сыйымдылықтарының арасындағы байланысты көрсетеді. Идеалды газ үшін бұл теңдеу едәуір жеңілдетіледі. Шынында да идеалды газдың ішкі энергиясы тек қана оның температурасымен табылады және

оның көлеміне байланысты болмайды, сондықтан $\left(\frac{\partial U}{\partial v} \right)_T = 0$,

сонымен қатар (1.3) күй теңдеуінен мынау шығады

$$p \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right) = R.$$

Осыдан

$$c_p = c_v + R. \quad (2.20)$$

Табылған байланыс Майер теңдеуі деп аталады.

Изохоралық процесте ($v = \text{const}$) газға берілген жылулық оның ішкі энергиясының өсуіне кетеді, ал изобаралық

процесте ($p = \text{const}$) келтірілген жылулық газдың ішкі энергиясын үлкейту үшін және сыртқы күштерге қарсы жұмыс істеу үшін кетеді. Сондықтан c_p –ның c_v –дан осы жұмыстың шамасындай артықшылығы болады. Сонымен газдың тұрақты саны R бір килограмм газды қысым тұрақты кезінде бір кельвинге қыздырғанда болатын ұлғаю жұмысына тең болады. Нақты газдар үшін $c_p - c_v)R$, өйткені қысым тұрақты кезінде нақты газ ұлғайғанда сыртқы күштерге қарсы жұмыс істелінуімен қатар молекулалардың өзара тартылыс, күштеріне қарсы жұмыс істелінуі тиіс, сондықтан бұл қосымша жылулық жұмсалуды қажет етеді.

Әдетте жылу сыйымдылық эксперимент арқылы табылады, бірақ біраз заттар үшін оларды статистикалық физиканың әдістерімен табады.

Идеалды газдың жылу сыйымдылығының шамасын классикалық жылу сыйымдылық теориясынан табуға болады. Ал бұл теория энергия молекулалардың еркіндік дәрежелеріне біркелкі таралады деген теоремаға негізделген. Бұл теорема бойынша идеалды газдың ішкі энергиясы молекулалардың еркіндік дәрежелеріне тікелей пропорционал болады және бір еркіндік дәрежеге $kT/2$ энергия шамасы келеді. Газдың бір моліне

$$U_\mu = \frac{i}{2} N_0 kT = \frac{i}{2} \mu RT,$$

мұнда N_0 - Авагадро саны; i – еркіндік дәреже (молекула-ның кеңістікте тұрған орнын толық анықтау үшін берілетін тәуелсіз координаталар саны).

Бір атомды газ молекуласының координата осьтерінің бағыттарына сәйкес үш еркіндік дәрежесі бар және айтылған бағыттармен оның үдемелі қозғалысын ажыратуға болады. Екі атомды газ молекуласының бес еркіндік дәрежесі болады, өйткені үдемелі қозғалыспен қатар ол атомдарды жалғастыратын сызыққа перпендикуляр екі ось арқылы айналуы мүмкін (Егер атомдарды нүкте деп есептесек, онда атомдарды жалғайтын ось арқылы айналу энергиясы нольге тең болады). Үш атомды және көп атомды газдар молекулаларының алты еркіндік дәрежесі болады: үш үдемелі және үш айналу.

Идеалды газ үшін

$$\mu C_v = \frac{dU_\mu}{dT} = \frac{i}{2} \mu R$$

болғандықтан бір, екі және көп атомды газдардың мольдік жылу сыйымдылықтары мыналарға тең болады:

$$\mu c_v = \frac{3}{2} \mu R = 12,5 \left(\frac{\text{кДж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}} \right);$$

$$\mu c_v = \frac{5}{2} \mu R = 20,8 \left(\frac{\text{кДж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}} \right);$$

$$\mu c_v = \frac{6}{2} \mu R = 24,9 \left(\frac{\text{кДж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}} \right).$$

Классикалық жылу сыйымдылық теориясының нәтижелері бөлменің температуралар аймағында (2.1 кестесі) эксперимент мәліметтерімен әжептәуір жақсы қиылыстырылады, бірақ жылу сыйымдылықтың температураға байланысты емес деген қорытындысын дәлелдемейді. Бұл айырмашылықтар әсіресе төменгі және әжептәуір жоғарғы температуралар аймақтарында өте елеулі, молекулалардың кванттық жүрістеріне байланысты болады және кванттық жылу сыйымдылық теориясының шеңберінде түсіндіріледі.

2.1- кесте

Кейбір газдардың $t = 0^\circ \text{C}$ идеалды газ күйіндегі жылу сыйымдылықтары.

Газ	Химиялық формуласы	Еркіндік дәрежесі	Мольдік жылу сыйымдылығы, $\frac{\text{кДж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}$	$\kappa = c_p / c_v$
Гелий	He	3	12,60	1,660
Аргон	Ar	3	12,48	1,660
Оттегі	O ₂	5	20,96	1,397
Сутегі	H ₂	5	20,30	1,410
Азот	N ₂	5	20,80	1,400
Метан	CH ₄	6	26,42	1,315
Аммиак	NH ₃	6	26,67	1,313
Комірте- гінің диоксиді	CO ₂	6	27,55	1,302

Кванттық жылу сыйымдылық теориясы алдымен энергия еркіндік дәрежелермен біркелкі таралады деген теореманың төменгі және жоғарғы температуралар аймақтарында әділетсіздігін дәлелдейді. Газдың температурасы төмендегенде оның молекулаларының еркіндік дәрежесінің санында “қатып қалу” процесі болады. Сонда екі атомды молекуланың айналу еркіндік дәрежесі “қатып қалады”, сондықтан бұл молекулада бес еркіндік дәреженің орнына үш еркіндік дәреже қалады, сонымен мұндай газдың ішкі энергиясы мен жылу сыйымдылығы аздау болады. Температура өскенде көп атомды молекулалардың ішкі еркіндік дәрежелері қозады және бұл атомдардың тербелмелі қозғалысына байланысты болады (молекула осциллятор болады). Осыған байланысты ішкі энергия өседі, сонымен қатар жылу сыйымдылық температураның өсуіне байланысты үлкейе бастайды.

Нақты газдың жылу сыйымдылығы сөл ғана қысымға тәуелді болады. Нақты газдың жылу сыйымдылығы температурамен тығыз байланыста болғандықтан оның жылу сыйымдылықтары нақты және орташа деп ажыратылады.

Берілген процесітегі t_1 – ден t_2 – ге дейінгі температуралар аралығындағы газдың орташа жылу сыйымдылығы деп газға берілген жылулық мөлшерінің соңғы және бастапқы температуралар айырмашылығына қатынасын айтады.

Сонда

$$c_{\text{op}} \Big|_{t_1}^{t_2} = \frac{q}{t_2 - t_1}. \quad (2.21)$$

Нақты жылу сыйымдылық деп, газдың қарастырылып отырған температурадағы жылу сыйымдылығын айтады. Сондықтан

$$c = \delta q / dT. \quad (2.22)$$

(2.22) байланысынан мынаны табамыз:

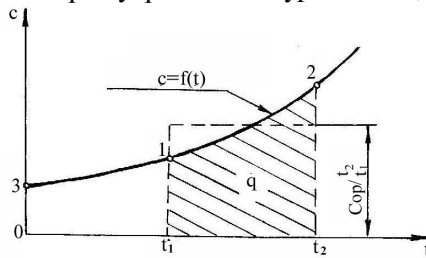
$$q = \int_{t_1}^{t_2} c dT. \quad (2.23)$$

Табылған байланысты ескере отырып, (2.21) формуласын мына түрге келтіреміз:

$$c_{\text{op}} \Big|_{t_1}^{t_2} = \int_{t_1}^{t_2} \frac{c dT}{t_2 - t_1}.$$

Практикалық есептер үшін барлық заттардың жылу сыйымдылықтарын кестеге жинақтайды, сонымен бірге кестенің көлемін кішірейту үшін орташа жылу сыйымдылықтарды 0-ден $t^0\text{C}$ -ға дейінгі температуралар аралығына келтіреді [3.4].

Айтылған кестелерден орташа жылу сыйымдылықты анықтау әдістемесін түсіну үшін 2.3- суретін пайдаланамыз.



2.3- сурет. Нақты жылу сыйымдылықтың температурамен байланысы

Бір килограмм денені t_1 -ден t_2 -ге дейін қыздыру үшін керекті жылулық мөлшері $q = \int_{t_1}^{t_2} c dT$ көлбеген сызықтармен көрсетілген ауданға балама болады. Оны тең ауданды төртбұрышпен ауыстыруға болады және бұл төртбұрыштың табаны $(t_2 - t_1)$, ал биіктігі орташа жылу сыйымдылық $c_{op} \Big|_{t_1}^{t_2}$ тең болады, сонда $q = c_{op} \Big|_{t_1}^{t_2} (t_2 - t_1)$. Осылай 1 кг жұмыстық денені 0-ден t_1 -ге және 0-ден t_2 -ге дейін қыздыру үшін $q_1 = c_{op} \Big|_0^{t_2} \cdot t_1$ және $q_2 = c_{op} \Big|_0^{t_2} \cdot t_2$ жылулық мөлшерлері керек, екінші жағынан олар $31t_1\text{O}$ және $32t_2\text{O}$ аудандарына балама болады. Сонда бұл аудандардың айырмашылығы суреттегі көлбеген сызықтармен көрсетілген ауданға тең болады. Сонымен

$$q = q_2 - q_1 = c_{op} \Big|_0^{t_2} \cdot t_2 - c_{op} \Big|_0^{t_1} \cdot t_1 = c_{op} \Big|_{t_1}^{t_2} \cdot (t_2 - t_1),$$

осыдан

$$c_{op} \Big|_{t_1}^{t_2} = \frac{c_{op} \Big|_0^{t_2} \cdot t_2 - c_{op} \Big|_0^{t_1} \cdot t_1}{t_2 - t_1}. \quad (2.24)$$

Барлық баяндаманы мольдік және көлемдік жылу сыйымдылықтарға қолдануға болады.

2.6. Энтальпия

Термодинамикада энтальпия маңызды роль атқарады және оның шамасы жүйенің ішкі энергиясы U мен жүйе қысымының p оның көлеміне V көбейтіндісінің қосындысына тең болады. Сонымен

$$H = U + pV. \quad (2.25)$$

Энтальпияны құрастырушы шамалар күй функциялары болғандықтан, энтальпияның өзі күй функциясы болады, сондықтан оны кез келген екі тәуелсіз параметрлердің функциясы арқылы көрсетуге болады. Ендеше

$$H = \psi_1(p, V); \quad H = \psi_2(V, T); \quad H = \psi_3(p, T).$$

СИ өлшемдер жүйесінде энтальпия джоульмен (Дж) өлшенеді. Энтальпияның аддитивтік қасиеті бар.

$$h = u + pv, \quad (2.26)$$

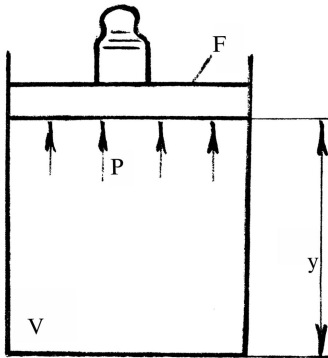
шамасы меншікті энтальпия деп аталады және бір килограмм заттан тұратын жүйенің энтальпиясын көрсетеді. СИ өлшемдер жүйесінде меншікті энтальпия Дж/кг өлшенеді.

Энтальпия күй функциясы болғандықтан dH оның толық дифференциалы болады. Сондықтан кез келген процестегі энтальпияның өзгерісі дененің тек қана бастапқы және соңғы күйлерімен анықталады және процестің өзгешеліктерімен байланысты болмайды. Сонымен

$$\Delta H = \int_1^2 dH = H_2 - H_1.$$

Энтальпияның физикалық мәнін мына мысал арқылы түсіндіруге болады. Цилиндр ішінде поршень астында газ орналастырылған (2.4-суретінде). Газдан және жүгі бар поршеньнен тұратын ұлғайған жүйенің толық энергиясы E газдың ішкі энергиясынан U және жүгі бар поршеньнің потенциалды энергиясынан $pFu = pV$ тұрады, демек

$$E = U + pV = H.$$



2.4-сурет. Энтальпияның физикалық мәнін анықтау

Көлемі V газды вакуумнан қысымы p кеңістікке келтіру үшін жұмыс істелінуі қажет және оның шамасы pV сыртқы қысыммен қысылған газдың потенциалды энергиясын сипаттайды.

Сонымен кез келген термодинамикалық жүйенің энтальпиясы жүйенің ішкі энергиясының және сыртқы қысым көзінің потенциалды энергиясының қосындысына тең болады.

$$\delta q = du + p dv,$$

егер жұмыстың жалғыз түрі ұлғаю жұмысы болса, онда мына байланысты ескере отырып

$$p dv = d(pv) - v dp$$

мынадай түрге келтіруге болады:

$$\delta q = d(u + pv) - v dp$$

немесе

$$\delta q = dh - v dp. \quad (2.27)$$

Егер изобаралық процесс ($p = \text{const}, dp = 0$) жүргізілсе, онда

$$\delta q_p = dh \quad (2.28)$$

және

$$q_p = h_2 - h_1. \quad (2.29)$$

Сонымен қысым тұрақты кезінде келтірілген жылулық осы жүйе энтальпиясының өзгеруіне жұмсалады. Есептер шығарғанда бұл формула өте көп қолданылады, өйткені жылу энергетикасында жылулық келтіру процестерінің көпшілігі (бу қазандарында, газ турбиналары мен реактивтік қозғалтқыштардың жану камераларында, жылу алмастыру аппараттарында), сонымен қатар химия технологиясының бір қатар процестері және т.б. қысым тұрақты болғанда іске асырылады. Осыларға байланысты термодинамикалық қасиеттер кестелерінде әдетте энтальпияның шамасы

келтіріледі, сонымен қатар ішкі энергияның шамасы берілмейді.

Идеалды газ үшін (2.18) және (1.3) ескере отырып, мынаны табамыз:

$$dh = du + d(pv) = c_v dT + R dT = (c_v + R) dT = c_p dT. \quad (2.30)$$

Энтальпияның санақ басын ішкі энергияның санақ басындай 0°C деп аламыз:

$$h = \int_0^t c_p dT = c_{p\text{ор}} \Big|_0^t \cdot t. \quad (2.31)$$

Практикалық есептерде соңғы процестегі энтальпияның өзгеруі маңызды болады

$$\Delta h = h_2 - h_1 = \int_{t_1}^{t_2} c_p dT = c_{p\text{ор}} \Big|_0^{t_2} \cdot t_2 - c_{p\text{ор}} \Big|_0^{t_1} \cdot t_1. \quad (2.32)$$

III ТАРАУ

ТЕРМОДИНАМИКАНЫҢ ЕКІНШІ ЗАҢЫ

3.1. Энтропия

Жоғарыда көрсетілгеніндей, $\delta q = du + p dv$ шамасы толық дифференциал болмайды. Шынында да бұл байланыстың оң жағын интегралдау үшін қысымның p көлеммен v байланысын білу қажет, яғни газдың жүргізетін процесінің түрін білу керек.

Математика дәлелдегеніндей, дифференциалды екі мүшелікті әрқашан интегралдық көбейткішке (немесе бөлгішке) көбейтіп (немесе бөліп), толық дифференциалға айналдыруға болады. Осындай элементар жылулық мөлшері δq – ге интегралдық бөлгіш болып абсолюттік температура T есептелінеді. Осыны идеалды газ үшін көрсетейік:

$$\frac{\delta q}{T} = \frac{c_v dT + p dv}{T} = c_v \frac{dT}{T} + R \frac{dv}{v}. \quad (3.1)$$

Газ күйінің тепе-теңдік өзгерісінде $\delta q / T$ формуласы кейбір күй функциясының толық дифференциалы болады. Оны энтропия* дейді. Бір килограмм газ үшін ол s әрпімен белгіленеді және СИ өлшемдер жүйесінде ол $\frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$ өлшенеді. Еркін мөлшердегі газдың энтропиясы $S = Ms$ және СИ өлшемдер жүйесінде $\frac{\text{Дж}}{\text{К}}$ өлшенеді.

Сонымен аналитикалық әдіспен энтропия былай табылады:

$$ds = \delta q / T. \quad (3.2)$$

Басқа кез келген күй функциялары сияқты, энтропияны кез келген екі тәуелсіз параметрлерінің функциясы түрінде көрсетуге болады. Сонда

$$s = \xi_1(p, v); \quad s = \xi_2(p, T); \quad s = \xi_3(v, T).$$

Жүйенің берілген күйінің энтропиясының шамасы (3.2) теңдеуін интегралдау арқылы табылады:

* Алғашқы рет энтропияны термодинамиканың екінші заңының негізінде енгізген Р.Клаузиус болатын.

$$s = \int \frac{\delta q}{T} + s_0,$$

мұнда S_0 - интегралдаудың тұрақты саны.

Абсолюттік нольге жақын температураларда барлық белгілі газдар сұйыққа айналған күйде болады.

В.Нернст (1906 ж.) эксперимент арқылы анықтады, ал М.Планк (1912ж.) біржолата мынадай принцип тұжырымдады: температура абсолюттік нольге өте жақындағанда реттелген кристалдық құрылысты газдың сұйыққа айналған күйдегі энтропиясы нольге өте жақындайды:

$$T = 0 \text{ К болғанда } s_0 = 0$$

Бұл заң термодинамиканың үшінші заңы деп саналады немесе Нернсттің жылулық теоремасы делінеді. Ол энтропияның абсолюттік шамасын есептеуге көмегін тигізеді, ал ішкі энергия мен энтальпия еркін деңгейден есептеледі.

Техникалық термодинамикада әдетте энтропияның толық шамасы қолданылмайды, бірақ жүргізілген процесте оның өзгеруін табады:

$$\Delta s = s_2 - s_1 = \int_1^2 \frac{\delta q}{T}, \quad (3.3)$$

сондықтан энтропияны еркін алынған деңгейден санайды.

Идеалды газдың энтропиясының өзгеруін есептеуге көмегін тигізетін формулаларды табайық.

Бұл үшін (3.1) теңдеуін $c_v = \text{const}$ деп, интегралдаймыз. Сонда:

$$s_2 - s_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{v_2}{v_1}. \quad (3.4)$$

Клапейрон теңдеуінен жүйенің 1 және 2 күйлеріне мынау шығады:

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{p_2 v_2}{p_1 v_1}, \quad \frac{v_2}{v_1} = \frac{T_2 p_1}{T_1 p_2}.$$

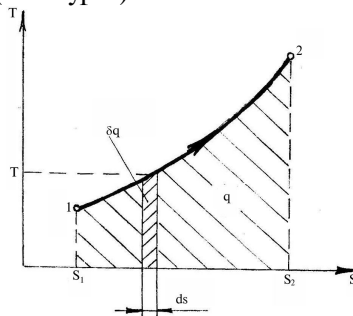
(3.4) теңдеуіне T_2/T_1 және v_2/v_1 қатынастарын қойсақ, идеалды газдың энтропиясының өзгеруін табуға арналған формулалар шығады:

$$s_2 - s_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} - R \ln \frac{p_2}{p_1}, \quad (3.5)$$

$$s_2 - s_1 = c_v \ln \frac{p_2}{p_1} + c_p \ln \frac{v_2}{v_1}. \quad (3.6)$$

Энтропия жұмыстық дененің күй функциясы болғандықтан (3.4) – (3.6) формулаларын жұмыстық дененің 1 және 2 күйлерінің арасындағы өту жолдарына қарамастан қолдануға болады, тіпті бұл өту жолдары тепе-теңдік болса да, болмаса да.

Энтропия ұғымы термодинамикалық есептер шығару үшін өте қолайлы T, s – диаграммасын енгізуге мүмкіндік береді және бұл диаграммада (p, v – диаграммасы сияқты) термодинамикалық жүйе күйін нүкте арқылы көрсетуге болады, ал тепе-теңдік термодинамикалық процесс сызық арқылы көрсетіледі (3.1- сурет).



3.1 - сурет. Жылулықтың T, s – координаталарында графикалық көрсетілуі.

(3.2) теңдеуінен тепе-теңдік процесс үшін мынау шығады:

$$\delta q = T ds \quad (3.7)$$

және

$$q = \int_1^2 T ds. \quad (3.8)$$

T, s – диаграммасында элементар жылулық δq биіктігі T және табаны ds элементар аудан арқылы көрсетіледі, ал процесс сызығымен, шеткі ординаталармен және абсисса осімен шектелген аудан процестің жылулығына балама болады.

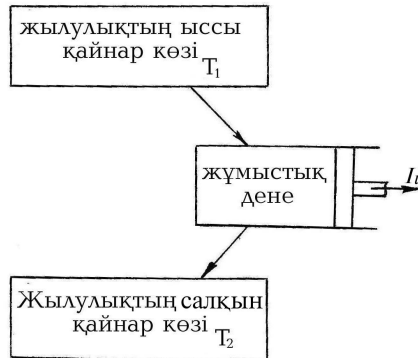
(3.7) формуласы көрсеткеніндей, ds -тің және δq -дің бірдей белгілері болуы керек, сондықтан тепе-теңдік процесте энтропияның өзгеру өзгешелігіне қарай жылу алмасу бағытын байқауға болады. Дене қызғанда ($\delta q > 0$), оның энтропиясы өседі ($ds > 0$). Егер дене салқындаса ($\delta q < 0$), оның энтропиясы кемиді ($ds < 0$).

3.2. Екінші заңның жалпы тұжырымдалуы

Термодинамиканың бірінші заңына сүйенсек, онда қозғалтқышта жылу және механикалық энергияларды бір-біріне айналдыру тек қана балама мөлшерлерде болуы тиіс. *Энергия жұмсамай жұмыс беретін қозғалтқышты мәңгі қозғалтқыштың бірінші түрі дейді.* Мұндай қозғалтқыштың болмайтыны анық, өйткені ол термодинамиканың бірінші заңына қайшы келеді. Сондықтан бірінші заңды былай тұжырымдауға болады: бірінші түрдегі мәңгі қозғалтқыш болуы мүмкін емес.

1755 ж. Француз Ғылым Академиясы осыдан әрі қарай қандай да болмасын мәңгі қозғалтқыштардың жобасын қарамайды деп жариялады.

Жылулық пен жұмыс балама бола тұра, екеуінің бір-біріне айналу процестері әр түрлі болады. Тәжірибе көрсететініндей, механикалық энергияны жылулыққа толық айналдыруға болады, мысалы, үйкеліс арқылы, ал жылулықты толайым механикалық энергияға айналдыруға болмайды. Көп жылдар бойы осындай процесс жасаймыз деген талаптар мүлдем жоққа шықты. Бұл термодинамиканың екінші заңына байланысты болады. Оның мәнін білу үшін жылу қозғалтқышының принципиалды схемасын қарастырайық (3.2-сурет). Тәжірибе көрсеткеніндей, жылу қозғалтқыштарының бірі қалмастан бәрінде жылулықтың ыссы қайнар көзі, тұйық айналма процесс-цикл жасайтын жұмыстық дене және жылулықтың салқын қайнар көзі болуы қажет.

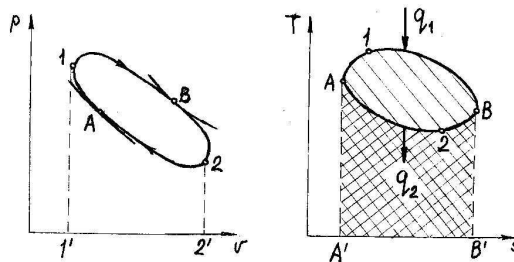


3.2 – сурет. Жылу қозғалтқышының термодинамикалық схемасы

Әлбетте жылу қозғалтқыштарында жылулықтың ыссы қайнар көзі болып отынның химиялық жану реакциясы немесе ішкі ядролық реакциялар табылады, ал жылулықтың салқын қайнар көзі ретінде атмосфера алынады. Жұмыстық дене ретінде, жоғарыда айтылғандай, газдар немесе булар пайдаланылады.

Қозғалтқыш былай жұмыс істейді (3.3 - сурет).

1В2 сызығымен ұлғайып, жұмыстық дене 1В2'1' ауданына тең жұмыс жасайды. Үздіксіз жұмыс істейтін жылу машинасында бұл процесс бірнеше рет қайталануы тиіс. Бұл үшін жұмыстық денені бастапқы күйге қайтара білу керек. 2В1 процесі арқылы мұндай ауысуды істеуге болады, бірақ бұл кезде жұмыстық денемен соншалықты жұмыс істеу қажет. Мұндай процестің мағынасы болмайтыны анық, өйткені қорытынды жұмыс-циклдің жұмысы нольге тең болады.



3.3-сурет. p , v және T,s – координаталарындағы айналма процесс (цикл)

Қозғалтқыш үздіксіз механикалық энергия өндіруі үшін ұлғаю жұмысының шамасы қысу жұмысының шамасынан үлкен болуы керек. Сондықтан қысу процесінің сызығы 2A1 ұлғаю процесінің сызығынан төмен болуы тиіс. 2A1 процесінде жұмсалған жұмыс 2A11'2' ауданымен көрсетіледі. Осының нәтижесінде жұмыстық дененің әр килограммы цикл бойында пайдалы жұмыс ℓ_u істейді және ол циклдің пішінімен шектелген 1B2A1 ауданына балама болады.

Егер циклдің пішініне А және В нүктелеріне жанама екі адиабата жүргізсек, онда цикл екі учаскеге бөлінеді: A1B учаскесінде q_1 жылулығы келтіріледі жән е B2A учаскесінде q_2 жылулығы алынады. Адиабатада тұрған А және В нүктелеріне жылулық келтірілмейді де алынбайды, тек бұл нүктелерде жылу ағынының белгісі алмасады. Сонымен қозғалтқыш үздіксіз жұмыс істеуі үшін циклдік процесс керек және бұл циклде жұмыстық денеге жылулықтың ыссы қайнар көзінен q_1 жылулығы келтіріледі, ал одан жылулықтың салқын қайнар көзіне q_2 жылулығы алынады. T,s – диаграммасында q_1 жылулығы A'A1BB' ауданына балама болады, ал q_2 жылулығы A'A2BB' ауданына балама болады. Бір килограмм жұмыстық дененің цикліне термодинамиканың бірінші заңын қолданайық:

$$\phi \delta q = \phi du + \phi \delta \ell ,$$

мұнда ϕ - түйық пішін 1B2A1-мен интегралдануын көрсетеді.

Жүйенің ішкі энергиясы күй функциясы екені мәлім. Жұмыстық дене бастапқы күйіне оралғанда ішкі энергия бастапқы шамасына келеді. Сондықтан $\phi du = 0$, сонда алдыңғы байланыс мына түрге келеді:

$$q_u = \ell_u , \quad (3.9)$$

мұнда $q_u = \phi \delta q$ жұмысқа айналдырылған ыссы қайнар көзден келтірілген жылулықтың бөлігі. Бұл циклдегі пайдалы қолданылған жылулық, ол T, s – диаграммасында циклдің пішінімен шектелген ауданға балама болады.

Қозғалтқыштың циклде істеген жұмысының осы циклде ыссы қайнар көзден жұмыстық денеге келтірілген жылулықтың мөлшеріне қатынасын циклдің термиялық пайдалы әсер коэффициенті (П.Ә.К) дейді. Ендеше

$$\eta_t = \frac{\ell_{\text{ц}}}{q_1} = \frac{q_1 - q_2}{q_1}. \quad (3.10)$$

Пайдалы әсер коэффициент жылу қозғалтқышының циклінің жетілгендік дәрежесін көрсетеді. Неғұрлым П.Ә.К. үлкен болса, соғұрлым келтірілген жылулықтың үлкен бөлігі жұмысқа айналдырылады.

(3.9) байланысы жылу және механикалық энергиялардың баламалық принципінің математикалық формуласы болады. Ескерте кетейік, егер жылу қозғалтқышының схемасынан салқын қайнар көзді алып тастасақ, онда баламалық немқұрайды бұзылмайды. Бірақ жоғарыда көрсетілгеніндей және тәжірибе мәліметтеріне сүйене отырып, мұндай қозғалтқыш жұмыс істей алмайды деген тұжырымға келеміз.

Салқын қайнар көзі жоқ жылу қозғалтқышы, яғни ыссы қайнар көзден келтірілген жылулықты толайым жұмысқа айналдыратын қозғалтқышты мәңгі қозғалтқыштың екінші түрі дейді. Сонымен термодинамиканың екінші заңын былай тұжырымдауға болады: “Екінші түрдегі мәңгі қозғалтқыш болуы мүмкін емес”. 1851 ж. В.Томсон бұл тұжырымдаманы біраз толықтырып мына түрде берді: “Кейбір қайнар көзден алынған жылулықты әрдайым жұмысқа айналдыратын, мезгіл-мезгіл жұмыс істейтін жылу машинасының болуы мүмкін емес”.

Мәңгі қозғалтқыш жасау көп уақыттардан бері зерттеушілерді қызықтырады. Егер мәңгі қозғалтқыштың екінші түрі жасалған болса, онда адамзат денелердің ішкі энергияларының таусылмас қорына ие болар еді. Шынында да, мысалы, жер шарын 1К –ге ғана (жер шарының массасы $6 \cdot 10^{24}$ кг, оның сыбағалы жылу сыйымдылығын $840 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$ деп алсақ) салқындатсақ, онда бөлінетін жылулықтың мөлшері $5 \cdot 10^{27}$ Дж болар еді. Салыстыру үшін мынаны көрсеткен жөн, 1970 ж. Дүние жүзілік барлық энергия қорын пайдалану $2,5 \cdot 10^{20}$ Дж аспады, яғни жоғарыда көрсетілген шамадан 20 миллион есе аз болды.

3.3. Карно тікелей циклі

Сонымен үздіксіз істейтін машинада жылулықты жұмысқа айналдыру үшін ең кем дегенде жылулық беретін

дене немесе денелер жүйесі (“ыссы” қайнар көз), термодинамикалық процесс жасайтын дене және жұмыстық денені салқындататын, яғни одан жұмысқа айналмаған жылулықты алатын дене немесе денелер жүйесі (“салқын” қайнар көз) керек.

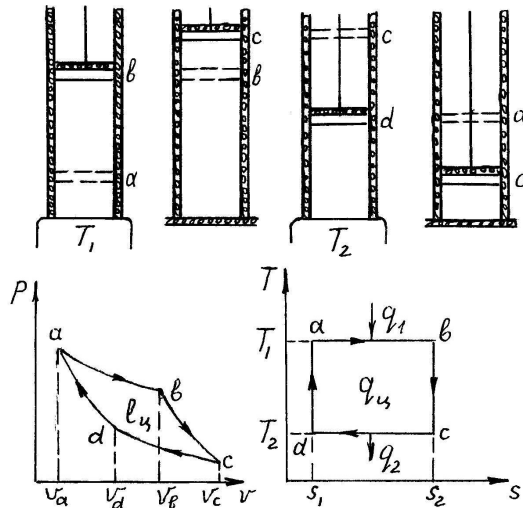
Мынадай ең жеңіл жағдайды қарастырайық. Температурасы T_1 “ыссы” және температурасы T_2 “салқын” жылулықтың қайнар көздері бар дейік. Сонымен қатар бұлардың жылу сыйымдылықтары өте үлкен болсын, сонда біреуінен алынған немесе екіншісіне берілген жылулық олардың температураларының шамасын тіпті өзгертпейді. Мысал ретінде жер қойнауын ыссы қайнар көз, ал атмосфераны салқын қайнар көз деп аламыз.

Осындай жағдайларда қайтымды (тек қана тепе-теңдік процесстерден тұратын) циклді жүргізудің бір ғана жолы бар. Жылулықты ыссы қайнар көзден жұмыстық денеге изотермиялық әдіспен келтіру керек. Кез келген басқа әдісте жұмыстық дененің температурасы T_1 — ден кем болады, яғни бұлардың арасындағы жылу алмасу теңсіз болады. Жұмыстық денені ыссы қайнар көздің температурасынан салқын қайнар көздің температурасы T_2 — ге дейін тепе-тең салқындатудың және бұл кезде басқа денелерге жылулық бермеудің (мұндайлар шарт бойынша жоқ) тек қана бір жолы бар, ол адиабаталық ұлғаю арқылы жұмыс істеу.

Осы түсініктер сияқты жұмыстық денеден салқын қайнар көзге жылулық берілісі де изотермиялық әдіспен жүргізілуі тиіс, ал жұмыстық дененің температурасы T_2 — ден T_1 -ге жоғарылауы адиабаталық қысумен жұмыс жасау арқылы болуы керек.

Екі изотермадан және екі адиабатадан тұратын мұндай цикл Карно циклі деп аталады. Осы цикл арқылы 1824 ж. С.Карно жылу энергиясын механикалық энергияға айналдыру заңдарының негіздерін іске асырды.

Жылу машинасында Карно циклі былай жүзеге асырылады. Газ (жұмыстық дене) а нүктесімен сипатталынатын алғашқы параметрлерімен (3.4 суретінде) цилиндр ішіне, поршеньнің астына орналастырылған, сонымен қатар цилиндрдің бүйір қабырғалары мен поршень мүлдем жылу өткізбейді, сондықтан жылулық тек қана цилиндрдің табаны арқылы берілуі мүмкін.



3.4-сурет. Карно тікелей циклі

Цилиндрді жылулықтың ыссы қайнар көзімен шектестіреміз. Газ температура T_1 кезінде көлемі v_a – дан v_b – ға изотермиялық ұлғая отырып, ыссы қайнар көзден $q_1 = T_1(s_2 - s_1)$ жылулығын алады. Жылулық беруді v нүктесінде тоқтатып, цилиндрді жылу изоляторына қоямыз. Жұмыстық дененің әрі қарай ұлғаю жұмысы тек қана ішкі энергия арқылы істелінеді, сонда оның температурасы T_2 -ге дейін төмендейді. Енді жұмыстық денені бастапқы күйге қайтарамыз. Алдымен цилиндрді салқын қайнар көзге қойып, cd изотермасы арқылы қысамыз, сонда cd сызығымен өтетін қысу жұмысы істелінеді және салқын қайнар көзге жұмыстық денеден $q_2 = T_2(s_2 - s_1)$ жылулығы беріледі.

Сонан соң тағы да цилиндрді жылу изоляторына қойып, әрі қарай адиабаталық әдіспен қысамыз. Қысуға жұмсалған жұмыс да сызығымен өтеді де газдың ішкі энергиясын үлкейтуге кетеді, осының нәтижесінде оның температурасы T_1 -ге дейін жоғарылайды.

Сонымен циклдің нәтижесінде газдың әр килограммы ыссы қайнар көзден q_1 жылулығын алып, салқын қайнар көзге q_2 жылулығын береді және $\ell_{ц}$ жұмысын жасайды.

Кез келген циклге орынды болатын (3.10) формуласына q_1 және q_2 шамаларын қойып, Карно циклінің термиялық П.Ә.К. анықтайтын формуланы табамыз:

$$\eta_t = 1 - \frac{T_2}{T_1} . \quad (3.11)$$

Карно циклінің термиялық П.Ә.К. тек қана ыссы және салқын қайнар көздердің абсолюттік температураларына байланысты болады. Циклдің П.Ә.К. үлкейту үшін ыссы қайнар көздің температурасын жоғарылату керек немесе салқын қайнар көздің температурасын төмендету қажет, сонымен қатар П.Ә.К. шамасына T_1 және T_2 температуралары әртүрлі әсер етеді:

$$\frac{\partial \eta_t}{\partial T_1} = \frac{T_2}{T_1^2} ,$$

$$\frac{\partial \eta_t}{\partial T_2} = -\frac{1}{T_1} = -\frac{T_1}{T_1^2} ,$$

$$\text{ал } T_1 > T_2 \text{ болса, онда } \left| \frac{\partial \eta_t}{\partial T_2} \right| > \left| \frac{\partial \eta_t}{\partial T_1} \right| .$$

Сонымен ыссы қайнар көздің температурасын жоғарылату салқын қайнар көздің температурасын төмендетуге қарағанда Карно циклінің П.Ә.К. аздап үлкейтеді.

Карно циклінің П.Ә.К. формуласы термодинамиканың екінші заңының салдары бола тұра, әрине, оның мазмұнын көрсетеді. Оның ыссы қайнар көздің берген жылулығын толайым жұмысқа айналдыруы үшін, яғни циклдің П.Ә.К. бірге тең болуы үшін $T_1 \rightarrow \infty$ (шексіздік) немесе $T_2 \rightarrow 0$ болулары керек. Бұл температуралардың шамаларына жетуге болмайды*.

$T_1 = T_2$ болса, онда циклдің термиялық П.Ә.К. нольге тең болады. Осыған қарағанда жүйедегі барлық денелердің температурасы бірдей болса, онда жылулықты жұмысқа айналдыру мүмкін емес, яғни олар бір-бірімен жылулық тепе-теңдік жағдайда болады.

* Абсолюттік ноль температурасына жетпеушілікті Нернсттің жылу теоремасы мен термодинамиканың екінші заңы негіздерінде дәлелдеуге болады.

3.1-кестесінде ыссы қайнар көздің әртүрлі температураларында және салқын қайнар көздің температурасы 10^0C тең болғандағы Карно циклінің термиялық П.Ә.К. шамалары көрсетілген.

3.1-кесте

Карно циклінің П.Ә.К. шамалары

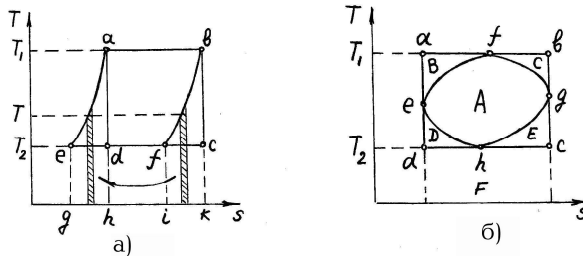
$t_1, ^0\text{C}$	200	400	600	800	1000	1200	1400	1600
η_t	0,40	0,58	0,68	0,74	0,78	0,81	0,83	0,85

Келтірілген шамалар идеалды циклдің П.Ә.К. көрсетеді. Нақты жылу қозғалтқыштарының П.Ә.К. шамалары, әрине, көрсетілгендерден төмен болады.

3.4. Карно қорытындылық (регенерациялық) циклі

Температуралары T_1 және T_2 жылулықтың тек қана екі қайнар көзі болғанда жылулық регенерациясын пайдалана отырып, күрделі цикл жүргізуге болады. Оның мәнін былай түсіндіруге болады.

3.5 а - суретінде $avfe$ циклі көрсетілген. Бұл цикл av және fe изотермаларынан және T,s — диаграммасында эквидистанталық сызықтармен көрсетілген vf және ea еркін тепе-тең процестерден құралған.



3.5-сурет. Бірдей шеткі температуралардағы еркін циклді Карно циклімен салыстыру

Жұмыстық денені ea сызығымен тепе-тең қыздыру және vf сызығымен тепе-тең салқындату үшін өте үлкен мөлшерлі жылулық қайнар көздер болуы тиіс, сонда T_2-T_1 температуралар аралығындағы әр температурада қайнар көз

бен жұмыстық дененің арасындағы жылу алмасу қайтымды өтеді. Сонымен қатар бұл процесті жүргізгенде δf сызығымен денені T температурасында салқындатқанда бөлінетін δq жылулығы денені осы температурада ea сызығымен қыздыру үшін жұмсалуды тиіс. Егер ea және δf сызықтары эквидистанталық болса, онда дене салқындағанда берген жылулық мөлшері (if vk ауданы) және қыздырғанда алған жылулық мөлшері ($geah$ ауданы) бірдей болады, яғни δf сызығымен салқындатқанда, бөлінген жылулықты ea сызығымен қыздырғанда толайым пайдаланылады (регенерацияланады).

Ыссы қайнар көзден T_1 температурасында әрдайым $hавк$ ауданына балама q_1 жылулығы келтіріледі, ал салқын қайнар көзге T_2 температурасында $qefi$ ауданына балама q_2 жылулығы беріледі.

Бұл циклдің термиялық П.Ә.К.

$$\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = \frac{T_1(s_k - s_h) - T_2(s_i - s_g)}{T_1(s_k - s_h)},$$

бірақ $s_k - s_h = s_i - s_g$ δf және ea сызықтары эквидистанциялық болғандықтан

$$\eta_t = \frac{T_1 - T_2}{T_1}.$$

Сонымен осы қарастырылғанындай, жылулықтың екі қайнар көздерінің арасында Карно циклі сияқты жүргізілетін циклдердің П.Ә.К. Карно циклінің П.Ә.К. тең болады. Олар Карно қорытындылық (регенерациялық) циклдері деп аталынады.

Бүкіл басқа жағдайларда кез келген жоғарғы температурасы T_1 және төменгі температурасы T_2 қайтымды циклдің термиялық П.Ә.К. Карно циклінің П.Ә.К. кем болады.

3. 5 б- суретінде $efgh$ еркін қайтымды циклі көрсетілген. Бұл цикл шексіз үлкен мөлшердегі жылулықтың қайнар көзі бар кезде жүргізіледі. Осы циклдің сыртынан Карно циклін жүргіземіз және А,В және т.б. деп сәйкес аудандарды көрсетеміз.

$$\eta_t^{abcd} = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{F}{A + B + C + D + E + F};$$

$$\eta_t^{efqh} = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{F + D + E}{A + D + E + F}.$$

Осылардың салдарынан мынаны байқаймыз:

$$\eta_t^{abcd} > \eta_t^{efqh},$$

яғни бірдей шеткі температураларда қайтымды Карно циклінің П.Ә.К. басқа кез келген қайтымды циклдердің

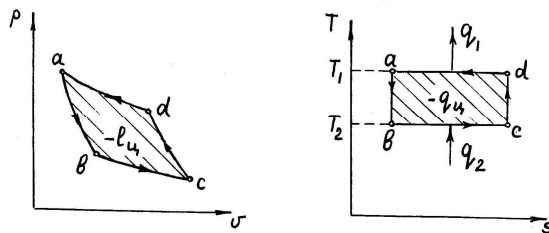
П.Ә.К. үлкендеу болады. Сондықтан $\eta_t = 1 - \frac{T_2}{T_1}$ формуласы

берілген температуралық жағдайларда циклдегі жылулық пайдалануының ең үлкен дәрежесін көрсетеді, сонымен қатар Карно циклі кез келген циклдің тиімділік дәрежесін анықтайтын эталондық цикл болады.

3.5. Карно керісінше циклі

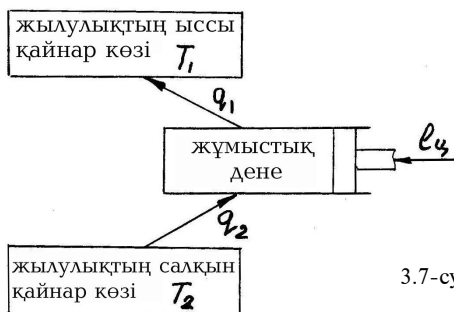
Қайтымды Карно циклін кері бағытта жүргіземіз. Жұмыстық дененің a нүктесімен сипатталынатын бастапқы параметрлері (3.6-суретінде) адиабаталық ұлғайып, ішкі энергия арқылы жұмыс жасайды және ол T_1 температурасынан T_2 температурасына дейін салқындайды. Әрі қарай ұлғаю процесі изотерма арқылы болады, сонда жұмыстық дене температурасы T_2 төменгі қайнар көзден q_2 жылулығын алады. Сонан соң газ алдымен адиабаталық процеспен қысылады да, оның температурасы T_2 -ден T_1 -ге дейін көтеріледі, әрі қарай изотермиялық процеспен ($T_1 = \text{const}$) қысылады. Сонда жұмыстық дене температурасы T_1 жоғарғы қайнар көзге q_1 мөлшерінде жылулық береді.

3.7-суретінде энергия өзгертілуінің жалпы схемасы көрсетілген. Керісінше циклде жұмыстық денені қысу процесі ұлғаю процесіне қарағанда тым үлкенірек температурада болғандықтан, сыртқы күштердің істейтін қысу жұмысы ұлғаю жұмысынан циклдің пішінімен шектелген $abcd$ ауданының шамасындай үлкен болады. Бұл жұмыс жылулыққа айналдырылып, q_2 жылулығымен бірге жоғарғы қайнар көзге беріледі.



3.6- сурет. Карно керісінше циклінің p, v және T, s -координаталарында көрсетілуі

Сонымен керісінше циклдің жүргізілуіне $l_{ц}$ жұмысын жұмсап, төменгі температурадағы қайнар көзден жылулықты жоғары температурадағы қайнар көзге тасымалдауға болады. Сонда төменгі қайнар көз q_2 мөлшердегі жылулықты береді, ал жоғарғы қайнар көз $q_1 = q_2 + q_{ц}$ мөлшердегі жылулықты алады.



3.7-сурет. Тоңазытқыш машинаның термодинамикалық схемасы

Карно керісінше циклі жылу сораптары деп аталатын тоңазытқыш қондырғылардың идеалды циклі болады.

Тоңазытқыш қондырғыларда әдетте жұмыстық денелер қызметін тез қайнайтын сұйықтардың булары: мысалы фреон, аммиак және т.б. атқарады. Тоңазытқыш камераның ішіне қойылған денелерден қоршаған ортаға “жылулықты тасымалдау” электр энергиясының жұмсалуды арқылы істелінеді.

Тоңазытқыш құрылғының тиімділігі тоңазытқыш коэффициентпен бағаланады. Тоңазытқыш коэффициент тоңазытқыш камерадан цикл бойынша алынған жылулық

мөлшерінің осы циклде жұмсалған жұмысқа қатынасы арқылы табылады.

Сонда:

$$\varepsilon = \frac{q_2}{\ell_{\text{ц}}} = \frac{q_2}{q_1 - q_2}. \quad (3.12)$$

Карно керісінше циклі үшін

$$\varepsilon = \frac{T_2}{T_1 - T_2}. \quad (3.13)$$

Осыдан неғұрлым тоңазытқыш камера мен қошаған ортаның температураларының айырмашылығы аз болса, соғұрлым салқын денеден ыссы денеге жылулық тасымалдау үшін аз энергия жұмсалатынын және тоңазытқыш коэффициент жоғары болатынын байқауға болады.

Тоңазытқыш қондырғыны жылу сорабы ретінде қолдануға болады. Егер, мысалы, бөлмені жылыту үшін электрлік қыздырғыш аспаптары қолданылса, онда олардан бөлінген жылулықтың мөлшері электр энергиясының шығынына тең болады. Егер де осы мөлшердегі электр энергиясын тоңазытқыш қондырғыда қолданса және осы қондырғыда жылытылатын бөлме ыссы қайнар көз, яғни q_1 жылулығын алатын қабылдағыш қызметін атқарса, ал салқын қайнар көз қызметін атмосфера атқарса, онда бөлменің алатын жылулық мөлшері былай табылады:

$$q_1 = q_2 + \ell_{\text{ц}},$$

мұнда q_2 – сыртқы атмосферадан алынған жылулық мөлшері, ал $\ell_{\text{ц}}$ электр энергиясының шығыны. Осыдан $q_1 > \ell_{\text{ц}}$ екені түсінікті, яғни кәдімгі электрмен жылытқаннан жылу сорабы көмегімен жылыту тиімдірек болады.

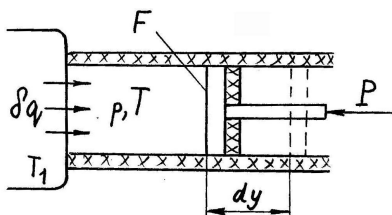
Карно керісінше циклін қолдана отырып, В.Томсонмен қатар Р.Клаузиустың термодинамиканың екінші заңына берген тұжырымдамасын қарастырайық. Сонымен жылулық өз еркімен (есесін қайырмай) температурасы төмендеу денелерден, температурасы жоғарылау денелерге өтуі мүмкін емес. Бұл біздің күнбе-күнгі тәжірибеден шығатын тұжырымдама, осыған қарағанда жылулық өз еркімен тек қана температурасы жоғарылау денелерден температурасы төмендеу денелерге өтеді, ал керісінше болмайды. Р.Клаузиустың тұжырымдамасы В.Томсонның тұжырымдамасына балама екенін дәлелдеуге болады. Шынында да,

егер циклдегі салқын қайнар көзден алынған q_2 жылулығы өз еркімен ыссы қайнар көзге өте алатын болса, онда соның арқасында тағыда қандай да болмасын жұмыс алуға болар еді, сонда мәңгі қозғалтқыштың екінші түрі мүмкін болар еді.

Карно керісінше циклінің талқылауынан мынаны аңғаруға болады: аздау қыздырылған денеден көбірек қыздырылған денеге жылулық берілуі мүмкін, бірақ бұл “орынсыз” процесті жүргізу үшін жүйеде сәйкес энергетикалық теңестірілім болуы тиіс. Карно керісінше циклінде мұндай теңестірілім қызметін жұмсалған жұмыс атқарады, бірақ бұл жоғарырақ потенциалдан төменірек потенциалға өткендегі жұмыс жасай алатын жылулық болуы мүмкін.

3.6. Қайтымсыз процестердің энтропиясының өзгеруі

Қайтымсыз және қайтымды процестердің арасындағы негізгі айырмашылықтарын мына мысалдан қарастырамыз. Цилиндр ішінде, поршень астында тұрған газ (3.8-суретінде) температурасы T_1 қайнар көзден δq жылулығын алып ұлғайғанда, ол поршеньді ұстап тұрған P сыртқы күшіне қарсы жұмыс істейді.



3.8-сурет. Қайтымсыз процестердің энтропиясының өзгеруін анықтау

Ұлғаю процесі тек қана мына жағдайда, егер газдың температурасы T қайнар көздің температурасына тең болса ($T=T_1$), сыртқы күш P газдың қысымы мен поршень ауданының көбейтіндісіне тең болса және газ ұлғайғанда сырттан және

іштен үйкеліс болмаса, қайтымды (тепе-теңдік) болады. Газдың ұлғаю жұмысы бұл кезде $\delta \ell_{\text{қтд}} = P dy = p dv$, ал бұл процесте жұмыстық дененің энтропиясының өзгеруі

$$ds_{\text{қтд}} = \frac{\delta q}{T} \text{ болады.}$$

Көрсетілген шарттардың ең болмағанда біреуі орындалмаса, газдың ұлғаю процесі қайтымсыз болады. Егер қайтымсыздық поршеньнің цилиндр қабырғасындағы

үйкелісіне байланысты болса, онда P сыртқы күшіне қарсы істелінетін $\delta\ell$ жұмысы $p dv$ - дан кем болады, өйткені оның бір бөлігі үйкелісті жеңуге жұмсалады және $\delta q_{\text{үйк}}$ жылулығына айналады. Оны газ келтірілген δq жылулығымен бірге қабылдайды, осының нәтижесінде қайтымсыз процестегі

газдың энтропиясының өсуі $ds = \frac{\delta q + \delta q_{\text{үйк}}}{T}$ қайтымды

процестегі газдың энтропиясының осындай келтірілген жылулық мөлшерінде өсуінен үлкен болады.

Егер қайтымсыздық механикалық тепе-теңдік жоқ болуына байланысты ($P < pF$) болса, онда поршень шапшаңдата қозғалады. Поршеньнің тез қозғалысы газда құйындардың пайда болуына соқтырады, бірақ олар газдағы ішкі үйкеліске байланысты сөнеді, осылардың нәтижесінде тағы да ұлғаю жұмысының бір бөлігі $\delta q_{\text{үйк}}$ жылулығына айналады. Сыртқы күшке қарсы істелінетін жұмыс, δq мөлшеріндегі жылулығы бар қайтымды процеспен салыстырғанда тағы да аз болып шығады, ал энтропияның өсуі үлкен болады.

Егер қайтымсыздық шеткі температуралардың айырмашылығындағы (газдың температурасы T қайнар көз температурасынан кіші, яғни $T < T_1$) жылу алмасуымен байланысты болса, онда жұмыстық дененің энтропиясының өсуі $ds = \delta q / T$ газ температурасының төмендеуіне байланысты қайтымды процестегі дене энтропиясының өсуімен $ds = \delta q / T_1$ салыстырғанда үлкен болып шығады. Поршеньнің бірдей орнында, яғни берілген v меншікті көлемде, газдың төмендеу температурасына кішілеу қысымы сәйкес келеді. Сондықтан бұған сәйкес теңестіргіш күш P' те аздау болуы тиіс: $P' = p'F < P = pF$. Бұл күшке қарсы істелінетін ұлғаю жұмысы $\delta\ell = P' dy = p'dv < pdv$.

Сонымен қайтымсыздық бірдей келтірілген жылулықта әрдайым жұмыстық дененің энтропиясының өсуіне және жұмыстың бөлігінің жойылуына соқтырады. Жалпы түрде бұл былай жазылады:

$$ds = \frac{\delta q}{T} + ds_{\text{кТС}};$$

$$\delta\ell = pdv - \delta\ell_{\text{кТС}},$$

мұнда $ds_{\text{кТС}}$ және $\delta\ell_{\text{кТС}}$ - қайтымсыз процестегі энтропияның және жұмыстың өзгерулері. Әрдайым $ds_{\text{кТС}}$ және $\delta\ell_{\text{кТС}}$ оң шама болады.

Әрі қарай қайтымсыздықтың әсерінен жүйе энтропиясының өсуі мен оның жұмыс істеу мүмкіншілігі азаятындығының арасындағы заңды және себепті байланыс анықталады.

Алдында көрсетілгеніндей, қайтымды процестер үшін $ds = \delta q / T$ байланысы орынды болады. Егер δq жүйеге келтірілген немесе одан алынған жылулықтың мөлшері деп түсінсек, онда қайтымсыз процестерде $ds > \delta q / T$ болатынын жоғарыда талданған мысал әжептәуір анық көрсетіп тұр. Бұл екі жазылу термодинамиканың екінші заңының аналитикалық тұжырымдамалары болады:

$$ds = \delta q / T - \text{қайтымды процестерде;}$$

$$ds > \delta q / T - \text{қайтымсыз процестерде.}$$

Жекеленген жүйелерде қоршаған ортамен жылу алмасуы жоқ ($\delta q = 0$) деген анықтамаға байланысты бұл формулалар мына түрге келеді:

$$ds \geq 0. \quad (3.15)$$

Егер адиабаталық жекеленген жүйеде тепе-теңдік процестер жүргізілсе, онда жүйенің энтропиясы өзгермейді.

Жекеленген жүйеде өз еркімен жүргізілген (қайтымсыз деген мағынада) процестер әрдайым энтропияның өсуіне соқтырады. Бұл түсінік тепе-теңсіз процестерге термодинамиканың екінші бастамасының жалпы тұжырымдамасы болады және ол энтропияның өсу принципі деп аталады.

(3.15) теңсіздігі тек қана жекеленген жүйелер үшін қолданылатынын айта кеткен жөн.

Егер жүйе жекеленбеген болса, онда оның энтропиясы азаюы мүмкін, бірақ жүйенің энтропиясын қорытындылау өзгерісі және сыртқы денелердің энтропиясы әрдайым оң шама болады (немесе егер жүйеде тепе-теңдік процестер жүргізілсе нольге тең болады).

Жекеленген жүйе барынша толық энтропиялық күйде болған кезде, жүйеде ешқандай табиғи өз еркімен болатын процестер жүре алмайды, өйткені кез келген өз еркімен болатын процесс қайтымсыз болады және энтропияның

осуіне соқтырады. Сондықтан барынша толық энтропиялық күй жекеленген жүйенің ең орнықты күйі болады. Бұл күйді жүйенің тепе-теңдік орнықты күйі деп те атайды. Сонда жекеленген жүйеде өз еркімен болатын процестер жүйе тепе-теңдік күйге жеткенше болады.

Уақытында жекеленген жүйенің энтропиясы өседі деген қорытынды Р.Клаузиусты Дүниенің “жылу өлімі” болмай қалмайды деген қорытындыға әкелді. Бұл Дүниедегі энергияның барлық түрі Дүниедегі барлық заттар арасында біркелкі тараған жылу қозғалысының энергиясына айналғанда болады, деп – қорытты Р.Клаузиус. Бұдан кейін Дүниеде барлық макроскопиялық процестер тоқтайды.

Р.Клаузиустың бұл пікірін қазіргі космология жоққа шығарады. Егер тартылысты Дүниенің ажыратылмайтын қасиеті деп білсек, онда Дүниеде энергияның изотермиялық таралуы ықтимал еместігі шығады. Әлем шұғыл тұрақсыз, ол үздіксіз ұлғаяды және ұлғаяудың басында бір текті дерлік зат тартылыс күшінің әсерімен уақыт өткен сайын галактикалар, жұлдыздар және планеталар құрастырып, ыдырайды. Бұл процестер толығымен термодинамиканың заңдарына сәйкес келеді (олардың жүру нәтижелерінде энтропия өседі) және әрқашан іске асырылады, өйткені олар Дүниенің қасиеті болады. Сондықтан әлем ұмтылатын барынша толық энтропия жеткізбейді және әлемнің “жылу өлімі” мүмкін емес.

3.7. Термодинамиканың екінші бастамасының статистикалық түсіндірілуі

Газдардың кинетикалық теориясы бойынша, энтропия жүйенің реттелмегендігін анықтайтын шама деуге болады. Жүйе тұрақты қысымда салқындаса, онда одан жылулық алынады, бұл кезде энтропия азаяды, ал жүйенің реттелінуі жоғарылайды. Мысалы, газ тәрізді заттың қатты затқа айналуын қарастырайық.

Газдың молекулалары ретсіз қозғалыста болады. Газдан жылулық алынып, оның энтропиясы сәйкес кемігенде, ол сұйық түрге айналады, сонда оның молекулалары тым айқындалған орын алып тұрады (біраз уақыт сұйықтың молекуласы тепе-теңдік орын қасында тербелісте болады, сонан соң тепе-теңдік орын жылжиды, яғни осы мезгілде

молекулалар ақырын қозғалады және олар кішкене көлем ішінде тербеледі). Әрі қарай сұйықтың температурасы төмендеген сайын энтропия азаяды, ал молекулалардың жылулық қозғалысы бәсеңдейді. Энтропияның әрі қарай азаюына байланысты сұйық қатады, сонда оның реттелмегендігі де азаяды (молекулалар тек қана орталық тепе-теңдік орындардың қасында тербеледі).

Газдардың кинетикалық теориясында дәлелденгеніндей, берілген күйдегі жүйе энтропиясының шамасы мен осы күйдің термодинамикалық ықтималдылығының арасында функционалды байланыс бар. Осыған толығырақ тоқталайық.

Термодинамикалық жүйе газдан тұрады дейміз. Бұл жүйе күйін анықтау үшін барлығы екі ғана макроскопиялық параметрлерді көрсету керек, мысалы, қысым мен температураны. Бірақ бұл күйді басқаша да беруге болады. Мысалы, жүйеге кіретін әр бөлшектің орны мен жылдамдығын көрсетсек болғаны. Сонымен бірінші жолы біз жүйенің макрокүйін, ал екінші жолы оның микрокүйін береміз.

Жүйенің термодинамикалық параметрлерінің берілген мөлшерлері оның бөлшектерінің әртүрлі жылдамдықтар мен орындары арқылы табылуы мүмкін, сондықтан жүйенің макрокүйіне оның көптеген микрокүйі сәйкес келеді. Статистикалық механикада жүйенің әр макрокүйін осы макрокүйді іске асыратын микрокүйлердің саны P арқылы сипаттайды. P шамасы, берілген макрокүйдің термодинамикалық ықтималдылығы деп аталады.

Егер жекеленген жүйеде өз еркімен болатын процестер жүріп жатса, онда оның термодинамикалық күйі өзгереді, сонда жаңа макрокүй бастапқы макрокүйге қарағанда көп мөлшердегі микрокүйлермен іске асырылады. Ал бұл өз еркімен болатын процесте жүйе күйінің термодинамикалық ықтималдылығы жоғарылайтындығын байқатады. Сонымен қатар жүйенің энтропиясы да үлкейеді, демек жүйе күйінің термодинамикалық ықтималдылығы мен оның энтропиясының арасында функционалдық байланыс бар деген ұғымға келеміз. Бұл байланысты анықтаған Л.Больцман болатын. Оның дәлелдегені:

$$S = k \ln P,$$

мұнда k -Больцманның тұрақты саны.

Сонымен жекеленген жүйенің кейбір күйіндегі энтропиясы осы күйдің ықтималдылығының натуралды логарифміне тікелей пропорционал болады. Табиғат аз ықтималдылық күйден жоғары ықтималдылық күйге ұмтылатындығынан, жекеленген жүйенің энтропиясы азаюы мүмкін емес. Бұл екі түсінік түбінде термодинамиканың екінші бастамасының статистикалық және феноменологиялық тұжырымдамалары болады. Осы екеуінің айырмашылығы мынада. Статистикалық тұжырымдама түсіндіргеніндей, жекеленген жүйеде оның энтропиясын жоғарылататын процестер ықтимал болады (бірақ оларды болмай қалмайтын деуге болмайды), ал феноменологиялық тұжырымдама тек қана осындай процестер болады деп есептейді.

Бірақ көп санды бөлшектерден тұратын кәдімгі жүйелерде процестің болатын ең ықтимал бағыты, болмай қалмайтын процестердің бағытымен бірдей болады. Бұл айтылғанды мына мысал арқылы түсіндірейік. Тепе-теңдік күйдегі газ бар дейік. Осыдан белгілі көлем бөліп алып, бұл көлемде өз еркімен қысым үлкейе ме екен, соны қарастырамыз. Осы көлемде жылу қозғалысына байланысты молекулалар саны орташа N шамасының жанына шоғырланады. Сонымен қатар температура да, қысым да, ішкі энергия да және т.б. шоғырланады. Теорияның көрсеткеніндей, шоғырланудың салыстырмалы шамасы бөлінген көлемдегі молекула санының квадратты түбіріне кері пропорционал болады, сондықтан

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{1}{\sqrt{N}}.$$

Егер N өте үлкен болса, онда $\frac{\Delta p}{p} \approx 0$, сонда өз еркімен қысым жоғарылауы термодинамиканың екінші заңына сәйкес емес. Егер өте сиретілген газды қарастырсақ немесе өте кіші көлем, мысалы, 100 молекуладан тұрса, онда $\frac{\Delta p}{p} = \frac{1}{10}$.

Бұл көлемде білінетін өз еркімен болатын қысым ауытқуы болады (орташа алғанда 10 %), демек, термодинамиканың екінші заңы орындалмайды. Сондықтан шоғырлануды тек қана бір жағдайда ғана, егер қарастырылып отырған жүйе өте аз бөлшектерден тұрса, ескеру керек. Бірақ

мұндай жүйелерде термодинамикалық ұғымдар, мысалы, температура, жылулық, энтропия өздерінің кәдімгі мәнін жоғалтады.

Нақты физикалық жүйелерде бөлшектер саны N өте үлкен болғандықтан шоғырлану және оның тудыратын алдын ала термодинамиканың заңдарының жолдарымен болатын процестерден ауытқулары өте маңызсыз болады. Сондықтан барлық кәдімгі жүйелер үшін процестің ең ықтимал бағыты әрдайым оның нақты бағытымен бірдей болады. Көрсетілген жағдай термодинамиканың екінші заңының тұжырымдамаларын бір-біріне жақындатады және олардың айырмашылықтарын іс жүзінде жояды. Жоғарыдағы баяндамадан мынау шығады: термодинамиканың екінші заңының түсіндіруінше өз еркімен болатын процесте энтропия өсуі болмай қалмайды, сонда бұл статистикалық заң болып шығады. Егер өте көп бөлшектерден тұратын жүйелерді қарастыратын болсақ, онда екінші заң абсолюттік заң болады. Азғантай бөлшектерден тұратын жүйелер үшін термодинамиканың екінші заңын қолдануға болмайды.

3.8. Барынша толық жұмыс. Эксергия

Қоршаған ортамен тепе-теңдік күйде тұрмаған қысымы p_1 және температурасы T_1 қоршаған ортаның қысымы p_0 -ден және температурасы T_0 -ден үлкен жұмыстық дененің істей алатын барынша толық пайдалы жұмысын алу жолдарын қамтамасыз ететін жағдайларды қарастырамыз. Жұмыстық дене p_1 , T_1 бастапқы күйден қоршаған ортамен тепе-теңдік жағдайда тұрған p_0 , T_0 соңғы күйге қайтымды өткенде, одан барынша толық жұмыс алуға болады.

Барынша толық жұмыстың теңдеуін шығарғанда жұмыстық денені және сыртқы ортаны бір адиабаталық жекеленген жүйе деп есептейміз. Жұмыстық дененің бастапқы күйдегі көлемі мен ішкі энергиясын V_1 , U_1 деп белгілейміз, ал оның соңғы күйдегі көлемі мен ішкі энергиясын V_2 , U_2 деп аламыз. Қоршаған ортаның бастапқы ішкі энергиясы U_{C01} , ал соңғы ішкі энергиясы U_{C02} болсын. Бастапқы күйдегі жүйенің ішкі энергиясы $U' = U_1 + U_{C01}$, ал соңғы күйдегі ішкі энергиясы $U'' = U_2 + U_{C02}$.

Қарастырылып отырған ұлғайған жүйе жекеленген болғандықтан, ол жұмысты тек қана ішкі энергия арқылы істей алады:

$$L_{\text{б.т.}} = U' - U'' = (U_1 - U_2) + (U_{\text{CO1}} - U_{\text{CO2}}), \quad (3.16)$$

мұнда $L_{\text{б.т.}}$ – барынша толық жұмыс.

Сөйтсе де жұмыстық дене қоршаған ортаға Q_0 жылулығын береді және ортаның қысымына қарсы L_0 жұмысын жасайды, сондықтан термодинамиканың бірінші заңы бойынша

$$U_{\text{CO2}} - U_{\text{CO1}} = Q_0 + L_0$$

немесе

$$U_{\text{CO1}} - U_{\text{CO2}} = -Q_0 - L_0. \quad (3.17)$$

Q_0 жылулығын сыртқы ортаға T_0 температурасында изотермиялық процеспен келтіруге болады (басқа жағдайларда жұмыстық дене мен орта арасында температуралардың шеткі айырмашылықтары болмай қалмайды), сондықтан

$$Q_0 = T_0(S_{\text{CO2}} - S_{\text{CO1}}).$$

Қарастырылып отырған жекеленген жүйеде қайтымды процестер жүргізілетіндіктен сыртқы ортаның энтропиясының өзгеруі $S_{\text{CO2}} - S_{\text{CO1}} = S_1 - S_2$. Сондықтан

$$Q_0 = T_0(S_1 - S_2).$$

Жұмыстық дененің көлемі V_1 -ден V_2 –ге ұлғайғанда L_0 сыртқы ортаның үстінен жасалады. Жұмыстық дене ұлғая отырып, сыртқы ортаны p_0 тұрақты болғанда ($V_2 - V_1$) көлеміне ығыстырады (мысалы, ауаны) және жұмыс жасайды:

$$L_0 = p_0(V_2 - V_1).$$

(3.17) теңдеуіне Q_0 , L_0 шамаларын қойып, табатынымыз:

$$U_{\text{CO1}} - U_{\text{CO2}} = -T_0(S_1 - S_2) - p_0(V_2 - V_1).$$

Табылған теңдеуді (3.16) қоямыз. Сонда

$$L_{\text{б.т.}} = (U_1 - U_2) - T_0(S_1 - S_2) + p_0(V_1 - V_2). \quad (3.18)$$

$L_{\text{б.т.}}$ жұмыстық қабілеті немесе эксергия деп аталады. Егер қоршаған ортаның параметрлері берілген болса, онда эксергияны жұмыстық дененің күй функциясы деуге болады.

Жекеленген жүйенің барынша толық пайдалы жұмысы (жұмыстық қабілеті) сияқты жылулықтың жұмыстық қабілеті деген ұғым енгіземіз.

Егер жекеленген температуралары T_1 және T_0 ($T_1 > T_0$) екі жылулық қайнар көздерінен және жұмыстық денеден тұратын жүйеде ыссы қайнар көз q_1 жылулығын берсе, онда осы жылулықтан алуға болатын барынша толық жұмыс ($T_1 - T_0$) температуралар аралығында жүргізілетін Карно қайтымды циклінің жұмысына тең болады. Сондықтан осындай жүйеде q_1 жылулығынан алынатын барынша толық пайдалы жұмыс (q_1 жылулығының эксергиясы e_q) былай табылады:

$$\ell_{\text{б.т.}} = \eta_{\text{т Карно}} \cdot q_1,$$

мұнда $\eta_{\text{т Карно}} = (T_1 - T_0) / T_1,$

демек

$$e_q = \ell_{\text{б.т.}} = q_1 \left(1 - \frac{T_0}{T_1} \right). \quad (3.19)$$

Эксергия деген ұғым келешекте термодинамикалық процестерді, циклдерді, аппараттарды талдағанда пайдаланылады.

IV ТАРАУ

ГАЗДАРДАҒЫ, БУЛАРДАҒЫ ЖӘНЕ ОЛАРДЫҢ ҚОСПАЛАРЫНДАҒЫ НЕГІЗГІ ТЕРМОДИНАМИКАЛЫҚ ПРОЦЕСТЕР

4.1. Идеалды газдардың жабық жүйелердегі термодинамикалық процестері

Теориялық және қолданбалы жақтарынан маңызды негізгі процестер болып мыналар табылады:

-изохоралық, көлем тұрақты кезінде жүргізілетін процесс;

-изобаралық, қысым тұрақты кезінде жүргізілетін процесс;

-изотермиялық, температура тұрақты кезінде жүргізілетін процесс;

-адиабаталық, қоршаған ортамен жылу алмасуы болмайтын процесс;

-политропалық, $pV^n = \text{const}$ теңдеуін қамтамасыз ететін процесс.

Бұл процестердің барлығына ортақ және олардың өзгешеліктеріне байланысты емес зерттеу әдісі мыналардан тұрады:

1. Жұмыстық дененің осы процестегі бастапқы және соңғы параметрлерінің арасындағы байланысты анықтайтын процестің теңдеуі шығарылады;

2. Газдың көлемінің өзгеруінің жұмысы табылады;

3. Процестегі газға келтірілген (немесе алынған) жылулықтың мөлшері анықталады;

4. Жүйенің процестегі ішкі энергиясының өзгеруі табылады;

5. Жүйенің процестегі энтропиясының өзгеруі анықталады.

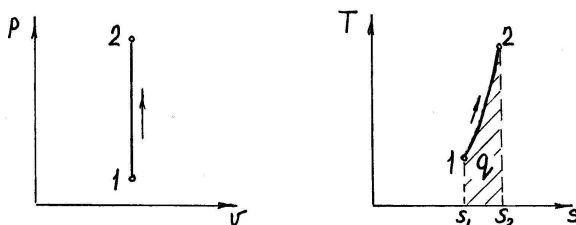
Изохоралық процесс. Бұл процесте мына шарт орындалады $dv = 0$ немесе $v = \text{const}$. Идеалды газдың (1.3) күй теңдеуінен мынау шығады:

$$\frac{p}{T} = \frac{R}{v} = \text{const},$$

яғни газдың қысымы оның абсолюттік температурасына тікелей пропорционал болады (Шарль заңы). Сондықтан:

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{T_2}{T_1}. \quad (4.1)$$

Процестің графигі (4.1-суретінде) көрсетілген.



4.1 -сурет. Изохоралық процестің p, v және T, s – координаталарында көрсетілуі

Бұл процестегі ұлғаю жұмысы нольге тең, өйткені $dv = 0$.

Жұмыстық денеге 12 процесінде $c_v = \text{const}$ кезінде келтірілген жылулық (2.23) байланысынан табылады:

$$q = \int_{T_1}^{T_2} c_v dT = c_v (T_2 - T_1). \quad (4.2)$$

Жылу сыйымдылық айнымалы болғанда

$$q = c_{\text{vor}} \Big|_{t_1}^{t_2} \cdot (t_2 - t_1) = c_{\text{vor}} \Big|_0^{t_2} \cdot t_2 - c_{\text{vor}} \Big|_0^{t_1} \cdot t_1, \quad (4.3)$$

мұнда $c_{\text{vor}} \Big|_{t_1}^{t_2} - t_1$ – ден t_2 – ге дейінгі температуралар аралығындағы орташа массалық изобаралық жылу сыйымдылық. Ұлғаю жұмысы $\ell = 0$ болғандықтан термодинамиканың бірінші заңы бойынша $\Delta u = q$ және

$$\begin{aligned} \Delta u &= c_v (T_2 - T_1) \quad c_v = \text{const} \text{ болғанда;} \\ \Delta u &= v_{\text{vor}} \Big|_{t_1}^{t_2} \cdot (t_2 - t_1) \quad c_v = \text{var} \text{ болғанда.} \end{aligned} \quad (4.4)$$

Ішкі энергия дененің күй функциясы болғандықтан (4.4) формуласы идеалды газдың кез келген термодинамикалық процесінде орынды болады.

Изохоралық процестегі дене энтропиясының өзгеруі (3.6) формуласынан табылады:

$$s_2 - s_1 = c_v \ln \frac{p_2}{p_1} = c_v \ln \frac{T_2}{T_1}, \quad (4.5)$$

яғни энтропияның температурамен байланысы изохоралық процесте $c_v = \text{const}$ болғанда логарифмдік заңмен сипатталады (4.1-суретін қараңыз).

Изобаралық процесс. Бұл процесте қысым тұрақты болады, яғни $p = \text{const}$.

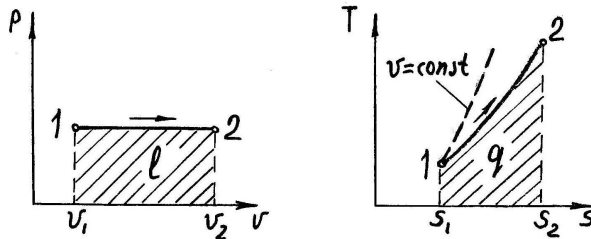
Идеалды газдың күй теңдеуінен мынаны табамыз:

$$\frac{v}{T} = \frac{R}{p} = \text{const}$$

немесе

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{T_2}{T_1}, \quad (4.6)$$

яғни изобаралық процесте газдың көлемі оның абсолюттік температурасына тікелей пропорционал болады (Гей-Люссак заңы). 4.2-суретінде бұл процестің графигі көрсетілген



4.2-сурет. Изобаралық процестің p, v және T, s -координаталарында көрсетілуі

(2.6) формуласынан мынау шығады:

$$\ell = \int_{v_1}^{v_2} p dv = p(v_2 - v_1). \quad (4.7)$$

$p v_1 = R T_1$ және $p v_2 = R T_2$ болғандықтан

$$\ell = R(T_2 - T_1). \quad (4.8)$$

Газды қыздыруға келтірілген (немесе ол салқындағанда алынатын) жылулық мөлшерін (2.23) теңдеуінен табамыз:

Егер $c_p = \text{const}$ болса, онда

$$q = \int_{T_1}^{T_2} c_p dT = c_p (T_2 - T_1);$$

егер $c_p = \text{var}$ болса, онда

$$q = c_{\text{пор}} \Big|_{t_1}^{t_2} \cdot (t_2 - t_1), \quad (4.10)$$

мұнда $c_{\text{пор}} \Big|_{t_1}^{t_2} - t_1 -$ ден t_2 -ге дейінгі температуралар аралығындағы орташа массалық изобаралық жылу сыйымдылық.

Энтропияның $c_p = \text{const}$ кезінде өзгеруі (3.5) бойынша табылады:

$$s_2 - s_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1}, \quad (4.11)$$

яғни энтропияның температурамен байланысы изобаралық процесте $c_p = \text{const}$ болғанда логарифмдік заңмен сипатталынады, бірақ $c_p > c_v$ болғандықтан изобараның T, s -диаграммасы изохораның T, s -диаграммасына қарағанда жатығырақ келеді.

Изотермиялық процесс. Бұл процесте температура тұрақты болады, демек

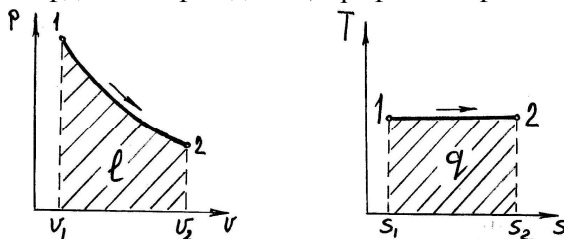
$$pv = RT = \text{const}$$

немесе

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{v_1}{v_2}, \quad (4.12)$$

яғни газдың қысымы оның көлеміне кері пропорционал болады, сондықтан газ изотермиялық қысылғанда қысымы үлкейеді, ал газ изотермиялық ұлғайса, қысымы кішірейеді (Бойль-Мариотт заңы).

4.3-суретінде изотермиялық процестің графиктері көрсетілген. (4.12) теңдеуіне байланысты бұл процестің графигі p, v -координаталарында тең бүйірлі гипербола болады.



4.3-сурет. Изотермиялық процестің p, v және T, s - координаталарында көрсетілуі

Процестің жұмысы:

$$\ell = \int_{v_1}^{v_2} p dv = \int_{v_1}^{v_2} \frac{RT}{v} dv = RT \ln \frac{v_2}{v_1} = RT \ln \frac{p_1}{p_2}. \quad (4.13)$$

Температура өзгермеуіне байланысты идеалды газдың ішкі энергиясы бұл процесте тұрақты болады ($\Delta u = 0$), сондықтан барлық газға келтірілген жылулық толайым жұмысқа айналады:

$$q = \ell. \quad (4.14)$$

Изотермиялық қысу процесінде газдан алынған жылулық мөлшері оны қысуға жұмсалған жұмысқа тең болады.

(3.3) және (4.14) байланыстарынан изотермиялық процестегі энтропияның өзгеруін табатын формула шығады:

$$s_2 - s_1 = \int_1^2 \frac{\delta q}{T} = \frac{q}{T} = R \ln \frac{p_1}{p_2} = R \ln \frac{v_2}{v_1}. \quad (4.15)$$

Адиабаталық процесс. Бұл процесс жүргізілгенде қоршаған ортамен жылу алмасуы болмайды. Осыған байланысты $\delta q = 0$. Бұл процесті жүргізу үшін газды адиабаталық қабықтың ішіне қою керек немесе процесті өте жылдам өткізу керек. Сонда газдың қоршаған ортамен жылу алмасуға байланысты температурасының өзгеруі газды ұлғайтуға немесе қысуға байланысты температурасының өзгеруіне қарағанда өте мәнсіз болады. Әдетте бұл айтылғандар мүмкін болады, өйткені жылу алмасу газды қысуға немесе ұлғайтуға қарағанда өте баяу болады.

Адиабаталық процесс үшін термодинамиканың бірінші заңы мынадай түрге келеді:

$$c_p dT - v dp = 0 \quad \text{және}$$

$$c_v dT + p dv = 0.$$

Біріншісін екіншісіне бөліп, табатынымыз:

$$\frac{c_p dT}{c_v dT} = - \frac{v dp}{p dv} \quad \text{немесе} \quad \kappa \frac{dv}{v} = - \frac{dp}{p}.$$

$$\kappa = \frac{c_p}{c_v} = \text{const} \quad \text{шартын ескере отырып, соңғы теңдеуді}$$

интегралдасақ, табатынымыз:

$$\kappa \int_{v_1}^{v_2} \frac{dv}{v} = - \int_{p_1}^{p_2} \frac{dp}{p}$$

немесе

$$\kappa \ln \frac{v_2}{v_1} = \ln \frac{p_1}{p_2}.$$

Соңғы теңдеуді логарифмнің анықтамасына сүйене отырып мына түрге келтіреміз:

$$\left(\frac{v_2}{v_1} \right)^\kappa = \frac{p_1}{p_2}.$$

немесе

$$p_1 v_1^\kappa = p_2 v_2^\kappa. \quad (4.16)$$

Табылған теңдеу адиабаталық процестің $\kappa = \text{const}$ болғанда, идеалды газға арналған теңдеуі болады.

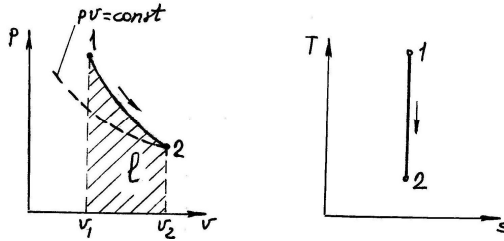
$$\kappa = \frac{c_p}{c_v}, \quad (4.17)$$

шамасы адиабатаның көрсеткіші деп аталады. Осыған $c_p = c_v + R$ қойсақ, онда $\kappa = 1 + \frac{R}{c_v}$.

Классикалық кинетикалық теория бойынша идеалды газдың жылу сыйымдылығы температураға тәуелді емес (2.1-кестесін қараңыз), сондықтан адиабатаның көрсеткіші де температурамен байланысты болмайды және молекуланың еркіндік дәрежесі арқылы анықталады. Бір атомды газ үшін $\kappa = 1,66$, екі атомды газ үшін $\kappa = 1,4$, ал үш және көп атомды газдар үшін $\kappa = 1,33$.

Адиабата көрсеткіші $\kappa > 1$ болғандықтан адиабата изотермаға қарағанда құламалау келеді, өйткені адиабаталық ұлғайғанда газдың температурасының төмендеуіне байланысты изотермиялық процеске қарағанда қысым жылдамырақ төмендейді.

Адиабаталық процестің графиктері (4.4-сурет) келтірілген.



4.4-сурет. Адиабаталық процестің p, V және T, s – координаталарында көрсетілуі

Газдың 1 және 2 күйлеріне жазылған күй теңдеулерінен оның көлемдерінің немесе қысымдарының қатынастарын анықтап, сонан соң оларды (4.16) теңдеуіне қойып, адиабаталық процестегі температураның көлеммен немесе қысыммен байланысын көрсететін теңдеулерін табамыз:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{\kappa-1}, \quad (4.18)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}.$$

Адиабаталық процестегі ұлғаю жұмысы термодинамиканың бірінші заңы бойынша ішкі энергияның кемуі арқылы істелінеді және төменгі формулалардың біреуімен есептеуге болады:

$$\ell = -\Delta u = c_v(T_1 - T_2) = \frac{R}{\kappa - 1}(T_1 - T_2). \quad (4.19)$$

Күй теңдеуіне байланысты $p_1 v_1 = RT$ және $p_2 v_2 = RT_2$, сондықтан

$$\ell = \frac{1}{\kappa - 1}(p_1 v_1 - p_2 v_2). \quad (4.20)$$

Бұл процесте газ бен қоршаған орта арасында жылу алмасуы жоқ, сондықтан $q = 0$.

Жылу сыйымдылықтың формуласы $c = \frac{\delta q}{dT}$ көрсететіндей, адиабаталық процестегі газдың жылу сыйымдылығы нольге тең болады.

Адиабаталық процесте $\delta q = 0$ болғандықтан жұмыстық дененің энтропиясы өзгермейді ($ds = 0$ және $s = \text{const}$). Демек, адиабаталық процестің T, s – диаграммасы вертикаль сызықпен көрсетіледі.

Политропалық процесс және оның қорытындылаушылық маңызы. Политропалық процесс мына теңдеумен сипатталады:

$$pv^n = \text{const} . \quad (4.21)$$

Политропа көрсеткіші n ($-\infty$) – тен $(+\infty)$ – ке дейінгі аралықта кез келген шама бола алады, бірақ берілген процесте ол тұрақты болады.

(4.21) және Клапейрон теңдеулерінен политропа процесінің теңдеулерін табуға болады:

$$\left. \begin{aligned} \frac{p_2}{p_1} &= \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^n \\ \frac{T_2}{T_1} &= \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{n-1} \\ \frac{T_2}{T_1} &= \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} \end{aligned} \right\} \quad (4.22)$$

Политропа процесіндегі ұлғаю жұмысы

$$\ell = \int_{v_1}^{v_2} p dv .$$

(4.22) теңдеулеріне байланысты

$$p = p_1 \left(\frac{v_1}{v} \right)^n ,$$

болғандықтан ұлғаю жұмысын былай табуға болады:

$$\ell = p_1 v_1^n \int_{v_1}^{v_2} \frac{dv}{v^n} = \frac{p_1 v_1}{n-1} \left[1 - \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{n-1} \right] = \frac{p_1 v_1}{n-1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right] . \quad (4.23)$$

Идеалды газ үшін (4.23) теңдеуін мына түрге келтіруге болады:

$$\ell = \frac{R}{n-1} (T_1 - T_2) ,$$

$$\ell = \frac{p_1 v_1}{n-1} \left(1 - \frac{T_2}{T_1} \right), \quad (4.24)$$

$$\ell = \frac{1}{n-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2).$$

Осы процестегі жұмыстық денеге келтірілген (немесе алынған) жылулықтың мөлшерін термодинамиканың бірінші заңы арқылы табамыз:

$$q = (u_2 - u_1) + \ell.$$

Мыналарды ескерсек

$$u_2 - u_1 = c_v (T_2 - T_1) \quad \text{және}$$

$$\ell = \frac{R}{1-n} (T_2 - T_1),$$

онда

$$q = c_v \frac{n-k}{n-1} (T_2 - T_1) = c_n (T_2 - T_1), \quad (4.25)$$

мұнда

$$c_n = c_v \frac{n-k}{n-1}. \quad (4.26)$$

(4.26) байланысы идеалды газдың политропалық процестегі жылу сыйымдылығы болады және c_v , k , n тұрақты болғандықтан $c_n = \text{const}$ болады, сондықтан политропалық процесті кей кездерде жылу сыйымдылық тұрақты болатын процесс деп те атайды.

Энтропияның өзгеруі:

$$\Delta s = \int_1^2 \frac{\delta q}{T} = c_n \ln \frac{T_2}{T_1} = c_v \frac{n-k}{n-1} \ln \frac{T_2}{T_1}. \quad (4.27)$$

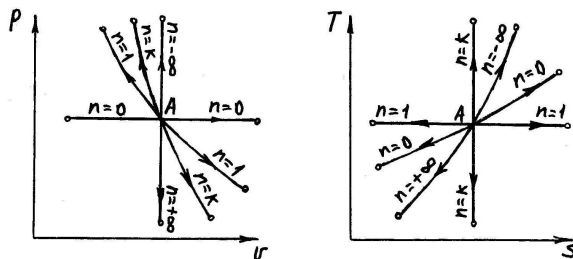
Политропалық процестің қорытындылаушылық маңызы бар, өйткені ол барлық негізгі термодинамикалық процестерді қамтиды.

Мыналарға көзді жеткізу қиын емес:

- изохоралық процесс үшін $n = \pm\infty$, $c_n = c_v$;
- изобаралық процесс үшін $n = 0$, $c_n = c_p$;
- изотермиялық процесс үшін $n = 1$, $c_n = \infty$;

- адиабаталық процесс үшін $n = k$, $c_n = 0$.

4.5-суретінде әртүрлі мөлшердегі политропа көрсеткіші бар политропалық процестердің p, v және T, s -диаграммалары көрсетілген. Барлық процестер бір нүктеден басталады.



4.5 -сурет. Идеалды газдың негізгі термодинамикалық процестерінің p, v және T, s - координаталарында көрсетілуі

Изохора диаграмма аясын екі аймаққа бөледі: изохораның оң жағында жатқан процестердің жұмысы оң шама болады, өйткені ол газдың ұлғаюы арқылы істелінеді, ал изохораның сол жағында жатқан процестердің жұмысы теріс шама болады, өйткені ол газды қысуға жұмсалады.

Адиабатадан жоғары және оның оң жағында жатқан процестерде жұмыстық денеге жылулық келтіріледі, ал адиабатадан төмен және оның сол жағында жатқан процестерде жұмыстық денеден жылулық алынады.

Изотермадан жоғары және оның оң жағында жатқан процестерде жұмыстық дененің ішкі энергиясы жоғарылайды, ал изотермадан төмен және оның сол жағында жатқан процестерде жұмыстық дененің ішкі энергиясы кішірейеді.

Адиабата мен изотерманың арасында жатқан процестерде жұмыстық дененің жылу сыйымдылығы теріс шама болады, өйткені δq мен du (демек, dT) шамалары бұл аймақта қарама-қарсы белгідегі шамалар болады. Бұл процестерде $|q| > |q|$, өйткені жұмыстық дене ұлғайғанда жұмысқа келтірілген жылулықпен қатар оның ішкі энергиясының бөлігі жұмсалады.

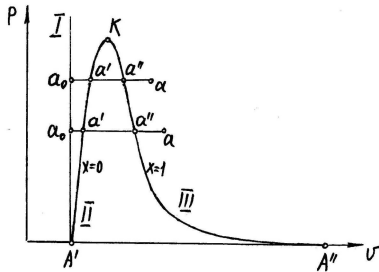
4.2. Нақты газдардың термодинамикалық процестері

Нақты газ ретінде жылу энергетикасында кеңінен пайдаланылатын су буын қарастырамыз, ол негізгі жұмыстық дене болып есептеледі. Сондықтан судың және су буының термодинамикалық қасиеттерін зерттеудің маңызы өте зор болады.

Буға айналу процесі. Негізгі ұғымдар мен анықтамалар. Бу алу процесін қарастырайық. Ол үшін температурасы 0°C суды қозғалмалы поршені бар цилиндрге орналастырамыз. Сырттан поршеньге біршама тұрақты P күшімен әсер етеміз. Егер поршеньнің ауданы F болса, онда цилиндр ішінде $p = P / F$ қысымы болады.

Заттың сұйық түрден газға айналу процесін p, v - координаталарында көрсетеміз (4.6-сурет).

Температурасы 0°C және қысымы p судың бастапқы күйі диаграммада a_0 нүктесімен көрсетіледі. Суға жылулық келтірілсе, оның температурасы берілген қысымға сәйкес келетін судың t_s қайнау температурасына дейін көтеріледі.



4.6-сурет. Су буының p, v -диаграммасы

Сонда судың меншікті көлемі алдымен азая бастайды, температурасы 4°C болғанда оның көлемі ең кіші шамасына жетеді, сонан соң ол үлкейе бастайды*.

Температурасы қайнау температурасына жеткен судың күйі диаграммада a' нүктесімен көрсетіледі.

Суға әрі қарай жылулық келтірсек, ол қайнайды және оның көлемі өте ұлғаяды. Сонда цилиндрде екі фазалық орта болады. Мұндай су мен будан тұратын қоспаны ылғалды қаныққан бу деп атайды. Жылулықты келтіре берсек, сұйық фазаның мөлшері азаяды, ал бу фазаның мөлшері жоғарылайды. Бұл кезде қоспаның

* Мұндай ауытқушылық кейбір сұйықтарға тән қасиет (біршама температуралар аралығында сұйықты қыздырғанда оның тығыздығы үлкейеді). Бірақ сұйықтардың көпшілігінің меншікті көлемі қыздырғанда ақырындап үлкейе бастайды.

температурасы өзгермейді және t_s – ке тең болады, өйткені барлық жылулық сұйық фазаның буға айналуына кетеді. Демек, бұл кезде буға айналу процесі изобаралық – изотермиялық болады. Ақырында, ең соңғы судың тамшысы буға айналып, цилиндр ішінде тек қана бу болады, оны құрғақ қаныққан бу дейді. Бұл будың күйі диаграммада a'' нүктесімен көрсетіледі.

Сұйықпен термиялық және динамикалық тепе-теңдік жағдайда тұрған буды қаныққан бу дейді. Динамикалық тепе-теңдік жағдай деп сұйықтан бу кеңістігіне ұшып шыққан молекулалар санының су бетіне сұйыққа айналатын молекулалар санына теңдігін айтады. Бұл кезде бу кеңістігінде осы температурада барынша мүмкін болатын молекулалар саны тепе-теңдік жағдайда болады. Будың қаныққан мағынасы болып, оны изотермиялық қысқанда қысымы мен тығыздығы өзгермей сұйыққа айналғандығы есептелінеді. Температура жоғарылаған сайын бу кеңістігіне ұшып шығуға жетерлік энергиясы бар молекулалар саны көбейеді. Будың қысымы өсуіне байланысты будың тығыздығы үлкейеді, демек, уақыт бірлігінде су бетіне сұйыққа айналатын молекулалар саны өседі, сонда тепе-теңдік жағдай орнына келеді. Осыдан қаныққан будың қысымы оның температурасының бір ырғақты өсетін функциясы болады немесе қаныққан будың температурасы, керісінше, оның қысымының бір ырғақты өсетін функциясы болады.

Көлем үлғайғанда қаныққан температурадағы сұйық бетінен бірсыпыра сұйық мөлшері буға айналады, ал көлем кішірейгенде “артық” бу қайтадан суға айналады, сонымен бұл екі жағдайларда будың қысымы өзгермейді.

Қалқып жүрген сұйық фазаның бөліктері қаныққан буда болмаса, онда ол құрғақ қаныққан бу деп аталады. Оның меншікті көлемі мен температурасы қысымның функциясы болады. Сондықтан құрғақ будың күйін кез келген параметрлер (қысым, температура немесе меншікті көлем) арқылы беруге болады.

Бу мен буда қалқып жүрген сұйықтың тамшылары бар екі фазалық қоспаны ылғалды қаныққан бу дейді. Құрғақ қаныққан будың ылғалды будағы массалық үлесін будың құрғақтық дәрежесі дейді және x әрпімен белгілейді. Қайнап тұрған судың ылғалды будағы $(1-x)$ тең массалық үлесін будың ылғалдылық

дәрежесі дейді. Қайнап тұрған су үшін $x=0$, ал құрғақ қыныққан бу үшін $x=1$.

Ылғалды будың күйі екі параметр арқылы сипатталынады: қысыммен (немесе осы қысым анықтайтын қанығу температурасымен t_s) және будың құрғақтық дәрежесімен.

Егер құрғақ буға сол қысымда жылулық келтіріле берсе, онда будың температурасы жоғарылайды, сонда бу қыза бастайды. Қызған будың күйі диаграммада a нүктесімен көрсетіледі және температурасына байланысты a' нүктесінен әртүрлі ұзындықтарда жатады. Сонымен *температурасы сол қысымдағы қаныққан будың температурасынан жоғары болатын буды тым ыссы бу дейді.*

Бірдей қысымда тым ыссы будың меншікті көлемі қаныққан будың меншікті көлеміне қарағанда үлкен болады, ал молекулалар саны тым ыссы будың көлем бірлігінде аздау болады, яғни оның тығыздығы кішілеу болады. Бұл буды изотермиялық қысқанда, оның қысымы мен тығыздығы жоғарылайды, яғни тым ыссы бу қанықпаған бу болады.

Тым ыссы будың күйі кез келген газдар сияқты кез келген екі тәуелсіз параметрлер арқылы анықталады.

Егер буға айналу процесін жоғарылау қысымда қарастырсақ, онда мынадай өзгерістерді байқауға болады. Жаңа қысымдағы және 0°C -дағы 1 кг судың күйін көрсететін a_0 нүктесі вертикаль сызықта болады деп айтуға болады, өйткені су іс жүзінде қысылмайды. Қысым өскен сайын судың қайнау температурасы жоғарылайды және сұйық жоғары температурада ұлғаяды, сондықтан a' нүктесі оңға қарай ығысады. Ал буды қарастырсақ (a' нүктесі), онда қайнау температурасы жоғарылауына қарамастан будың қысымы өсуінің әсері күштірек болғандықтан оның меншікті көлемі кішірейеді.

Сұйықтың меншікті көлемі өсіп, будың меншікті көлемі кішірейетін болғандықтан, қысымды әрдайым өсіре берсек, сұйықтың және будың меншікті көлемдері бір-біріне теңеседі, осы теңесуге сәйкес келетін нүктені аумалы нүкте деп атайды. Газ бен сұйықтың айырмашылығы олардың тығыздықтарына (немесе меншікті көлемдеріне) байланысты болғандықтан аумалы нүктеде сұйық пен газдың қасиеттері бірдей болады.

Судың аумалы нүктесінің параметрлері (К нүктесі):

$$p_a = 221,29 \cdot 10^5 \text{ Па}, \quad t_a = 374,15^\circ \text{ С}, \quad v_a = 0,00326 \text{ м}^3 / \text{ кг}.$$

Сұйық пен қаныққан будың бірге бола алатын барынша мүмкіндік температурасы аумалы температура деп аталады. Аумалы температурадан жоғары температураларда тек қана тым ыссы бу ғана болады. Барлық газдарды өте "тым ыссы" булар деуге болады. Берілген қысымда газдың қыздыру температурасы неғұрлым жоғары болса, соғұрлым газ өзінің қасиеттерімен идеалды газға жақындау болады.

Сұйық пен қаныққан будың тепе-теңдік жағдайы әлі мүмкін болатын ең кіші қысымды үш нүктелік күйдің қысымы дейді. Бұл үш нүктелік күйде тепе-теңдік жағдайда бір уақытта бу, су және мұз болады (4.6-суретінде А' нүктесімен көрсетілген.) Судың үш нүктелік күйінің параметрлері:

$$p_0 = 611 \text{ Па}, t_0 = 0,01^\circ \text{ С}, v_0 = 0,001 \text{ м}^3 / \text{ кг}.$$

Абсолюттік қысым $p_0 = 611 \text{ Па}$ болғанда, бұға айналдыру процесі диаграммада А' А'' изобарасымен көрсетілген, ал бұл изобара абцисса осімен іс жүзінде бірдей түседі. Ал бұдан да төмен қысымдарда тек қана бу мен мұз тепе-теңдік жағдайда бола алады. *Бірден мұздан бұға айналу процесі сублимация деп аталады.*

Егер аттас нүктелерді іркілмеген қисық сызықтармен қоссақ, онда І нольдік изотерманы табамыз және бұл изотерманың әр нүктесі 0° С -дағы және p қысымындағы 1 кг судың күйлеріне сәйкес келеді, ІІ төменгі шекаралық сызық және ол қайнау температурасындағы меншікті көлемнің қысыммен байланысын көрсетеді, ІІІ жоғарғы шекаралық сызық және ол құрғақ қаныққан будың меншікті көлемінің қысыммен байланысын көрсетеді. ІІ және ІІІ сызықтарының арасынан горизонталь жүргізсек, оның әр нүктесі ылғалды қаныққан будың күйлерін көрсетеді, ІІ сызықта жатқан нүктелер қайнап тұрған судың күйлерін, ал ІІІ сызықтың нүктелері құрғақ қаныққан будың күйлерін көрсетеді. ІІ сызықтың сол жағындағы аймақта нольдік изотермаға дейін бір фазалық қайнамаған су болады, ал ІІІ сызықтың оң жағындағы аймақта тым ыссы бу болады. Сонымен ІІ және ІІІ сызықтардың арасында қаныққан будың аймағы орналасады және олар қаныққан буды су және тым ыссы будың аймақтарынан бөліп тұрады, сондықтан олар шекаралық сызықтар деп аталады.

Судың және будың параметрлерін анықтау. Қайнаған судың және құрғақ қаныққан будың термодинамикалық параметрлері су мен су буының жылу физикалық қасиеттерінің кестелерінен алынады [3] және бұл туралы § 1.4 айтылды. Бұл кестелерде штрихпен көрсетілген термодинамикалық шамалар қайнау температурасына дейін қыздырылған суға қарайды, ал екі штрихті шамалар құрғақ қаныққан буға қарайды.

Изобаралық процесс үшін (2.29) сәйкес сұйыққа келтірілген жылулық

$$q = h_2 - h_1,$$

онда осы байланысты $a'a''$ процесіне қолдансақ, табатынымыз

$$q = r = h'' - h', \quad (4.28)$$

мұнда r - буға айналу жылулығы.

Буға айналу жылулығы бір килограмм суды сол температурада құрғақ қаныққан буға айналдыру үшін кететін жылулықтың мөлшерін анықтайды.

Буға айналдыру процесіндегі энтропияның өсуі мына формуламен анықталады:

$$s'' - s' = \int \frac{\delta q}{T} = \frac{1}{T_s} \int \delta q = \frac{r}{T_s}.$$

Энтропиялардың s', s'' және энтальпиялардың h', h'' санақ басы болып судың үш нүктелік күйі есептелінеді, яғни судың бұл күйінде көрсетілген шамалары нольге тең болады (судың нольдік күйі).

Қайнап тұрған судың және құрғақ қаныққан будың күйі тек қана бір параметрмен анықталатын болғандықтан берілген қысым немесе температура арқылы су мен су буының кестелерінен $v', v'', h', h'', s', s'', r$ шамаларын аламыз.

Ылғалды қаныққан будың меншікті көлемін v_x , энтропиясын s_x , энтальпиясын h_x аддитивтік ережені қолдана отырып анықтаймыз. Бір килограмм ылғалды буда x кг құрғақ бу және $(1-x)$ кг қайнап тұрған су болғандықтан

$$v_x = xv'' + (1-x)v' = v' + x(v'' - v'). \quad (4.29)$$

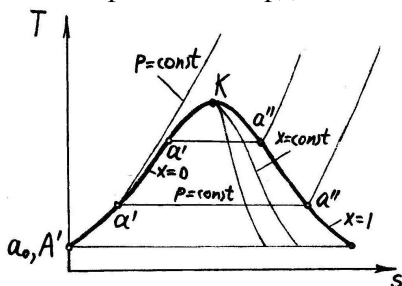
Осылай

$$s_x = s' + x(s'' - s') = s' + x \frac{r}{T_s}, \quad (4.30)$$

$$h_x = h' + x(h'' - h') = h' + x r. \quad (4.31)$$

Ылғалды будың параметрлерін бірден кестеден алуға болмайды. Оларды берілген қысым (немесе температура) мен құрғақтық дәреже арқылы жоғарыда келтірілген формулалармен анықтайды.

Қайнамаған судың бір фазалық күйін және тым ыссы будың күйін екі параметр арқылы береміз. Берілген қысым мен температура арқылы судың және тым ыссы будың v, h, s шамаларын кестелерден аламыз.



4.7-сурет. Су буының
T,s-диаграммасы

Су буының T, s-диаграммасы. Су буымен жүргізілетін әртүрлі процестерді зерттеу үшін кестелермен қатар T, s-диаграммасы қолданылады (4.7-сурет).

Оны салу үшін су буының кестелерінен алынған мәліметтерді T, s-координаталарына көшіреді.

Судың үш нүктелік күйі ($s_0=0$, $T_0=273,16\text{K}$)

диаграммада A' нүктесі арқылы көрсетіледі. Диаграммаға әртүрлі температуралардағы s' және s'' шамаларын қоя отырып, төменгі және жоғарғы шекаралық сызықтарды табады. Төменгі шекаралық сызықтың сол жағында судың аймағы орналасады, шекаралық сызықтардың арасында екі фазалық ылғалды қаныққан будың аймағы орналасады, ал жоғарғы шекаралық сызықтан жоғары және оның оң жағында тым ыссы будың аймағы жатады.

Диаграммаға изобаралар, изотермалар және тұрақты құрғақтық дәрежедегі сызықтар жүргізіледі. Бұл сызықтарды жүргізу үшін әр $a'a''$ изобарасын бірдей бөліктерге бөліп, сәйкес нүктелерді $x=\text{const}$ сызықтармен қосады. Нольдік изотермадан төмен жатқан аймақ бу+мүз қоспаларының әртүрлі күйлерін көрсетеді.

T, s – диаграммасында процесс сызығының астындағы аудан жұмыстық денеге келтірілген немесе алынған жылулық мөлшеріне балама болады. Кез келген қайтымды циклдің жұмысы циклдің ауданымен көрсетіледі, сондықтан диаграмманың көмегімен циклдің термиялық П.Ә.К. табуға болады. Термодинамикалық процестерді теориялық зерттегенде T, s - диаграммасын кеңінен пайдаланады.

Су буының h, s -диаграммасы. Егер жұмыстық дененің күйін анықтаушы тәуелсіз параметрлер ретінде энтропия мен энтальпияны алатын болсақ, онда h, s – диаграммасында жұмыстық дененің әр күйі нүкте арқылы көрсетіледі.

Су буының h, s – диаграммасы 4.8-суретінде көрсетілген. Оны салу үшін су буының кестелерінен алынған мәліметтерді h, s – координаталарына көшіреміз. Координаталардың басы ретінде судың үш нүктелік күйі ($s_0 = 0, h_0 = 0$) алынады. Диаграммаға қайнау температурасындағы судың әртүрлі күйлерінің s' және h' шамаларын және құрғақ қаныққан будың s'' және h'' шамаларын қоя отырып, төменгі және жоғарғы шекаралық сызықтарды табады.

Ылғалды будың екі фазалық аймақтағы изобаралары алшақтаған түзу сызықтардың жинағы түрінде болады. Шынында да $p = \text{const}$ процесінде

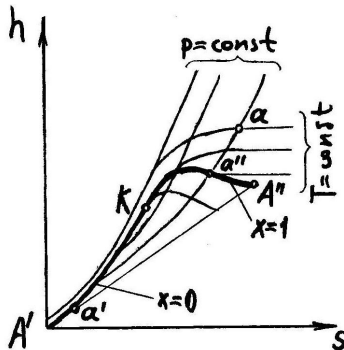
$$ds = \frac{\delta q_p}{T} = \frac{dh}{T}$$

немесе

$$\left(\frac{\partial h}{\partial s} \right)_p = T,$$

яғни изобараның көлбеген бұрышының тангенсі h, s –

диаграммасында осы күйдегі абсолюттік температураға тең болады. Қанығу аймағында изобара изотермамен бірдей түсетін болғандықтан көлбеген бұрыштың тангенсі тұрақты болады және изобара түзу сызықпен көрсетіледі. Неғұрлым қанығу қысымы үлкен болса, соғұрлым температура жоғарылау жатады. Аумалы қысымның ең шеткі изобарасы



4.8-сурет. Су буының h, s -диаграммасы

тіпті құлама боп келеді. Осылардың салдарынан K аумалы нүктесі p, v және T, s — диаграммаларындағыдай ең ұшында жатпай, шекаралық сызықтың сол жақ баурайына орналасады. Қызу аймағында будың температурасы (қысым тұрақты болғанда) жоғарылайды және изобараның құламалылығы үлкейеді. Сондықтан тым ыссы будың изобаралары логарифмдік сызықтарға жақындау болады.

Су аймағындағы изобаралардың сипаттамалары осындай болады, бірақ олардың шекаралық сызыққа жақын болатындықтары сонша, тіпті іс жүзінде онымен құйылысып кетеді.

Төменгі қысымдарда және біршама жоғары температураларда тым ыссы будың қасиеттері идеалды газдың қасиеттеріне жақындайды. Изотермиялық процесте идеалды газдың энтальпиясы өзгермейтін болғандықтан өте тым ыссы будың изотермалары горизонталь болады. Қанығу аймағына, яғни жоғарғы шекаралық сызыққа жақындаған сайын тым ыссы будың қасиеттері идеалды газдың қасиеттерінен біраз ауытқи бастайды, сонда изотермалар қисая түседі.

Су буының h, s - диаграммасына сонымен қатар $v = \text{const}$ изохоралар жүргізсек, олар изобараларға қарағанда тым құламалау келеді.

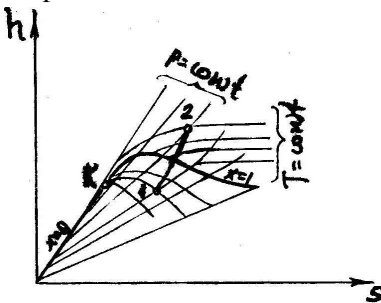
Әлбетте барлық диаграмманы салмайды, тек іс жүзінде керекті қолданылатын бөлігін ғана салады. Бұлай істеген үлкендеу масштаб қолдануға қолайлы болады.

Осы диаграмманың әр нүктесіндегі p, v, t, h, s, x шамаларын табуға болады. Бұл диаграмманың артықшылығы болып жылулықтың мөлшері ($p = \text{const}$ болғанда) ұзындықпен көрсетілетіндігі есептелінеді, ал T, s — диаграммасында жылулықтың мөлшері ауданмен көрсетілетін еді. Сондықтан h, s — диаграммасы жылу есептерін шығарғанда кеңінен пайдаланылады.

Су буының негізгі термодинамикалық процестері. Бу күшімен істейтін қондырғылардың жұмысын талдау үшін изохоралық, изобаралық, изотермиялық және адиабаталық процестердің маңыздары зор. Бұл процестердің есептерін су мен су буы кестелерінің көмегімен немесе h, s - диаграммасының көмегімен шығаруға болады. Бірінші әдіс екіншіге қарағанда дәлдірек болады, ал екінші әдіс оңайлау және көзге жатық келеді.

Бұл диаграммамен есептеудің жалпы әдісі былай болады. Белгілі параметрлер бойынша жұмыстық дененің бастапқы күйі көрсетіледі, сонан соң процестің сызығы жүргізіледі және жұмыстық дененің соңғы күйінің параметрлері анықталады. Әрі қарай берілген процестегі жұмыстық дененің ішкі энергиясының өзгеруі табылады және процестегі жылулық пен жұмыстың мөлшерлері анықталады.

Изохоралық процесс (4.9-суретінде көрсетілген). Тұрақты көлемде қыздырудың көмегімен ылғалды буды құрғақ буға, сонан соң тым ыссы буға өткізуге болатындығы диаграммада көрсетілген.



4.9-сурет. Су буының изохоралық процесі

Салқындату арқылы буды сұйыққа айналдыруға болады, бірақ мүлдем сұйыққа айналдыруға болмайды, өйткені сұйық бетінде әрдайым біраз қаныққан бу болады. Олай болса, изохора ешқашанда төменгі шекаралық сызықты кесіп өте алмайды. Изохоралық процесте ($v = \text{const}$) су буының ішкі энергиясының өзгеруі

$$\Delta u = u_2 - u_1 = (h_2 - p_2 v_2) - (h_1 - p_1 v_1). \quad (4.32)$$

Осы формула барлық термодинамикалық процестерде орынды болады.

Изохоралық процесте сыртқы жұмыс $\ell = 0$, сондықтан келтірілген жылулық термодинамиканың бірінші заңы бойынша будың ішкі энергиясының өсуіне тең болады:

$$q = u_2 - u_1. \quad (4.33)$$

Изобаралық процесс (4.10-сурет). Ылғалды қаныққан буға жылулық келтірілсе, оның құрғақтық дәрежесі өседі және ол (температура тұрақты болғанда) құрғақ буға айналады, ал әрі қарай жылулық келтірілсе, тым ыссы буға айналады (будың температурасы бұл кезде жоғарылайды).

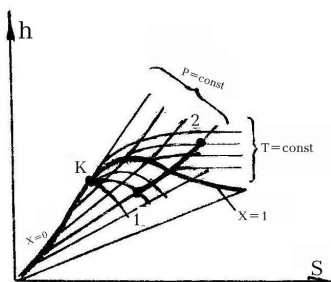
Жылулық алынған жағдайда ылғалды бу $T_s = \text{const}$ болғанда сұйыққа айналады.

Процеске қатысушы жылулықтың мөлшері
энтальпиялардың айырмашылығына тең болады:

$$q = h_2 - h_1. \quad (4.34)$$

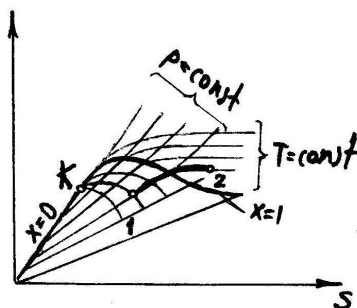
Процестегі жұмыс мына формуламен табылады:

$$\ell = p(v_2 - v_1). \quad (4.35)$$



4.10-сурет. Су буының изобаралық процесі

Изотермиялық процесс (4.11-сурет). Су буының ішкі энергиясы $T = \text{const}$ процесінде тұрақты болмайды, өйткені оның потенциалды құрастырушысы өзгереді.



4.11- сурет. Су буының изотермиялық процесі

Ішкі энергияның өзгеруін (4.32) формуласымен табамыз.

Изотермиялық процеске қатысушы жылулықтың мөлшері былай табылады:

$$q = T(s_2 - s_1). \quad (4.36)$$

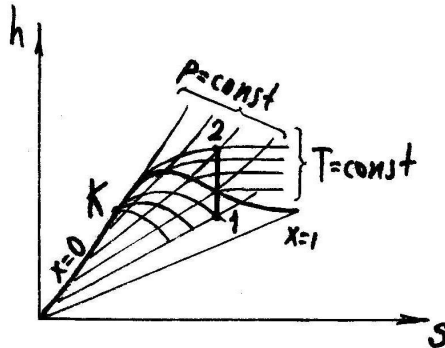
Сыртқы жұмыс термодинамиканың бірінші заңы бойынша табылады:

$$\ell = q - \Delta u. \quad (4.37)$$

Адиабаталық процесс (4.12-сурет). Адиабаталық ұлғайғанда будың қысымы мен температурасы төмендейді, сонда тым ыссы бу алдымен құрғақ буға айналады, сонан соң ылғалды бу болады.

Адиабаталық процестегі жұмыс мына формуламен табылады:

$$\ell = -\Delta u = u_1 - u_2 = (h_1 - p_1 v_1) - (h_2 - p_2 v_2). \quad (4.38)$$



4.12- сурет. Су буының адиабаталық процесі

4.3. Идеалды газдардың қоспалары

Дальтон заңы. Инженерлік тәжірибеде газ тәрізді заттарды өте көп кездестіруге болады. Бұлардың қасиеттері идеалды газдардың қасиеттеріне жақындау болады да, химиялық бір-біріне қосылмайтын әртүрлі газдардың бөлек компоненттерінен тұратын механикалық қоспадан тұрады. Бұл қоспаға іштен жанатын қозғалтқыштардағы, бу қазандарындағы отындардың жану қалдықтары, кептіргіш қондырғылардың ауасы жатады.

Газдардың қоспасын сипаттайтын негізгі заң болып Дальтон заңы табылады.

Идеалды газдар қоспасының толық қысымы барлық құрастырушы компоненттердің парциалдық қысымдарының қосындысына тең болады:

$$p = \sum_{i=1}^n p_i. \quad (4.39)$$

Парциалдық қысым p_i деп берілген температурада қарастырылып отырған газ компоненті жалғыз өзі қоспаның барлық көлемін алып тұрғандағы қысымын айтады.

Қоспаның берілу әдістері. Газдар қоспасының құрамы массалық, көлемдік және мольдік үлестермен берілуі мүмкін.

Бөлек компонент массасының M_i қоспаның массасына M қатынасын массалық үлес дейді:

$$q_i = M_i / M \quad (4.40)$$

$M = \sum_1^n M_i$ және $\sum_1^n g_i = 1$ екендері байқалып тұр.

Массалық үлесті пайыз арқылы көрсетеді. Мысалы, құрғақ ауа үшін $g_{N_2} \approx 77\%$, $g_{O_2} \approx 23\%$.

Газдың келтірілген көлемінің V_i қоспаның толық көлеміне V қатынасын көлемдік үлес дейді:

$$r_i = V_i / V. \quad (4.41)$$

Келтірілген көлем деп газ компонентіне қоспаның қысымы мен температурасы әсер еткендегі көлемін айтады.

Келтірілген көлемді табу үшін және қоспаның i компоненті үшін екі күй теңдеуін жазамыз:

$$p_i V = M_i R_i T, \quad (4.42)$$

$$p V_i = M_i R_i T. \quad (4.43)$$

Бірінші теңдеу қоспадағы газ компонентінің қысымы парциалдық қысым p_i болғандағы және ол қоспаның толық көлемін алып тұрғандағы күйін көрсетеді, ал екінші теңдеу сол компоненттің қысымы мен температурасы қоспаның p мен T -сындай болғандағы келтірілген күйін көрсетеді. Бұл теңдеулерден мынаны табамыз:

$$V_i = \frac{V p_i}{p} = V \frac{p_i}{p}. \quad (4.44)$$

Қоспаның барлық компоненттерінің (4.44) байланыстарын қосып, Дальтон заңын ескере отырып, табатынымыз:

$$\sum_1^n V_i = V, \text{ осыдан } \sum_1^n r_i = 1.$$

Көлемдік үлестер де өте жиі пайызбен көрсетіледі Ауа үшін $r_{O_2} = 21\%$, $r_{N_2} = 79\%$.

Кей кездерде қоспаның құрамын мольдік үлес арқылы көрсеткен қолайлы. *Мольдік үлес деп қарастырылып отырған*

компоненттің моль шамасының N_i қоспаның барлық мольдерінің шамасына N қатынасын айтады. Газдар қоспасының құрамы бірінші компоненттің N_1 молінен, екінші компоненттің N_2 молінен және т.б. тұрады десек, онда қоспа молінің саны:

$$N = \sum_{i=1}^n N_i,$$

ал i компонентінің мольдік үлесі $\frac{N_i}{N}$ тең болады.

Авогадро заңы бойынша кез келген газ молінің көлемі бірдей температура мен қысымда, жекелеп айтқанда қоспаның температурасы мен қысымында, бірдей болады. Сондықтан кез келген компоненттің келтірілген көлемі осы компонент молінің саны мен моль көлемінің V_μ көбейтіндісіне тең болады:

$$V_i = V_\mu \cdot N_i,$$

ал қоспаның көлемі

$$V = V_\mu \cdot N.$$

Осыдан

$$\frac{V_i}{V} = r_i = \frac{N_i}{N},$$

сонымен газдар қоспасының мольдік үлеспен берілуі оның көлемдік үлеспен берілуіне тепе-тең болады.

Газдар қоспасының тұрақты саны. Қоспаның барлық компоненттері үшін (4.42) теңдеулерін қосып, табатынымыз:

$$V \sum_{i=1}^n p_i = \sum_{i=1}^n g_i M R_i T.$$

(4.39) ескере отырып, мынаны жазуға болады:

$$pV = M R_\kappa T, \quad (4.45)$$

мұнда

$$R_\kappa = \sum_{i=1}^n g_i R_i. \quad (4.46)$$

(4.45) теңдеуіне қарағанда идеалды газдардың қоспасы Клайперон теңдеуіне бағынады.

(1.6) байланысы бойынша $R_i = 8314 / \mu_i$ болғандықтан, (4.46) теңдеуінен мынаны табамыз. Қоспаның тұрақты саны:

$$R_\kappa = 8314 \sum_{i=1}^n \frac{g_i}{\mu_i}. \quad (4.47)$$

R_k -ның СИ өлшемдер жүйесінде өлшем бірлігі $\frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$.

Қоспаның көрінетін молекулалық массасы. (1.6) байланысы бойынша қоспаның молекулалық массасын енгізіп, былай жазуға болады.

$$R_k = \frac{8314}{\mu_k} . \quad (4.48)$$

(4.47) және (4.48) байланыстарының оң жағын салыстырып, мынаны табамыз:

$$\mu_k = \frac{1}{\sum_i^n g_i / \mu_i} . \quad (4.49)$$

Барлық компоненттер үшін (4.43) байланыстарын қосып, алдымен V_i, M_i және R_i өздерінің шамаларымен ауыстырып, қоспаның көрінетін молекулалық массасын берілген көлемдік үлестер арқылы табамыз:

$$\mu_k = \sum_i^n r_i \mu_i . \quad (4.50)$$

Көлемдік және массалық үлестердің ара қатынасы. Массалық үлестің анықтамасы бойынша

$$g_i = \frac{M_i}{M} = \frac{\mu_i N_i}{\mu_k N} = \frac{\mu_i}{\mu_k} r_i .$$

(4.50) байланысын ескере отырып, табатынымыз:

$$g_i = \frac{\mu_i r_i}{\sum_i^n r_i \mu_i} . \quad (4.51)$$

Екінші жағынан

$$r_i = \frac{V_i}{V} = \frac{N_i}{N} = \frac{N_i}{\sum_i^n V_i} ,$$

сонда

$$r_i = \frac{M_i}{\mu_i} \sum_i^n \frac{M_i}{\mu_i} .$$

Бұл формуланың бөлінгіші мен бөлгішін қоспаның массасына бөлсек, онда мынаны табамыз:

$$r_i = \frac{g_i}{\mu_i} \sum_1^n \left(\frac{g_i}{\mu_i} \right). \quad (4.52)$$

Идеалды газдар қоспасының жылу сыйымдылығы. Егер газдар қоспасы массалық үлестермен берілсе, онда қоспаның массалық жылу сыйымдылығы әр компоненттің массалық үлесі массалық жылу сыйымдылығына көбейтіліп, солардың қосындысына тең болады:

$$c_v = \sum_1^n g_i c_{vi}, \quad c_p = \sum_1^n g_i c_{pi}. \quad (4.53)$$

Егер қоспа көлемдік үлестермен берілсе, онда қоспаның көлемдік жылу сыйымдылығы:

$$c'_v = \sum_1^n r_i c'_{vi}, \quad c'_p = \sum_1^n r_i c'_{pi}. \quad (4.54)$$

Ал газдардың қоспасы мольдік үлестермен берілсе, онда қоспаның мольдік жылу сыйымдылығы былай табылады:

$$\mu c_v = \sum_1^n r_i (\mu c_v)_i, \quad \mu c_p = \sum_1^n r_i (\mu c_p)_i. \quad (4.55)$$

4.4. Ылғалды ауа

Кептіргіш қондырғыларда жұмыстық дене ретінде құрғақ ауа мен су буының қоспасы болатын ылғалды ауа кеңінен пайдаланылады.

Су буының атмосфералық ауада болуы метеорологиялық жағдайларға байланысты болады, сонымен қатар судың буландырғыш қайнар көздеріне де байланысты болады. Массалық шамаға шағатын болсақ атмосфералық ауада 4%-ға дейін су буы болуы мүмкін.

Құрғақ ауа мен қаныққан су буының қоспасын қаныққан ылғалды ауа дейді.

Қанықпаған ылғалды ауаны салқындатуға, оның ішіндегі тым ыссы буды қаныққан буга айналдыру үшін, қажет температураны шық нүктесінің температурасы дейді. Ылғалды ауаны одан әрі салқындатса (шық нүктесінің температурасынан төмен), су буы сұйыққа айналады. Сондықтан шық нүктесінің температурасы ауадағы судың бу түрінде болуының шегін білу үшін жиі қолданылады.

Әлбетте ылғалды ауаға идеалды газдар қоспаларының күй теңдеуі пайдаланылады. Кептіру процестерінде ауадағы су буының мөлшері өзгеруі мүмкін, ал құрғақ ауаның мөлшері

өзгермейді, сондықтан барлық шамаларды 1 кг құрғақ ауаға шағып алған қолайлы болады.

Ылғалдылық мөлшері, абсолюттік және салыстырмалы ылғалдылық. Будың 1 м^3 ылғалды ауадағы массасының шамасы парциалды қысымдағы p_δ будың тығыздығына p_δ тең болуын абсолюттік ылғалдылық дейді. Ауаның нақты абсолюттік ылғалдылығының p_δ осы температурада барынша мүмкін болатын абсолюттік ылғалдылыққа p_s қатынасын салыстырмалы ылғалдылық дейді және φ әріпімен белгілейді.

Сонда

$$\varphi = \frac{p_\delta}{p_s} = \frac{p_\delta}{p_s}, \quad (4.56)$$

мұнда p_δ - су буының ылғалды ауадағы парциалды қысымы; p_s -осы температурада су буының барынша мүмкін болатын парциалды қысымы.

Салыстырмалы ылғалдылық пайыз арқылы немесе басқа бірліктерде беріледі. Егер $0 \leq p_\delta \leq p_s$ болса, онда $0 \leq \varphi \leq 100\%$ (немесе $0 \leq \varphi \leq 1$). Құрғақ ауа үшін $\varphi=0$, ал қаныққан ауа үшін $\varphi=100\%$.

Салыстырмалы ылғалдылық жалғыз өзі будың ылғалды ауадағы шамасын сипаттай алмайды, ол үшін ылғалды ауаның p_s шамасын бір мәнді анықтайтын температурасын білу керек.

Ылғалды ауадағы су буы массасының M_δ құрғақ ауаның массасына M_a қатынасын ауаның ылғалдылық мөлшері дейді және ол кг/кг өлшенеді:

$$d = M_\delta / M_a. \quad (4.57)$$

Идеалды газдың күй теңдеуінен құрғақ ауа мен су буының массаларын таба отырып, (4.57) байланысты мына түрге келтіреміз:

$$d = \frac{p_\delta v}{R_\delta T} : \frac{p_a v}{R_a T} = \frac{R_a p_\delta}{R_\delta p_a} = \frac{\mu_a}{\mu_\delta} \frac{p_\delta}{p - p_\delta}.$$

$$\text{Егер } p_\delta = \varphi p_s, \mu_\delta = 18,06 \frac{\text{кг}}{\text{кмоль}} \text{ және } \mu_a = 28,95 \frac{\text{кг}}{\text{кмоль}},$$

$$\text{онда} \quad d = \frac{18,06}{28,95} \frac{\varphi p_s}{p - \varphi p_s} = 0,622 \frac{\varphi p_s}{p - \varphi p_s}. \quad (4.58)$$

Барынша мүмкін болатын ауаның ылғалдылық мөлшері ауа су буымен толық қаныққанда болады ($\varphi=1$):

$$d_{\max}=0,622 \frac{p_s}{p - p_s} . \quad (4.59)$$

Егер қаныққан будың қысымы сыртқы қысымға тең болса (бұл жағдай қайнау температурасында болады), онда $d=\infty$.

Психрометр. Ауаның ылғалдылығы психрометр деген аспаппен өлшенеді. Ол құрғақ және ылғалды термометрлерден тұрады. Ылғалды термометрдің сынап шаригі үздіксіз суланатын матамен оралған. Осы термометрлердің сынап шариктерін ылғалды ауамен үрлесек, құрғақ термометр ылғалды ауаның нақты температурасын t_k көрсетеді, ал ылғалды термометр матаның бетінен буланатын судың температурасын t_y көрсетеді. Неғұрлым матаны үрлеп тұрған ауа құрғақ болса, соғұрлым судың булануы қарқынды болады. Демек, $(t_k - t_y)$ айырмашылығы ауаның ылғалдығына пропорционал болады. Ауаның құрғақтығы жоғары болса, температуралар айырмашылығы үлкен болады.

Ауаның ылғалдылық мөлшерінің d температуралар шамаларымен t_k және t_y байланысы эксперимент жолымен табылады. Осының нәтижесінде арнайы психрометрлік кестелер немесе диаграммалар құрылады және бұлардың көмегімен психрометрдің көрсеткендеріне сүйене отырып, ауаның ылғалдылық мөлшері анықталады.

Ылғалды ауаның жылу сыйымдылығы және энтальпиясы. Әлбетте ылғалды ауаның изобаралық жылу сыйымдылығы c_p 1 кг құрғақ ауаға шағылады, яғни $(1+d)$ кг ылғалды ауаға шағуға болады. Ол 1 кг құрғақ ауа мен d кг будың жылу сыйымдылықтарының қосындысына тең болады:

$$c_p = c_{pk} + d c_{py} . \quad (4.60)$$

Аздау температуралар аралығында ылғалды ауа процестерінің жуықтатылған термодинамикалық есептеулерінде құрғақ ауаның сыбағалы изобаралық жылу

сыйымдылығын $c_{pk} \approx 1 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}} = \text{const}$ және су буының

сыбағалы изобарлық жылу сыйымдылығын

$c_{py} \approx 2 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}} = \text{const}$ деп алуға болады.

Бұл жағдайда ылғалды ауаның жылу сыйымдылығы былай табылады ($\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$):

$$c_p = 1,0 + 2d. \quad (4.61)$$

1 кг құрғақ ауадан және d кг су буынан тұратын ылғалды ауаның энтальпиясы газдар қоспасының энтальпиясы сияқты табылады:

$$h = h_k + d \cdot h_{\text{бу}}. \quad (4.62)$$

1 кг құрғақ ауаның энтальпиясы ($\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$):

$$h_k = c_{pk} \cdot t = 1t. \quad (4.63)$$

1 кг будың энтальпиясы ($\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$) мына формуламен едәуір дәл табылады, егер 0°C судың буға айналдыру жылулығы $2500 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$, ал будың жылу сыйымдылығы $2 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$ деп алсақ, онда:

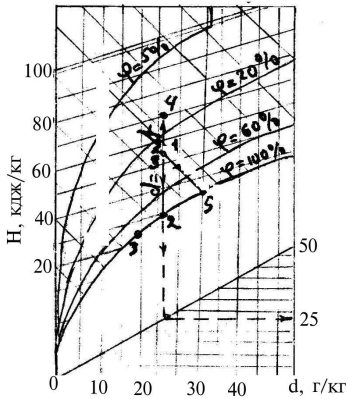
$$h_{\text{бу}} = 2500 + 2t. \quad (4.64)$$

Осылардан

$$h = t + (2500 + 2t)d. \quad (4.65)$$

Ылғалды ауаның H , d -диаграммасы. Материалдарды кептіру, ауа алмастыру, жылыту және т.б. салалардың есептерін іс жүзінде Л.К.Рамзин ұсынған H , d -диаграмманың көмегімен шығаруға болады. Диаграммада $(1+d)$ кг ылғалды ауаның энтальпиясы (ордината осі) абсолюттік ылғалдылық мөлшерінің d , г/кг (абцисса осі) функциясы ретінде көрсетілген. Пайдалануға қолайлы болуы үшін H , d -диаграмма қиғаш бұрышты координаталарда салынған: абцисса осі ордината осіне 135° бұрышпен бағытталған.

Диаграммада көлбеу жатқан осі көрсетілмеген, оның орнына координатаның басынан горизонталь сызық жүргізілген және бұл сызықта ылғалдылық мөлшерінің шамалары берілген (4.13 суретінде көрсетілген). Сонымен вертикаль сызықтар $d = \text{const}$ сызықтары, ал көлбеген сызықтар $H = \text{const}$ көрсетілген. Энтальпия (4.65) байланысы бойынша t мен d -ның сызықтық функциясы болады, сондықтан изотермалар диаграммада түзу сызықтар арқылы көрсетіледі. Осылардан басқа диаграммада $\varphi = \text{const}$



4.13-сурет. Ылғалды ауаның
H, d-диаграммасы

сызықтары көрсетілген. Қанығу сызығы $\varphi=100\%$ болады; ол ауаның қанықпаған аймағын (жоғары жағында) және тұман аймағын (төменгі жағында) бөліп тұратын шекаралық сызық болады. Тұман аймағында ылғал бу түрінде болады, ал басқа бөлігі сұйық немесе қатты түрде болуы мүмкін (қар, мұзды тұман). Бұл диаграмманың кез келген нүктесі ауаның физикалық күйін көрсетеді, ал бұл күйдің өзгерістері процестің

сызығы арқылы көрсетіледі. Мысалы, ауаны ауа қыздырғышта қыздыру процесінде ауаның ылғалдылық мөлшері өзгермейді ($d=\text{const}$), сондықтан бұл процесс H, d-диаграммада вертикаль сызықпен көрсетіледі (14 сызығы). Ауаны ауа салқындатқышта салқындату процесі $d=\text{const}$ кезінде (12 сызығы) оның салыстырмалы ылғалдылығы жоғарылайды және температура шық нүктесінің температурасына жеткенде, ауа қанығады ($\varphi=100\%$). Егер ауа әрі қарай салқындатылса ауадағы су буы сұйыққа айналады және ауа құрғай бастайды (23-сызығы).

Сұйыққа айналған ылғалдылық мөлшері ауаның соңғы температурасымен t_3 анықталады және ауаның ылғалдылық мөлшерінің айырмашылығымен (d_1-d_3) табылады.

Төмендеу температуралы судың ауада тікелей буға айналуы болғандықтан ауа салқындауы мүмкін. Егер суды буға айналдыруға керек жылулық қоршаған ортадан алынса, онда ауаның ылғалдылық мөлшері көбейеді де температурасы төмендейді. Ылғалды ауаны мұндай адиабаталық салқындату процесі $H=\text{const}$ болғанда 15 сызығымен жүргізіледі, ал салқындатудың шегі болып ылғалды термометрдің адиабаталық температурасы есептеледі.

Есеп 4.1. 1 кг ауа температурасы 10°C және бастапқы қысымы 0,1 МПа изотермиялық процеспен компрессорда соңғы қысым 1 МПа дейін қысылады. Ауаның соңғы көлемін, жұмсалған жұмыстың және ауадан алынған

жылулықтың мөлшерін табу керек. Ауаның тұрақты саны

$$R=287 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}.$$

Ауаның бастапқы көлемі

$$v_1 = \frac{RT_1}{p_1} = \frac{287 \cdot 283}{0,1 \cdot 10^6} = 0,81 (\text{м}^3/\text{кг}).$$

Изотермиялық процестің теңдеуіне сүйене отырып, ауаның соңғы көлемін табамыз:

$$v_2 = v_1 \frac{p_1}{p_2} = 0,81 \cdot \frac{0,1 \cdot 10^6}{1 \cdot 10^6} = 0,081 (\text{м}^3/\text{кг}).$$

Ауаны қысуға жұмсалатын жұмыс мөлшері:

$$\ell = RT \ln \frac{p_1}{p_2} = 287 \cdot 283 \ln \frac{0,1 \cdot 10^6}{1 \cdot 10^6} = -187 \left(\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}} \right).$$

Ауадан алынатын жылулықтың мөлшері термодинамиканың бірінші заңы бойынша:

$$q = \ell, \text{ өйткені } \Delta u = 0,$$

сондықтан

$$q = -187 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}.$$

Есеп 4.2. 3 м³ ауа қысымы 4·10⁵Па политропалық процеспен көлемі үш есе көбейіп, қысымы p₂ = 10⁵Па дейін ұлғаяды. Политропа көрсеткішін, ұлғаю жұмысын, жылулықтың мөлшерін және бұл процесте ауаның ішкі энергиясының өзгеруін табу керек.

Ауа политропалық процеспен ұлғаюына байланысты мына теңдеу орынды болады:

$$p_1 V_1^n = p_2 V_2^n.$$

Сондықтан

$$4 \cdot 10^5 v_1^n = (3 \cdot V_1)^n,$$

осыдан политропа көрсеткіші:

$$n = \frac{\ln 4}{\ln 3} = 1,26.$$

Ұлғаю жұмысы:

$$L = \frac{1}{n-1} (p_1 V_1 - p_2 V_2) = \frac{1}{1,26-1} (4 \cdot 10^5 \cdot 3 - 10^5 \cdot 9) = 1154 (\text{кДж}).$$

Жылулық мөлшері:

$$Q = Mc_v \frac{n-k}{n-1} (T_2 - T_1),$$

мұнда $Mc_v(T_2 - T_1) = \Delta U$ - ауаның ішкі энергиясының өзгеруі.

Екінші жағынан ауаның ішкі энергиясының өзгеруі термодинамиканың бірінші заңына байланысты

$$\Delta U = Q - L.$$

Сондықтан

$$Q = (Q - L) \frac{n-k}{n-1},$$

осыдан

$$Q = L \frac{k-n}{k-1} = 1154 \frac{1,4-1,26}{1,4-1} = 404(\text{кДж})$$

және

$$\Delta U = Q - L = 404 - 1154 = -750(\text{кДж}).$$

Ауаның ұлғаю жұмысы оған сырттан жылулық келтіру арқылы және оның ішкі энергиясы азаюы арқылы істелінеді.

Есеп 4.3. Тым ыссы бу турбинада адиабаталық процеспен бастапқы қысымнан 8МПа және температурадан 500⁰С соңғы қысымға $p_2 = 100\text{кПа}$ дейін ұлғаяды. Будың соңғы күйін, ішкі энергиясының өзгеруін және ұлғаю жұмысын табу керек.

Будың h,s – диаграммасынан оның ұлғаюына байланысты процестің соңында ылғалды бу болады және будың құрғақтық дәрежесі $x=0,81$ болады.

Бастапқы параметрлері:

$$h_1 = 3405 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}; \quad v_1 = 0,046 \frac{\text{м}^3}{\text{кг}}.$$

Соңғы параметрлері:

$$h_2 = 2130 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}; \quad v_2 = 12,7 \frac{\text{м}^3}{\text{кг}}.$$

Ауаның ішкі энергиясының өзгеруі:

$$\begin{aligned} \Delta u &= h_2 - h_1 - (p_2 v_2 - p_1 v_1) = 2130 - 3405 - (0,1 \cdot 10^2 \cdot 12,7 - 80 \cdot 10^2 \cdot 0,046) = - \\ &= -1034 \left(\frac{\text{кДж}}{\text{кг}} \right) \end{aligned}$$

Ұлғаю жұмысы:

$$\ell = u_1 - u_2 = 1034 \left(\frac{\text{кДж}}{\text{кг}} \right).$$

V ТАРАУ

АШЫҚ ЖҮЙЕЛЕР ТЕРМОДИНАМИКАСЫНЫҢ ЕРЕКШЕЛІКТЕРІ

5.1 Ағынға арналған термодинамиканың бірінші заңының теңдеуі

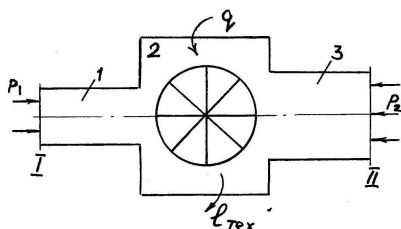
Жоғарыда айтылғандай, *ашық жүйе деп қоршаған ортамен, жылулық пен жұмыс алмасуымен қатар масса да алмасатын термодинамикалық жүйелерді айтады.*

Техникада ағындарда энергияны өзгерту процестері кеңінен пайдаланылады, сонда жұмыстық дене параметрлері p_1 , v_1 аймақтан параметрлері p_2 , v_2 аймаққа ауысады. Мысалы, мұндай процестер будың турбинада ұлғаюында, газдардың компрессорда қысылғанында болады.

Параметрлері тек қана жылдамдық векторының бағытымен үйлесетін бір координатаға тәуелді және уақыт бойынша өзгермейтін бір өлшемді тұрақты ағындарды қарастырамыз. Мұндай ағындардың үздіксіздік шарты болып жұмыстық дененің массалық шығыны кез келген қимада бірдей болуы есептелінеді. Сонда:

$$m = \frac{F_c}{v} = \text{const}, \quad (5.1)$$

мұнда F -канал қимасының ауданы, c -жұмыстық дененің жылдамдығы.



5.1-сурет. Ашық термодинамикалық жүйе

5.1-суретінде схема түрінде көрсетілген термодинамикалық жүйені қарастырамыз. Откізгіш құбыр 1-мен T_1 , p_1 , v_1 параметрлерімен және c_1 жылдамдығымен жұмыстық дене жылу механикалық агрегат 2-ге (қозғалтқыш, турбина, бу

генераторы, компрессор және т.б.) келтіріледі. Мұнда жұмыстық дененің әр килограмы сыртқы қайнар көзден q жылулығын алып, техникалық жұмыс ℓ_{tex} жасайды, мысалы, турбинаның роторын айналдырады, сонан соң пайдаланылған

газ шығаратын құбыр 3 арқылы жылдамдығы c_2 , параметрлері T_2 , p_2 , v_2 болып шығарылып жіберіледі.

Егер осы ағын ішінен ойымызша жұмыстық дененің түйық көлемін бөліп алып, оның параметрлерінің қозғалыста өзгеруін бақыласақ, онда осы көлемнің жүрісін сипаттауға алдында табылған барлық термодинамикалық байланыстар жарайды, солардың ішінде термодинамиканың бірінші заңы былай жазылады:

$$q = \Delta u + \ell.$$

Жұмыстық дененің I және II қималардың арасындағы көлемін бөліп алып, ағынның алынып тасталған бөліктерінің әсерлерін сәйкес күштермен алмастырамыз. Ішкі энергия жұмыстық дененің күй функциясы болғандықтан u_1 жұмыстық дененің кірер жердегі параметрлерімен, ал u_2 оның шығар жердегі параметрлерімен анықталады.

Жұмыстық дененің ұлғаю жұмысы ℓ қозғалып тұрған көлемнің беттерінде істелінеді, яғни агрегаттың қабырғаларында және осы көлемнің шекарасында (I және II қималарда). Агрегаттың қабырғаларының бір бөлігі қозғалмайды, сондықтан бұларда ұлғаю жұмысы нольге тең, ал екінші бөлігі арнайы қозғалмалы болып орындалады (турбинаның және компрессордың жұмыстық қалақтары, поршеньді машинаның поршені) және бұларда жұмыстық дене техникалық жұмыс $\ell_{\text{тех}}$ жасайды.

Кірер жерде жұмыстық дене агрегатқа итермелеп кіргізіледі. Бұл үшін p_1 қысымын жеңу керек. Бұл $p_1 = \text{const}$ болғандықтан жұмыстық дененің әр килограммы v_1 көлемін жайлау үшін жұмыс жұмсалуды тиіс, сонда $\ell_{\text{и.к.}} = -p_1 v_1$.

Пайдаланылған газды шығаратын құбыр 3-ке кіру үшін жұмыстық дене, алдында тұрған жұмыстық дененің өзіндей мөлшерін итермелеп шығаруы тиіс, сонда p_2 қысымын жеңу қажет. Сонымен v_2 көлемін жайлау үшін жұмыстық дененің әр килограммы белгілі жұмыс жасауы керек, сондықтан $\ell_{\text{и.ш.}} = p_2 v_2$.

Осы жұмыстардың қосындысы ығыстыру жұмысы деп аталады, сонда

$$\ell_{\text{ы}} = \ell_{\text{и.к.}} + \ell_{\text{и.ш.}} = p_2 v_2 - p_1 v_1.$$

Егер шығар жердегі жылдамдық c_2 кірер жердегі жылдамдық c_1 -ге қарағанда үлкен болса, онда ұлғаю

жұмысының бір бөлігі ағындағы жұмыстық дененің ішкі энергиясын үлкейтуге жұмсалады, яғни

$$\frac{c_2^2}{2} - \frac{c_1^2}{2}.$$

Ақырында, тепе-теңсіз процесте жұмыстың кейбір бөлігі $\ell_{\text{үйк}}$ үйкеліс күштерін жеңуге жұмсалады. Сонымен барлық ұлғаю жұмысы:

$$\ell = \ell_{\text{тех}} + (p_2 v_2 - p_1 v_1) + \left(\frac{c_2^2}{2} - \frac{c_1^2}{2} \right) + \ell_{\text{үйк}}. \quad (5.2)$$

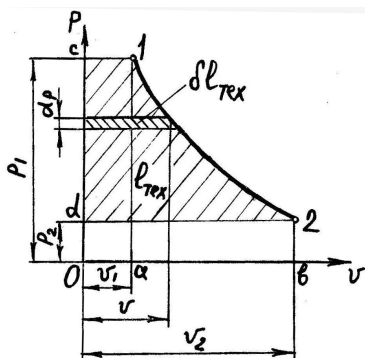
Егер жұмыстық дене қозғалысының агрегат алдындағы және онан кейінгі жылдамдықтары бірдей болса немесе айырмашылықтары тіпті аз шама болса, онда

$$\frac{c_2^2}{2} - \frac{c_1^2}{2} = 0.$$

Бұлай болса:

$$\ell_{\text{тех}} + \ell_{\text{үйк}} = \ell + p_1 v_1 - p_2 v_2.$$

Процестің p, v - диаграммасында 12 сызығы жұмыстық дененің агрегаттағы ұлғаю процесін көрсетеді (5.2-суретінде). Мұнда $a12\theta$ ауданы ұлғаю жұмысын көрсетеді, $0c1a$ ауданы итермелеп кіргізу жұмысын, ал $0d2\theta$ ауданы итермелеп шығару жұмысын көрсетеді. Көлбеген сызықтармен көрсетілген аудан үйкеліссіз, идеалды процестегі техникалық жұмысты көрсетеді.



5.2-сурет. Техникалық жұмыстың p, v -координаталарында көрсетілуі

Агрегаттан өткенде жұмыстық дененің әр килограммына берілген жылулық сырттан келтірілген жылулықтан және агрегат ішіндегі үйкеліске байланысты жұмыстың жылулыққа айналған мөлшерінен тұрады, сонда

$$q = q_c + q_{\text{үйк}}.$$

Жылулықтың q және жұмыстың ℓ табылған шамаларын термодинамиканың бірінші заңының теңдеуіне қойсақ, табатынымыз:

$$q_c + q_{\text{үйк.}} = u_2 - u_1 + \ell_{\text{тех}} + p_2 v_2 - p_1 v_1 + \frac{c_2^2}{2} - \frac{c_1^2}{2} + \ell_{\text{үйк.}}$$

Үйкеліс жылулығы үйкеліс жұмысына тең болады, демек $q_{\text{үйк.}} = \ell_{\text{үйк.}}$, ал $(u + pv) = h$, ақырында былай жазамыз:

$$q_c = h_2 - h_1 + \ell_{\text{тех}} + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2}. \quad (5.3)$$

Табылған теңдеу термодинамиканың бірінші заңының ағынға арналған теңдеуі болады. Бұл заңды былай деп тұжырымдауға болады: *сырттан жұмыстық дененің ағынына келтірілген жылулық жұмыстық дене энтальпиясының өсуіне, техникалық жұмыс жасауға және ағынның кинетикалық энергиясын өсіруге жұмсалады.* (5.3) теңдеуі дифференциалды түрде былай жазылады:

$$\delta q_c = dh + \delta \ell_{\text{тех}} + d\left(\frac{c^2}{2}\right). \quad (5.4)$$

(5.4) теңдеуі тепе-теңдік процестерде және үйкеліс қоса болатын ағындарға орынды болады.

Термодинамиканың бірінші заңын әртүрлі жылу механикалық жабдықтарға қолданаық.

1. Жылу алмастырғыш аппарат (сұйықтан немесе газ тәрізді ортадан жылулықты басқа ортаға беретін құрылғы). Бұл аппаратта $\ell_{\text{тех}} = 0$, ал $(c_2^2 - c_1^2) \ll q_c$, сондықтан

$$q_c = h_2 - h_1. \quad (5.5)$$

Ағында қойылған жылу алмастырғыш үшін (5.5) теңдеуі изобаралық процесте орынды бола тұра, ортаның үйкеліске байланысты қысымы кемитін процесте де орынды болады.

2. Жылу қозғалтқышы.

Әлбетте $c_2^2 - c_1^2 \ll \ell_{\text{тех}}$, ал $q_c = 0$, сондықтан жұмыстық дене энтальпиясының азаюына байланысты техникалық жұмыс істейді:

$$\ell_{\text{тех}} = h_1 - h_2. \quad (5.6)$$

(2.27) теңдеуін $q_c = 0$ болғанда интегралдаймыз, сонда

$$-\int_{p_1}^{p_2} v dp = h_1 - h_2. \quad (5.7)$$

(5.6) және (5.7) теңдеулерін салыстырып, мынадай қорытындыға келеміз:

$$\ell_{\text{tex}} = - \int_{p_1}^{p_2} v dp, \quad \delta \ell_{\text{tex}} = -v dp. \quad (5.8)$$

Бұл 5.2-суретіндегі техникалық жұмыстың көрсетілуіне сәйкес келеді.

3. Компрессор. Егер компрессорда газды қысу процесі қоршаған ортамен жылу алмасу болдырмай жүргізілсе ($q_c = 0$) және $c_1 = c_2$, бұл жағдайды ауа өткізгіштердің керекті қималарын таңдау арқылы іске асыруға болады, сонда

$$\ell_{\text{tex}} = h_1 - h_2. \quad (5.9)$$

Алдыңғы жағдайдан айырмашылығы, мұнда $h_1 < h_2$, яғни адиабаталық компрессорда техникалық жұмыс газдың энтальпиясын өсіруге кетеді.

4. Үдеткіш және тежегіш саптамалар (арнайы пішінделген ағынды шапшаңдататын немесе тежейтін қысқа каналдар). Бұларда техникалық жұмыс істелмейді, сондықтан (5.4) теңдеуі мына түрге келеді:

$$\delta q_c = dh + d\left(\frac{c^2}{2}\right).$$

Екінші жағынан ағында қозғалған жұмыстық дененің көлеміне жабық жүйеге арналған термодинамиканың бірінші заңын қолдануға болады:

$$\delta q_c = dh - v dp.$$

Осы екі теңдеудің оң жақтарын теңестіріп табатынымыз:

$$dc = -v dp. \quad (5.10)$$

(5.10) теңдеуінен dc мен dp әрдайым қарама-қарсы белгілері бар екенін байқаймыз. Сонымен каналдағы ағынның жылдамдығының үлкеюі ($dc > 0$) тек қана қысым азайғанда ғана болады ($dp < 0$). Керісінше, ағынды тежеу ($dc < 0$) қысым осуіне байланысты болады ($dp > 0$).

Газды шапшаңдататын каналдар үдеткіш саптамалар деп аталады. Ағынды тежейтін каналдар тежегіш саптамалар деп аталады.

Үдеткіш және тежегіш саптамалардың ұзындықтары кішілеу, ал орта ағынының жылдамдықтары әжептәуір жоғары болғандықтан, орта мен канал қабырғаларының арасында жылу алмасуы жоқ деуге болады, сондықтан оны адиабаталық ағын процесі деп есептеуге болады ($q_c = 0$).

Бұл жағдайда (5.3) теңдеуі мына түрге келеді:

$$\frac{c_2^2 - c_1^2}{2} = h_1 - h_2. \quad (5.11)$$

Сонымен адиабаталық ағынның үдеуі энтальпияның азаюы арқылы, ал оның тежелуі энтальпияның өсуі арқылы болады.

5.2. Тарылған үдеткіш саптамаларындағы ағын

Параметрлері p_1 , T_1 , v_1 газдың резервуардан үдеткіш саптама арқылы тепе-теңдік (үйкеліссіз) адиабаталық ағынын қарастырамыз.

Үдеткіш кірер жеріндегі газдың жылдамдығын c_1 деп белгілейміз. Газдың үдеткіш саптамадан шығар жеріндегі қысымы p_2 газдың ағып шығатын ортасының қысымына тең деп есептейміз.

Бұл саптаманың есебі болып, газдың саптаманың шығар жеріндегі жылдамдығы мен шығынын анықтау, саптаманың ауданын және оның түрін дұрыс анықтау болып табылады.

Ағын жылдамдығы (5.11) теңдеуі бойынша:

$$c_2 = \sqrt{2(h_1 - h_2) + c_1^2}. \quad (5.12)$$

Егер үдеткіш саптаманың кірер жеріндегі қимасының ауданын әжептәуір үлкен деп алсақ, онда $c_1=0$, олай болса:

$$c_2 = \sqrt{2(h_1 - h_2)} = \sqrt{2\Delta h_0}, \quad (5.13)$$

мұнда $\Delta h_0 = h_1 - h_2 = u_1 - u_2 + (p_1 v_1 - p_2 v_2)$ - мүмкіншілік адиабаталық жылу құламасы.

Адиабаталық процесте идеалды газдың ішкі энергиясының өзгеруі (4.19) формуласы бойынша табылады, сондықтан

$$\Delta h_0 = \frac{1}{k-1}(p_1 v_1 - p_2 v_2) + (p_1 v_1 - p_2 v_2) = \frac{k}{k-1}(p_1 v_1 - p_2 v_2). \quad (5.14)$$

Сонда

$$c_2 = \sqrt{\frac{2k}{k-1}(p_1 v_1 - p_2 v_2)} = \sqrt{\frac{2k}{k-1} p_1 v_1 \left(1 - \frac{p_2 v_2}{p_1 v_1}\right)}.$$

(4.16) теңдеуі бойынша

$$\frac{v_2}{v_1} = \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{1}{k}}.$$

Сонымен ақырында табатынымыз:

$$c_2 = \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right]} = \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa-1} R T_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right]}. \quad (5.15)$$

Үдеткіш саптамадағы газдың массалық шығыны m әлбетте кг/с өлшенеді және мына байланыс арқылы табылады:

$$m = \frac{F \cdot c_2}{v_2}, \quad (5.16)$$

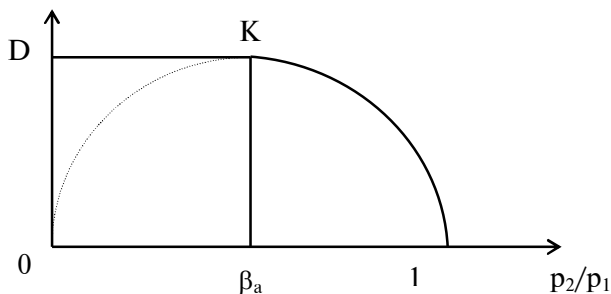
мұнда F - үдеткіш саптаманың шығар жеріндегі қимасының ауданы.

(5.16) және (5.15) формулаларын пайдалана отырып, табатынымыз:

$$m = F \sqrt{2 \frac{\kappa}{\kappa-1} \frac{p_1}{v_1} \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{2}{\kappa}} - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa}} \right]}. \quad (5.17)$$

(5.17) формуласынан идеалды газдың үлкен резервуардан аққандағы массалық, секундтық шығыны үдеткіш саптаманың шығар жеріндегі қимасының ауданына, газдың қасиеттеріне және бастапқы параметрлеріне (p_1 , v_1 , κ), сонымен қатар оның ұлғаю дәрежесіне (яғни шығар жеріндегі p_2 қысымына) байланысты болатынын байқаймыз.

5.3- суретінде (5.17) теңдеуімен ІКО сызығы көрсетілген.



5.3-сурет. Үдеткіш саптамадағы газдың массалық шығынының p_2/p_1 қатынасымен байланысы

Егер $p_2 = p_1$ болса, онда шығын нольге тең болады. Ортаның қысымы p_2 төмендеген сайын газдың шығыны үлкейеді және $p_2/p_1 = \beta_a$ (β_a - көрсетілген қатынастың аумалы шамасы) болғанда, газдың шығыны барынша толық шамасына жетеді. Әрі қарай p_2/p_1 қатынасы азайғанда, (5.17) теңдеуімен есептелген m кемиді де $p_2/p_1 = 0$ болғанда нольге тең болады.

Сипатталған байланыс пен эксперименттің мәліметтерін салыстырғанда, егер $\beta_a < \frac{p_2}{p_1} < 1$ болса, бұлардың нәтижелері

толығымен үйлеседі, ал $0 < \frac{p_2}{p_1} < \beta_a$ болса, олар бір-бірінен алшақтайды, бұл аралықта нақты массалық шығын өзгермейді (KD сызығы).

Теория мен эксперименттің қайшылығын түсіндіру үшін А.Сен-Венан 1839 ж. мынадай ғылыми болжам ұсынды. Бұл болжам бойынша тарылған үдеткіш саптамада осы саптамадағы газдың барынша толық шығынына сәйкес келетін қысымның аумалы шамасынан p_a төмен қысым алуға болмайды. Газдың шығатын ортасының қысымын p_2 қаншама төмендеткенмен саптаманың шығар жеріндегі газдың қысымы өзгермейді және p_a -ға тең болады.

$$(5.17) \quad \text{байланысының} \quad m = f\left(\frac{p_2}{p_1}\right) = f(\beta) \quad \text{функциясы}$$

$p_1 = \text{const}$ болғанда, β_a шамасына сәйкес барынша толық шамасын табу үшін тік жақша ішіндегі формуланың бірінші туындысын тауып, оны нольге теңестіреміз:

$$\frac{d}{dp_2} \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right] = \frac{2}{k} \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{2}{k}-1} - \frac{k+1}{k} \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k+1}{k}-1} = 0.$$

Осыдан

$$\beta_a = \frac{p_a}{p_1} = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}}, \quad (5.18)$$

яғни үдеткіш саптаманың шығар жеріндегі қысым p_2 аумалы қысымға p_a тең болып ($p_2 = p_a$) және оның саптамаға кірер жеріндегі қысымға p_1 қатынасы тек қана адиабата

көрсеткішіне, яғни жұмыстық дененің затына байланысты және тұрақты шама болады. Бір атомды газ үшін $\kappa=1,66$ және $\beta_a=0,49$. Екі атомды газ үшін $\kappa=1,4$ және $\beta_a=0,528$. Үш атомды газ және тым ыссы су буы үшін $\kappa=1,3$ және $\beta_a=0,546$. Сонымен β_a өзгеру аралығы үлкен емес, сондықтан бағалау есептері үшін $\beta_a=0,5$ деп алуға болады.

Аумалы жылдамдық, газдың үдеткіш саптамадан шығатын қоршаған ортасының қысымы аумалы қысымға тең немесе одан төмен болғанда, осы саптаманың сағасында қалыптасады. Оны (5.15) теңдеуінен (p_2/p_1) қатынасының орнына β_a қойып табамыз:

$$c_a = \sqrt{2 \frac{\kappa}{\kappa + 1} p_1 v_1} = \sqrt{2 \frac{\kappa}{\kappa + 1} R T_1}. \quad (5.19)$$

Аумалы жылдамдықтың шамасы газдың физикалық қасиеттерімен және бастапқы параметрлерімен анықталады.

Адиабаталық процестің теңдеуінен мынау шығады:

$$v_1 = v_a \left(\frac{p_a}{p_1} \right)^{\frac{1}{\kappa}}.$$

Осы байланыстың (p_a/p_1) қатынасын (5.18) теңдеуінен тауып, алмастырамыз:

$$v_1 = v_a \left(\frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{1}{\kappa - 1}}.$$

Осыдан v_1 шамасын және (5.18) теңдеуінен p_1 шамасын (5.19) формуласына қойып, табатынымыз:

$$c_a = \sqrt{\kappa p_a v_a}.$$

Ал, физика курсынан $\sqrt{\kappa p_a v_a} = a$ екені белгілі және ол параметрлері $p=p_a$ және $v=v_a$ ортада дыбыстың таралу жылдамдығы болып табылады.

Сонымен үдеткіш саптаманың шығатын жеріндегі қимасында аққан газдың аумалы жылдамдығы дыбыстың жергілікті жылдамдығына тең болады. Тап осы жағдай тарылған үдеткіш саптамада газ аумалы қысымнан төмен қысымға ұлғая алмайтынын және оның жылдамдығы аумалы жылдамдықтан аса алмайтынын түсіндіреді. Шынында да, физикадан қысылатын ортада қысым импульсі (серпімділік

тербеліс) дыбыс жылдамдығымен таралатыны белгілі, сондықтан ағын жылдамдығы дыбыс жылдамдығынан кем болғанда, саптаманың соңында қысым азаюы ағынмен канал ішіне салыстырмалы жылдамдықпен $(-c+a)$ беріледі және ол қысымның қайта бөлінуіне соқтырады (бұл кезде саптаманың алдындағы қысым p_1 әуелгідей болады). Осылардың нәтижесінде үдеткіш саптаманың шығар жеріндегі қимада ортаның қысымындай қысым қалыптасады.

Егер ағынның жылдамдығы дыбыстың жылдамдығына жетсе (аумалы жылдамдыққа), онда шығар жердегі қимада газдың жылдамдығы мен қысымның таралу жылдамдығы бірдей болады. Саптаманың соңындағы ортаның қысымы әрі қарай төмендеуіне байланысты сиретілу толқыны пайда болады және ол саптамадағы ағынға қарсы тарай алмайды, өйткені оның салыстырмалы таралу жылдамдығы $(a-c)$ нольге тең болады. Сондықтан ешқандай қысымның қайта бөлінуі болмайды және саптаманың соңындағы ортаның қысымы төмендегеніне қарамастан ағын жылдамдығы алдыңғыдай саптаманың шығар жеріндегі дыбыс жылдамдығына тең болады.

Газдың барынша толық секундтық шығыны. Бұл шығын (p_2/p_1) қатынасы аумалы β_a шамасына тең болғанда

анықталады және ол (5.17) теңдеуіне $\beta_a = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}}$ қойғанда

табылады:

$$m_a = F_{\min} \sqrt{2 \frac{k}{k+1} \frac{p_1}{v_1} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}}} . \quad (5.20)$$

Барынша толық секундтық шығын газдың саптамаға кірер жеріндегі күйімен, саптаманың шығар жеріндегі қимасының ауданы ең аз $F_{\min}$ шамасымен және газдың адиабата көрсеткішімен, яғни газдың затымен анықталады.

5.3. Үдеткіш және тежегіш саптамалардағы газ ағынының негізгі заңдылықтары

(5.1) теңдеуі бойынша ағынның қимасының ауданы:

$$F = \frac{mv}{c}.$$

Барлық қималар үшін массалық секундтық шығын m бірдей болады, сондықтан қима ауданының F саптама бойы өзгеруі (x координатасымен) газдың меншікті көлемінің v өсу қарқынының оның жылдамдығына c қатынасы арқылы табылады. Егер жылдамдық меншікті көлемге қарағанда тезірек өсетін болса $\left(\frac{dc}{dx} > \frac{dv}{dx}\right)$, онда саптама тарылуы тиіс, ал

егер де $\frac{dc}{dx} < \frac{dv}{dx}$ болса, онда саптама кеңеюі тиіс.

Жоғарыда көрсетілген теңдеудің сол және оң жақтарының $m = \text{const}$ шартымен дифференциалдарын аламыз:

$$dF = \frac{m(cdv - vdc)}{c^2}. \quad (5.21)$$

Табылған теңдеуді жоғарыда келтірілген теңдеуге бөліп, табатынымыз:

$$\frac{dF}{F} = \frac{dv}{v} - \frac{dc}{c}. \quad (5.22)$$

Идеалды газдардың тепе-теңдік адиабаталық ұлғаюында қысым мен көлемнің байланысы (4.16) теңдеуімен сипатталады:

$$pv^k = \text{const}.$$

Тәжірибе көрсеткеніндей, бұл теңдеуді белгілі жақындатумен су буының адиабаталық процесіне қолдануға болады (тым ыссы бу үшін $k=1,3$).

Адиабаталық процестің теңдеуін дифференциалдағаннан кейін табатынымыз:

$$\frac{dv}{v} = -\frac{1}{k} \frac{dp}{p}. \quad (5.23)$$

(5.10) теңдеуін pv бөліп, табатынымыз:

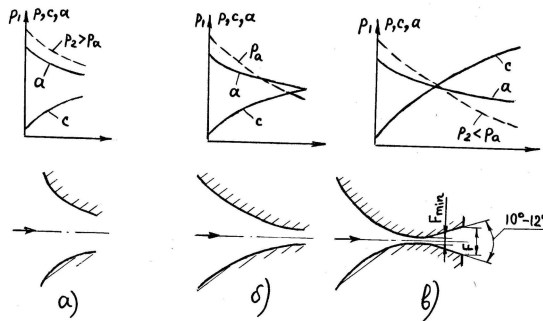
$$\frac{dp}{p} = -\frac{c}{pv} dc = -\frac{c^2}{pv} \frac{dc}{c}. \quad (5.24)$$

(5.23) теңдеуінен $\frac{dv}{v}$ шамасын тауып, (5.24) теңдеуін ескере отырып, (5.22) теңдеуіне қоямыз:

$$\frac{dF}{F} = \left(\frac{c^2}{\kappa p v} - 1 \right) \frac{dc}{c} = \left(\frac{c^2}{a^2} - 1 \right) \frac{dc}{c} . \quad (5.25)$$

Газдың саптамадағы қозғалысын қарастырамыз. Саптама ағынның жылдамдығын өсіруге қажет болғандықтан $dc > 0$, ал dF -тің белгісі ағын жылдамдығының c осы қимадағы дыбыс жылдамдығына қатынасы арқылы табылады. Егер ағын жылдамдығы аздау болса $\left(\frac{c}{a} < 1 \right)$, онда (5.25) теңдеуінің оң жағындағы жақша ішіндегі шама теріс шама болады, сонда $dF < 0$ (саптама тарылады). Егер де $\frac{c}{a} > 0$, онда $dF > 0$, яғни саптама кеңеюі тиіс.

5.4-суретінде ағын жылдамдығы c_2 мен саптаманың шығар жеріндегі дыбыс жылдамдығының a арасындағы үш мүмкіншілік байланыс көрсетілген. Қысымдар қатынасы β_a -дан кіші болғанда $\left(\frac{p_2}{p_1} < \beta_a \right)$ ағын жылдамдығы ағатын ортадағы дыбыс жылдамдығынан кем болады. Саптама ішіндегі ағын жылдамдығы да дыбыс жылдамдығынан кем болады. Демек, саптама ұзындық бойы тарылуы тиіс (5.4, а - суретінде).



5.4-сурет. Саптама түрінің ағын жылдамдығымен c_2 байланысы

а) $c_2 < a$;

б) $c_2 = a$;

в) $c_2 > a$.

Саптаманың соңындағы қысым біраз төмендегенде, 5.4, б-суретіндегі көрініс болады. Бұл жолы саптаманың шығар жеріндегі ағын жылдамдығы ағатын ортадағы дыбыс жылдамдығына тең болады. Саптама іші алдыңғыдай тарылуы тиіс, тек қана шығар жеріндегі қимада $dF=0$.

Саптаманың соңында дыбыстан жылдам жылдамдық болуы үшін оның соңындағы орта қысымының шамасы аумалы қысым шамасынан төмен болуы керек (5.4,в-сурет). Бұл үшін саптама екі бөліктен тұруы тиіс: бірінші бөлігі тарылған (мұнда $c < a$), ал екінші бөлігі кеңейтілген (мұнда $c > a$) болулары қажет. Мұндай құрастырылған саптаманы алғашқы рет XIX ғасырдың 80-ші жылдарында швед инженері К.Г.Лаваль қолданды. Осы саптама көмегімен ол будың дыбыстан жылдам жылдамдығын іс жүзінде байқады. Қазіргі кезде Лаваль саптамасы ұшақтардың және ракеталардың қозғалтқыштарында пайдаланылады.

Газ мұндай саптамадан қысымы аумалы қысым шамасынан кем ортаға аққанда, саптаманың ең тар қимасында аумалы қысым мен аумалы жылдамдық қалыптасады. Кеңейетін саптамада жылдамдық әрі қарай өседі және ағушы газдың қысымы сыртқы ортаның қысымына дейін төмендейді.

Енді газдың тежегіш саптамадағы қозғалысын қарастырайық. Бұл саптамада қысымның өсуі жылдамдық тегеурінінің азаюы арқылы болады ($dc < 0$). (5.25) теңдеуінен

егер $\frac{c}{a} < 1$, онда $dF > 0$, яғни егер газдың саптамаға кірер

жеріндегі жылдамдығы дыбыс жылдамдығынан кем болса, онда тежегіш саптама газ қозғалысының бағытымен кеңейтілуі тиіс. Егер газдың саптамаға кірер жеріндегі

жылдамдығы дыбыс жылдамдығынан үлкен болса $\left(\frac{c}{a} > 1\right)$,

онда саптама тарылуы тиіс ($dF < 0$).

Сонымен газдың қысымын үлкейту үшін қолданылатын тежегіш саптама (үдеткіш саптама сияқты) тарылған және кеңейтілген болуы мүмкін.

5.4. Ағу процесін h, s -диаграмма көмегімен есептеу

Үйкеліссіз ағу. Су буы идеалды газ болмағандықтан оның ағынын есептеу үшін аналитикалық формулалардан гөрі су буының h, s -диаграммасын қолданған қолайлы болады.

Бу бастапқы p_1, T_1 параметрлерімен қысымы p_2 ортаға ағып түр дейміз. Егер су буының каналдағы қозғалысында үйкеліске байланысты энергия жойылымын және саптаманың қабырғасына жылу берілісін есептемесек, онда ағу процесінде энтропия өзгермейді және h, s -диаграммасында 12 вертикаль сызықпен көрсетіледі (5.5-сурет).

Ағын жылдамдығы (5.13) формуласымен есептелінеді:

$$c = \sqrt{2(h_1 - h_2)} = \sqrt{2\Delta h_0},$$

мұнда h_1 p_1 және t_1 сызықтарының қиылысымен табылады, ал h_2 12 сызығы p_2 изобарасымен қиылысқан жерінде болады.

Бұл диаграммадан аумалы жылдамдық (немесе аумалы қысым p_a) табу үшін үдемелі жақындау принципін қолданамыз. Алдымен бірінші жақындау ретінде $k=1,3$ деп алып, (5.18) байланысымен p_a -ны табамыз. Сонан соң h, s -диаграммасынан анықталған p_a мен $s_a=s_1$ арқылы меншікті көлем v_a -ны табамыз. Бұлардан кейін адиабаталық процестің байланысы бойынша

$$k = \frac{\lg\left(\frac{p}{p_a}\right)}{\lg\left(\frac{v_a}{v}\right)}$$

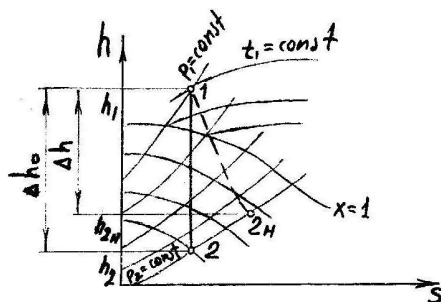
k -ның жаңа шамасын табамыз (екінші жақындау), осы арқылы тағы да p_a -ны табамыз. Осы есептеуді жаңа табылған p_a шамасы (5.18) байланысымен табылған p_a шамасына теңескенше жүргіземіз.

Егер берілген p_2 шамасы p_a шамасынан үлкендеу болса, қарапайым тарылған саптама қою керек, егер аздау болса, Лаваль саптамасы қойылады.

Массалық секундтық шығын (5.1) теңдеуі арқылы табылады, ал Лаваль саптамасының ең кіші қимасының ауданы мына формула арқылы табылады:

$$F_{\min} = \frac{mv_a}{c_a}. \quad (5.26)$$

Нақты ағу процесі. Кәдімгі жағдайларда ағынмен канал қабырғасының арасындағы үйкеліске, ағындағы ішкі үйкеліске байланысты ағу процесі қайтымсыз процесс болады, яғни газ аққанда үйкеліс жылулығы бөлінеді және жұмыстық дененің энтропиясы өседі.



5.5-сурет. Саптамадағы будың ұлғаю қайтымды және қайтымсыз процестері

5.5-суретінде бұ-дың қайтымсыз адиабаталық ұлғаю процесі үзілмелі сызықпен 12_n көрсетілген. Бірдей қысым құламасында (p_1-p_2) істелінетін энтальпиялар айырмашылығы $h_1 - h_{2n} = \Delta h$ шама-сына қарағанда аздау болады, осының нәти-жесінде ағын жылдам-дығы c_{2n} де азаяды.

Физика көзқарасында үйкеліс күштерін жеңудегі жұмсалатын ағынның кинетикалық энергиясының бір бөлігі жылулыққа айналады, ал саптамадан шығар жердегі жылдамдық тегеуріні $\frac{c_{2н}^2}{2}$ үйкеліс жоқ жағдайымен салыстырғанда аздау болады. Үйкеліске байланысты саптамадағы кинетикалық энергияның жойылымы мына айырмашылықпен көрсетіледі $\Delta h_0 - \Delta h = h_{2н} - h_2$.

Саптамадағы энергия жойылымының мүмкіншілік жылу құламасына қатынасын саптамадағы энергия жойылу коэффициенті дейді:

$$\xi_C = \frac{\Delta h_0 - \Delta h}{\Delta h_0} = 1 - \frac{\Delta h}{\Delta h_0}. \quad (5.27)$$

(5.27) формуласынан мүмкіншілік жылу құламасы арқылы нақты жылу құламасын $\Delta h = \Delta h_0 (1 - \xi_c)$ тауып, оны (5.13) формуласына қойып, қайтымды адиабаталық ағу процесінің нақты жылдамдығын анықтайтын формула табамыз:

$$c_{2H} = \sqrt{2(1 - \xi_c) \Delta h_0} = \varphi_c \sqrt{2 \Delta h_0},$$

мұнда $\varphi_c = \sqrt{1 - \xi_c}$ - саптаманың жылдамдық коэффициенті. Қазіргі техниканың даму деңгейіне байланысты $\varphi_c = 0,95-0,98$ деп алуға болады.

5.5. Газдарды және буларды дроссельдеу

Тәжірибе көрсеткеніндей, каналдағы немесе бу қозғалысының жолында ағынның қимасын аздап кішірейтетін кедергі кездесе, онда кедергі соңындағы қысым оның алдындағы қысымға қарағанда кішілеу болады.

Қысымды кішірейту процесі және осының нәтижесінде ішкі энергия өспейтін, техникалық жұмыс жасалмайтын процесті дроссельдеу дейді.

Жұмыстық дененің кеуекті қалқадан ағуын қарастырамыз (5.6 -сурет). Дроссельдеу процесінде қоршаған ортамен жылу алмасуы жоқ деп алып, жұмыстық дененің I қимадан II қимаға өткенде оның күйінің өзгеруін қарастырамыз. (5.11) теңдеуі бойынша

$$h_1 = h_2 + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2},$$

мұнда h_1 және h_2 - энтальпияның I және II қималардағы шамалары. Егер кедергінің алдындағы және соңындағы ағынның жылдамдығы әжептәуір аз десек, онда $c_2^2 - c_1^2 \ll h_2$, сондықтан $h_1 = h_2$.

Сонымен дроссельдеу процесінде жұмыстық дененің энтальпиясы өзгермейді, энтропиясы мен меншікті көлемі өседі, ал қысымы төмендейді. Температура жағдайларға байланысты әртүрлі болады.

Энтальпия $h = u + pv$ болғандықтан $h_1 = h_2$ теңестірілімінен табатынымыз:

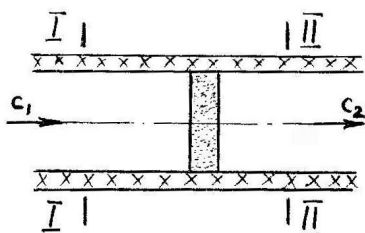
$$u_1 + p_1 v_1 = u_2 + p_2 v_2$$

немесе

$$u_1 - u_2 = p_2 v_2 - p_1 v_1.$$

Идеалды газдар үшін (2.32) байланысы бойынша $h_2 - h_1 = c_p(t_2 - t_1)$, сондықтан дроссельдеу процесінің нәтижесінде

идеалды газдың температурасы өзгермейді, сол себепті $u_1 = u_2$ және $h_1 v_1 = h_2 v_2$.



5.6-сурет. Жұмыстық денеге кеуекті қалқада дроссельдеу процесін жүргізу

Нақты газ ұлғайғанда молекулалардың тартылыс күштеріне қарсы жұмыс істелінеді, сондықтан оның ішкі энергиясының потенциалды құрастырушысы үлкейеді. Егер ығыстыру жұмысы $p_2 v_2 - p_1 v_1 \approx 0$, онда $u_1 \sim u_2$. Бұл жағдайларда ішкі энергия өзгермеуі үшін оның кинетикалық құрастырушысы азаюы тиіс, яғни

температура төмендейді. Біршама жоғары температураларда газдардың көпшілігінде осылай болады: дроссельдеу процесінде олар салқындайды.

Дроссельдеу процесіндегі температураның өзгеруі Джоуль-Томсон әсері деп аталады.

Осы жолы бұл әсер оң шама болып түр: $\left(\frac{dT}{dp} \right)_h > 0$.

Орташа температураларда және аздау қысымдарда сутегінің және оқшау газдар молекулаларының тартылыс күштері аз болады, осыларға байланысты олардың ұлғайғанында осы күштерге қарсы жұмсалатын жұмыс та аз болады. Бұл жағдайларда теріс шама болатын ығыстыру жұмысы $(p_2 v_2 - p_1 v_1)$ басым болады. Осының нәтижесінде $u_2 - u_1 > 0$, яғни дроссельдеу процесінде ішкі энергия өседі, бұл температураның жоғарылауына соқтырады. Джоуль-Томсон

әсері теріс шама болады: $\left(\frac{dT}{dp} \right)_h > 0$.

Джоуль-Томсон әсерінің белгісі алмасатын температура инверсия температурасы деп аталады $\left[\left(\frac{dT}{dp} \right)_h = 0 \right]$. Сутегі

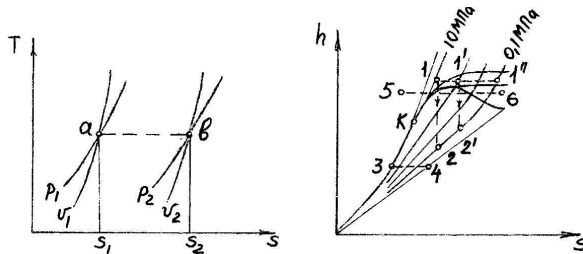
үшін бұл температура -57°C , ал гелий үшін бұл температура -239°C (атмосфералық қысымда). Джоуль-Томсон әдісімен гелийді салқындатып, сұйыққа айналдыру үшін алдымен оны

-239⁰С температурасынан төмен салқындату керек. Бұл процесс қайнап тұрған сутегі көмегімен істелінеді.

Идеалды газға және су буына жүргізілген дроссельдеу процесінде олардың параметрлерінің өзгеруі шартты түрде көрсетілген (5.7-сурет). Шартты түрде көрсетілді дегеніміз газдың нақты күйлерін тек қана шеткі нүктелер анықтайды, ал аралық нүктелер нақты процеске сәйкес келмейді, өйткені ол t мен h айнымалы болғанда өтеді.

Идеалды газдың (5.7,а -суретінде) дроссельдеу процесінде оның температурасы, жоғарыда айтылғандай өзгермейді

Қайнап тұрған суға дроссельдеу процесін жүргізгенде (5.7, б -суретінде) ол ылғалды буға айналады (34 процесі) және неғұрлым қысым төмендесе, соғұрлым будың температурасы төмендейді, ал оның құрғақтық дәрежесі үлкейеді.



5.7 - сурет. Идеалды газға (а) және су буына (б) дроссельдеу процестерін жүргізу

Жоғарғы қысымдағы және аздау қыздырылған буға дроссельдеу процесін жүргізгенде (56 процесі) бу алдымен құрғақ қаныққан буға өтеді, сонан соң ылғалды болады, осыдан кейін тым ыссы буға айналады, қорытындылап келгенде оның температурасы төмендейді.

Дроссельдеу процесі әдеттегі қайтымсыз процесс болады және оның нәтижесінде жұмыстық дененің энтропиясы жылулық келтірілмей өседі.

Басқа қайтымсыз процестер сияқты дроссельдеу процесі мүмкіншілік жұмыстың азаюына соқтырады. Бұған көз жеткізу үшін бу қозғалтқышын мысалға келтірейік. Оның көмегімен техникалық жұмыс алу үшін параметрлері p_1 , t_1 бу бар болуы керек. Қозғалтқыштан кейінгі қысым p_2 (егер бу атмосфераға шығарылса, онда $p_2 = 0,1$ МПа).

Идеалды жағдайда қозғалтқыштағы будың ұлғаюы адиабаталық процесс болады және h,s -диаграммасында p_1 изобарасы (мысалда $p_1=10$ МПа) мен p_2 изобарасының (мысалда $p_2=0,1$ МПа) арасында жүргізілген 12 вертикаль сызығымен көрсетілген.

(5.6) теңдеуі бойынша қозғалтқыштың істейтін техникалық жұмысы жұмыстық дененің қозғалтқыштың алдындағы және соңындағы энтальпияларының айырмашылығына тең болады, сонда

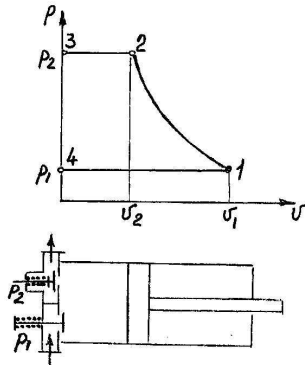
$$\ell_{\text{тех}} = h_1 - h_2.$$

Бұл жұмыс 12 кесіндісімен көрсетілген (5.7, б-сурет). Егер буға алдымен ысырмада дроссельдеу процесі жүргізілсе, мысалы, 1 МПа-ға дейін, онда будың қозғалтқыш алдындағы күйі 1' нүктесімен сипатталады. Мұнда будың қозғалтқышта ұлғаюы 1'2' сызығымен жүреді. Осының нәтижесінде қозғалтқыштың техникалық жұмысы 1'2' кесіндісімен көрсетіледі де алдыңғы кесіндіден кем болады. Неғұрлым буға жүргізілетін дроссельдеу процесі күштірек болса, соғұрлым 12 кесіндісімен көрсетілетін жылу құламасының көбірек шамасы біржолата жоғалады. Дроссельдеу p_2 қысымына дейін жүргізілсе (0,1 МПа), будың тіпті жұмыс істеу қабілеті болмайды (1" нүктесі), өйткені будың қозғалтқыштың алдындағы қысымы қозғалтқыштан кейінгі қысымға тең болады. Кей кезде дроссельдеу процесін жылу қозғалтқыштарының қуатын реттеу (азайту) үшін қолданады. Әрине, мұндай реттеу ысырапты болады, өйткені жұмыстың бір бөлігі біржолата жоғалады, бірақ бұл реттеу өте қарапайым болғандықтан әжептәуір жиі қолданылады. Дроссельдеу процесі жүргізілгенде нақты газдардың температурасы төмендейтін болғандықтан (егер ол инверсия температурасынан төмен болса), бұл процесс техникада төменгі температура алу үшін және газдарды сұйықтату үшін кеңінен пайдаланылады.

5.6. Компрессорлар процестерінің термодинамикалық талдауы

Идеалды компрессордағы қысу процесі. *Компрессор деп газдарды қысуға арналған құрылғыны айтады.* Поршеньді

компрессордың жұмыс істеу принципі мынадай (5.8-сурет): поршень солдан оңға қозғалғанда цилиндр ішіндегі қысым p_1 қысымынан төмен болады, сонда бұл қысымдардың айырмашылығымен сорғыш клапан ашылады. Цилиндрдің іші газға толады.



5.8- сурет. Идеалды поршеньді компрессордың индикаторлық диаграммасы

Сору процесі индикаторлық диаграммада 41 сызығымен көрсетіледі. Поршень кейін қарай қозғалғанда сорғыш клапан жабылады, сонда газ 12 сызығымен қысылады. Цилиндр ішіндегі қысым p_2 қысымынан басым болғанша өседі. Бұл қысымдардың айырмашылығының әсерімен айдамалау клапаны ашылады, сонда газ поршеньмен жүйеге шығарылады (23 сызығы). Сонан соң

айдамалау клапаны жабылады және барлық процестер қайталанады.

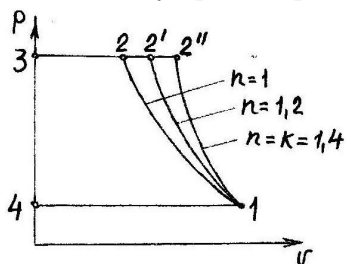
Индикаторлық диаграмманы заттың тұрақты мөлшері үшін салынатын p, v -диаграммасымен шатыстыруға болмайды. Индикаторлық диаграммадағы сору сызығы 41 және айдамалау сызығы 23 термодинамикалық процестерді көрсетпейді, өйткені бұларда жұмыстық дененің күйі өзгермесе де оның мөлшері өзгеріп отырады.

Бір килограмм газды қысып, жылжыту үшін компрессордың белдігін айналдыратын қозғалтқыш техникалық жұмыс ($-\ell_{\text{тех}}$) жұмсайды. Оны ℓ_k деп белгілейміз ($\ell_k = -\ell_{\text{тех}}$). (5.8) байланысынан мынау шығады:

$$\ell_k = \int_{p_1}^{p_2} v dp . \quad (5.28)$$

Индикаторлық диаграммада ℓ_k 4321 ауданымен көрсетіледі.

Компрессорда жұмсалатын техникалық жұмыс қысу процесінің ерекшелігіне байланысты болады. 5.9 суретінде изотермиялық ($n=1$), адиабаталық ($n=k$) және политропалық ($n=1,2$) қысу процестері көрсетілген.



5.9-сурет. Изотермиялық, адиабаталық және политропалық қысу процестеріндегі жұмыстарды салыстыру

Изотермиялық қысу процесі ең аз аудан береді, яғни ең аз жұмыспен жүргізіледі, демек, компрессорда изотермиялық қысу процесін пайдаланған энергетикалық көзқараста ең қолайлы процесс болады. Қысу процесін изотермиялық процеске жақындату үшін компрессорда қысылатын газдан жылулықты әрдайым алып отыру керек. Бұл цилиндрдің

кабырғасындағы сумен салқындату арқылы іске асырылады.

Алайда іс жүзінде газды қысу процесі көрсеткіші $n=1,18-1,2$ политропамен жүргізіледі, өйткені $n=1$ жеткізбейді.

Идеалды компрессордағы барлық процестер қайтымды болғанда, оны жүргізуге қажет теориялық жұмыс (5.25) байланысымен табылады.

(4.22) политропа теңдеуінен мынау шығады:

$$v = \left(\frac{p_1}{p} \right)^{\frac{1}{n}} \cdot v_1$$

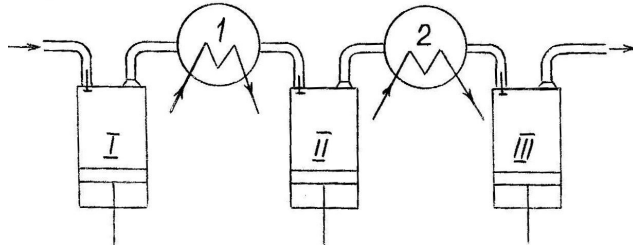
және

$$\ell_k = \int_{p_1}^{p_2} \left(\frac{p_1}{p} \right)^{\frac{1}{n}} v_1 dp = \frac{n}{n-1} p_1 v_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right]. \quad (5.29)$$

Егер компрессордағы газ шығынын m (кг/с) деп белгілесек, онда компрессорды жүргізуге қажет теориялық қуат мына формуламен табылады:

$$N_0 = m \frac{n}{n-1} p_1 v_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right]. \quad (5.30)$$

Көп сатылық қысу процесі. Жоғары қысымды газ алу үшін көп сатылық компрессорлар қолданылады (5.10-сурет).

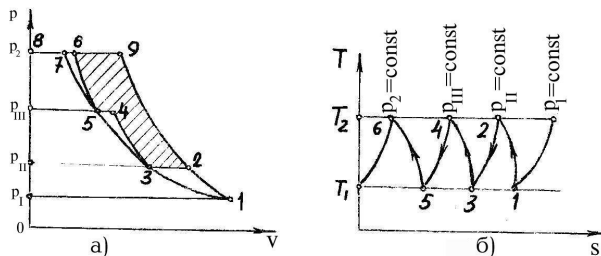


5.10-сурет. Көп сатылық компрессордың схемасы
I-III-қысу сатылары; 1,2-аралық тоңазытқыштар

Бұларда қысу процесі бірнеше бір ізбен қосылған цилиндрлерде жүргізіледі және әр қысу процесінен кейін газ аралық тоңазытқышта салқындатылады.

Үш сатылық компрессордың индикаторлық диаграммасы (5.11-сурет) көрсетілген. Компрессордың бірінші сатысында газ политропалық процеспен p_{II} қысымына дейін қысылады, сонан соң ол аралық тоңазытқыш 1-ге келеді, мұнда ол бастапқы температура T_1 -ге дейін салқындатылады. Ауа жолындағы тоңазытқыштың кедергісі энергия үнемдеу мақсатымен өте азғантай болып алынады. Бұл газды салқындату процесін изобаралық процесс деп санауға мүмкіншілік береді. Тоңазытқыштан кейін газ екінші сатыға келеді де, мұнда политропалық процеспен p_{III} қысымына дейін қысылады, сонан соң T_1 температурасына дейін тоңазытқыш 2-де салқындатылады да, цилиндрдің үшінші сатысына жіберіледі, мұнда ол p_2 қысымына дейін қысылады.

Егер газды қысу процесі 1357 изотермасымен жүргізілсе, онда жұмыс ең аз шама болар еді. 19 сызығымен қысу процесі бір сатылық компрессорда жүргізілсе, жұмыс шамасы 0198 ауданымен табылар еді. Үш сатылық компрессордың жұмысы 01234568 ауданымен анықталады. Көлбеген сызықтармен көрсетілген аудан үш сатылық қысуды қолданғанда техникалық жұмыстағы ұтысты көрсетеді.



5.11-сурет. Үш сатылық компрессордың индикаторлық диаграммасы (а) және қысу процесінің T, s - диаграммасында көрсетілуі (б)

Неғұрлым қысу сатыларының және аралық тоңазытқыштардың саны көп болса, соғұрлым процесс изотермиялық процеске жақындайды, бірақ компрессордың құрылысы күрделі және қымбат болады. Сондықтан керекті сатылар саны қамтамасыз етілетін p_2 қысымының шамасына қарай техникалық және техника-экономикалық есептер жүргізу арқылы табылады.

Нақты компрессорларда қысу процестері ішкі үйкелістің қабаттасуымен болады, сондықтан газды қысуға жұмсалатын жұмыс (5.29) теңдеуімен табылатын идеалды компрессордың техникалық жұмысына қарағанда үлкенірек болады.

Нақты компрессор жұмысының тиімділігі салыстырмалы ішкі П.Ә.К. анықталады.

Идеалды компрессорды жүргізуге жұмсалатын жұмыстың нақты компрессорды жүргізуге жұмсалатын жұмысқа қатынасын салыстырмалы ішкі П.Ә.К. дейді.

Салқындататыны жоқ компрессорларды сипаттау үшін адиабаталық П.Ә.К. қолданылады:

$$\eta_{ад} = \ell_{ад} / \ell_k,$$

мұнда $\ell_{ад}$ — (5.29) теңдеуімен $n=k$ болғанда есептелген тепе-теңдік адиабаталық қысу процесінің жұмысы; ℓ_k — 1 кг газды нақты компрессорда қысу үшін жұмсалатын жұмыс.

Салқындататыны бар компрессорларды сипаттау үшін изотермиялық П.Ә.К. қолданылады:

$$\eta_{из} = \ell_{из} / \ell_k,$$

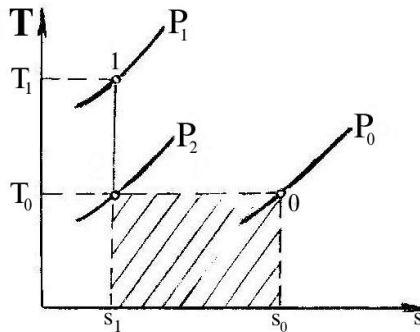
мұнда $\ell_{из}$ – (5.29) теңдеуі $n=1$ болғанда, есептелген қайтымды изотермиялық қысу процесінің жұмысы.

5.7. Жұмыстық дене ағынының эксергиясы

Жұмыстық дене p_1 , T_1 бастапқы күйінен тепе-тең қоршаған ортаның p_0 , T_0 күйіне p_2 , T_2 -ге дейінгі адиабаталық ұлғаюмен және p_0 , T_0 -ге дейінгі келесі изотермиялық ұлғаюмен қайтымды өте алады (5.12-сурет). Соңғы процесте жұмыстық дене қоршаған ортадан $q_0=T_0(s_0-s_2)$ жылулығын алады (5.12-сурет). Ол көлбеген сызықтармен көрсетілген ауданды алып жатады. $s_2=s_1$.

Сондықтан

$$q=T_0 (s_0-s_1).$$



5.12- сурет. Жұмыстық дене ағынының эксергиясын анықтау

Екінші жағынан, ағынға арналған термодинамиканың бірінші заңы (5.3) бойынша $c_2=c_1$ және $q_c=q$ жағдайы үшін процестер тепе-тең болғандықтан

$$q=h_0-h_1+\ell_{тех}.$$

Алдыңғы формуладан жылулықтың шамасын қойсақ, табатынымыз:

$$e = \ell_{тех}^{max} = h_1 - h_0 - T_0(s_1 - s_0). \quad (5.31)$$

$\ell_{тех}^{max}$ шамасы барынша толық сыбағалы техникалық жұмыс деп аталады. Бұл жұмысты дене ағындағы процесте

энтропиясы s_1 , энтальпиясы h_1 , қысымы p_1 және температурасы T_1 күйінен энтропиясы s_0 , энтальпиясы h_0 , қысымы p_0 және температурасы T_0 күйіне қайтымды өткенде істей алады. Ол барынша толық жұмыс істеу мүмкіншілігі немесе жұмыстық дене ағынының эксергиясы деп аталады және е өрісімен белгіленеді.

Ағындағы жұмыстық денеден алынатын барынша толық жұмыс, яғни эксергия әрқашан мүмкіншілік жылу құламасына (h_1-h_0) тең болмайды. Кей кездерде, 5.12-суретінде көрсетілгендей, ол жұмыстық дененің қоршаған ортадан алатын жылулығына байланысты мүмкіншілік жылу құламасынан үлкен болады. Басқа кездерде $(s_0 < s_1)$ ол (h_1-h_0) -ден кем болады.

Эксергия $e=h_1-h_0-T_0(s_1-s_0)$ бір жағынан жұмыстық дененің параметрлеріне h_1 , s_1 , екінші жағынан жұмыстық дененің h_0 , s_0 параметрлерін анықтайтын қоршаған ортаның p_0 , T_0 параметрлеріне бағынышты болады. Егер қоршаған ортаның параметрлері берілген болса ($p_0=10$ кПа, $T_0=293$ К жиі алынады), онда эксергияны жұмыстық дененің күй функциясы деп қарауға болады.

Эксергия ұғымы жылу аппараттарының термодинамикалық жетілгендік дәрежелерін талдағанда қолайлы болады. Мұны мына мысал арқылы көрсетейік. Аппаратқа жұмыстық дене e_1 меншікті эксергиямен кіреді, ал одан e_2 меншікті эксергиямен шығады және де жұмыстық дене $\ell_{\text{тех}}$ техникалық жұмысын істейді деп аламыз. Осы аппараттағы жүргізілетін термодинамикалық процестің жетілгендігі қанша екенін табайық.

Жұмыстық дененің әр килограммы аппаратқа дейін, e_1 барынша толық жұмыс істеуге мүмкіншілігі бар, ал аппараттан кейін, e_2 барынша толық жұмыс істей алады. Сонда жұмыстық дене аппараттан өткенде жұмыс істеу мүмкіншілігінің бір бөлігін жоғалтады. Бірақ мұнда $\ell_{\text{тех}}$ техникалық жұмыс істелінеді. Сонымен аппараттағы таза жұмыс істеу мүмкіншілігін жоғалту былай табылады:

$$\Delta\ell=(e_1-e_2)-\ell_{\text{тех}}. \quad (5.32)$$

Бұл жұмыс жойылымы аппараттағы жүргізілетін процестердің қайтымсыздығына байланысты болады. Неғұрлым қайтымсыздық үлкен болса, соғұрлым $\Delta\ell$ үлкен болады да, пайдалы жұмыс $\ell_{\text{тех}}$ аз болады. Егер аппараттағы

жүргізілетін процестер қайтымды болса, онда осы жағдайда барынша мүмкін болатын жұмысты аламыз:

$$\ell_{\max} = e_1 - e_2. \quad (5.33)$$

Егер пайдалы жұмыс $\ell_{\text{тех}}$ жасайтын жылу аппаратына параметрлері p_1, T_1 жұмыстық дене ағыны кіргізілсе және ағынға температурасы $T_{\text{к.к}}$ қайнар көзден q_1 жылулығы келтірілсе, ал аппараттан параметрлері p_2, T_2 жұмыстық дене ағыны шығарылса, онда жұмыс істеу мүмкіншілік жойылымы мыналардан тұрады:

$$\Delta\ell = [(e_k + e_q) - e_{\text{ш}}] - \ell_{\text{тех}}, \quad (5.34)$$

мұнда $e_k, e_{\text{ш}}$ -аппаратқа кірер және шығар жерлердегі жұмыстық дененің эксергиясы. Оларды (5.31) формуласымен табамыз, ал e_q - жылулықтың эксергиясы, (3.19) формуласымен анықталады.

Бұл $\Delta\ell$ шамасына жұмыс істеу мүмкіншіліктің үйкеліске және температуралардың соңғы айырмашылығы болғандағы жылу алмасуға байланысты жойылымы, сонымен қатар аппараттың қоршаған ортамен жылу алмасуына байланысты жылулық жойылымы кіреді.

Жылу қозғалтқышының термодинамикалық жетілгендік дәрежесін бағалау үшін эксергиялық П.Ә.К. пайдаланылады.

$$\eta_{\text{экс}} = \frac{\ell_{\text{тех}}}{e_k - e_{\text{ш}} + e_q}. \quad (5.35)$$

Жылу аппаратында пайдалы техникалық жұмыс жасалмаса, (5.35) теңдеуінің мәні болмайды. Мұндай аппараттардың эксергиялық П.Ә.К.

$$\eta_e = E_k / E_{\text{ш}} \quad (5.36)$$

және де меншікті эксергиядан (e) гөрі толық эксергия ағындарын (E) пайдаланған қолайлы болады, соның ішінде E_k (кірер жердегі эксергия ағыны) және аппаратқа келтірілген механикалық энергия (жұмыс), ал бұл жұмыстың эксергиясы осы жұмыстың шамасына тең болады. Егер аппаратта жүргізілетін процестер қайтымды болса, онда $\eta_{\text{экс}} = \eta_e = 1$.

Есеп 5.1. Ауа өткізгіштен диаметрі 5 мм тесіктен атмосфераға шығып тұрған ауаның ағу жылдамдығы мен шығынының теориялық шамаларын табу керек. Ауа

өткізгіштегі артықшылық қысым $0,2 \cdot 10^5$ Па, температура 20°C . Барометрлік қысым сынап бағанасымен 768 мм.

Ауа өткізгіштегі ауаның абсолюттік қысымы

$$p_1 = 0,2 \cdot 10^5 + \frac{768}{760} \cdot 10^5 = 1,21 \cdot 10^5 \text{ (Па)}.$$

Ағындағы қысымдардың қатынасы

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{768 \cdot 10^5}{760 \cdot 1,21 \cdot 10^5} = 0,834 > \beta_a = 0,528.$$

Сондықтан ағын жылдамдығы аумалы жылдамдықтан кіші болады және (5.15) формуласымен табылады:

$$\begin{aligned} c_2 &= \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa-1} RT \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right]} = \\ &= \sqrt{\frac{2 \cdot 1,4}{1,4-1} 287 \cdot 293 \left[1 - 0,834^{\frac{1,4-1}{1,4}} \right]} = 183 \text{ (м/с)}. \end{aligned}$$

Ауа өткізгіштегі ауаның меншікті көлемі:

$$v_1 = \frac{RT_1}{p_1} = \frac{287 \cdot 293}{1,21 \cdot 10^5} = 0,695 \text{ (м}^3\text{кг)}.$$

Тесіктің ауданы

$$F = \frac{\pi d^2}{4} = \frac{3,14 \cdot 0,005^2}{4} = 19,6 \cdot 10^{-6} \text{ (м}^2\text{)}.$$

Секундтық шығынды (5.17) формуласымен табамыз:

$$\begin{aligned} m &= F \sqrt{2 \frac{\kappa}{\kappa-1} \frac{p_1}{v_1} \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{2}{\kappa}} - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa}} \right]} = \\ &= 19,6 \cdot 10^{-6} \sqrt{2 \frac{1,4}{1,4-1} \frac{1,21 \cdot 10^5}{0,695} \left[0,834^{\frac{2}{1,4}} - 0,834^{\frac{1,4+1}{1,4}} \right]} = 5,17 \cdot 10^{-3} \left(\frac{\text{кг}}{\text{с}} \right). \end{aligned}$$

VI ТАРАУ

ЖЫЛУ КҮШТІЛІК ҚОНДЫРҒЫЛАРДЫҢ ЦИКЛДЕРІ

6.1. Жылу күштілік қондырғылар циклдерінің термодинамикалық тиімділігі

§ 3.3. көрсетілгендей, берілген температуралар аралығында Карно циклінде ең үлкен термиялық П.Ә.К. болады. Бұл циклді жүргізгенде температурасы тұрақты, яғни шын мәнісінде шексіз жылу сыйымдылығы бар қайнар көз қолданылады деп есептелінеді. Сол кезде іс жүзінде шекті жылу сыйымдылықты отынның жанғандағы өнімдерінің жылулығы жұмысқа айналдырылады. Олар жылулық бере отырып салқындайды, сондықтан барынша жоғары температурада жұмыстық дененің изотермиялық ұлғаю процесін жүргізуге болмайды. Бұл жағдайларда жылу күштілік циклдің ең үлкен термодинамикалық тиімділігін, бөліп айтқанда, эксергия жойылымы көзқарасында, анықтайтын жалпы принциптерді табу қажет.

Эксергиялық және термиялық пайдалы әсер коэффициенттер жылу аппаратында жүргізілетін процестердің термодинамикалық тиімділігін жан-жақты бағалауға мүмкіндік туғызады.

Термиялық П.Ә.К. және осымен байланысты жылу теңестірілімі әдісі жылу ағындарын бақылауға, бөліп айтқанда, осы немесе басқа аппаратта жылулықтың қандай мөлшері жұмысқа айналдырылатынын, ал қандай мөлшері пайдаланылмай бос шығарылатынын (мысалы, салқын қайнар көзге берілетінін) есептеуге мүмкіншілік береді. Шығарылған жылулықтың потенциалын, оның қандайда болмасын техникалық жұмыс істей алатын қабілетін жылу теңестірілімі әдісі қарастырмайды.

Эксергиялық әдіс, керісінше, жылулықты жұмысқа айналдыру процесінің сапалық жағынан талдауға, жұмыстық дене ағынының, жылулықтың жұмыс істеу қабілеттіліктерінің жойылымын есептеуге және себептерін табуға, ал солай болса, оларды жою әдістерін ұсынуға, солардың арқасында эксергиялық П.Ә.К. үлкейтуге және қондырғы жұмысының тиімділігін асыруға мүмкіндік туғызады. Сондықтан

келешекте жылу қондырғылар жұмысының тиімділігін талдағанда бұл екі әдісті қатарластыра қолданамыз.

Жылу күштілік қондырғылардың қажеттілігі болып олардың жылулық арқылы пайдалы техникалық жұмыс атқаратындығы табылады. Жылулықтың қайнар көзі болып белгілі Q жану жылулығымен сипатталатын отын табылады. Кез келген химиялық реакцияны (соның ішінде отын жану реакциясы) жүргізіп, алынатын барынша толық пайдалы жұмыс $L_{\max}$ химиялық термодинамикадан табылатын Гиббс-Гельмгольц байланысы арқылы есептелінеді:

$$L_{\max} = Q + T \frac{\delta L_{\max}}{dT}. \quad (6.1)$$

Бұл жұмыс жану жылулығы Q -ден $\frac{\delta L_{\max}}{dT}$ белгісіне байланысты үлкен немесе кем болуы мүмкін. Есептеулердің көрсеткеніндей, қазбалы отындардың көпшілігі үшін $L_{\max} \approx Q$. Сонымен органикалық отынның эксергиясы шамамен оның жану жылулығына тең болады (массаның бірлігіне шаққанда), яғни теориялық көзқараста реакцияның бүкіл жылулық әсерін жұмысқа айналдыруға болады.

Жылу күштілік қондырғыларда отын энергиясы алдымен жандыру арқылы жылу энергиясына айналдырылады, ал алынған жылулық механикалық энергия шығару үшін пайдаланылады. Жану процесі қайтымсыз болады, ол жұмыс істеу қабілеттіліктің жойылымымен байланысты болады. Неғұрлым алынатын жану өнімдерінің температурасы T_1 төмен болса, соғұрлым жұмыс істеу қабілеттіліктің жойылымы үлкен болады. Шынында да, (5.31) формуласынан жұмыстық дененің ағындағы эксергиясы e энтальпияның $h_1 = c_p \cdot T_1$ өсуіне байланысты үлкейеді, сонда T_1 үлкеюіне байланысты реакцияның жылулығына жақындайды. Қазіргі бу қазандарында, мысалы, жану процесінің теориялық температурасы $2\,000\,^{\circ}\text{C}$ және бұдан да жоғары болса, жану процесінде эксергия жойылымы 20-30% жетеді.

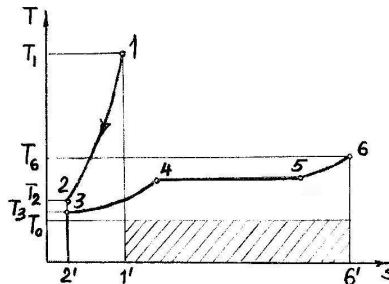
Жоғарыда көрсетілгендей, жылу процестерінің тиімділігін азайтатын негізгі себептер болып үйкеліс және шеткі температуралар айырмашылығындағы жылу алмасу есептелінеді. Үйкелістің зиянды әсерін түсіндіріп жатудың керегі жоқ. Қайтымсыз жылу алмасудың зиянды әсерін білу үшін бір жылу тасығыштан екінші жылу тасығышқа, мысалы,

бу қазанындағы отынның жану өнімдерімен суға және бұға жылу берілісін қарастырайық.

Жану өнімдері 12 изобаралық процесте (6.1-суретінде) салқындап, $Q_r = m_r(h_{1r} - h_{2r})$ жылулығын береді. Ал бұл жылулық суды қыздыруға (34 сызығы), оның бұға айналуына (45 сызығы) және буды керекті температураға дейін қыздыруға (56 сызығы) жұмсалады. Егер қоршаған ортаға кететін жылу жойылымын есептемесек, онда газдардың берген жылулық мөлшері су мен будың алған $Q_{бу} = D(h_6 - h_3)$ жылулығының мөлшеріне тең болады. Сонда

$$Q_r = Q_{бу} \text{ немесе } m_r(h_{1r} - h_{2r}) = D(h_6 - h_3),$$

мұнда m_r және D - газдар мен будың массалық шығындары, ал h_{1r} , ..., h_6 - сәйкес күйлердегі сәйкес заттардың меншікті энтальпиясы.



6.1-сурет. T, s - диаграммамен қайтымсыз жылу алмасу болғанда эксергиялық жойылымдарды есептеу

Айтылған процестерді су буының T, s - диаграммасында бір масштабта көрсету үшін s - координатасында алынған су мен будың энтропияларын 1 кг бұға келтіреміз, ал қыздырғыш газдардың энтропиясын 1 кг бұға шағып аламыз,

яғни $s_1 = s_{1r} \frac{m_r}{D}$, $s_2 = s_{2r} \frac{m_r}{D}$, мұнда s_r - газдың меншікті энтропиясы. Салыстыру қолайлы болуы үшін энтропиялардың санақ басын бір жерден аламыз, яғни $s_{2r} \frac{m_r}{D} = s_3$. Бұлай болса 11'2'2 ауданы газдардың берген

жылулық мөлшерін көрсетеді, ал 2'34566' ауданы будың алған жылулық мөлшеріне балама болады және олар бір-біріне тең болады.

Газ ағыны $e_1 = [h_{1r} - h_{0r} - T_0(s_{1r} - s_{0r})] \frac{m_r}{D}$ эксергиясымен кіреді, ал $e_2 = [h_{2r} - h_{0r} - T_0(s_{2r} - s_{0r})] \frac{m_r}{D}$ эксергиясымен шығады, сонда бір килограмм бу үшін $e_1 - e_2 = [h_{1r} - h_{2r} - T_0(s_{1r} - s_{2r})] \frac{m_r}{D}$ эксергиясын жоғалтады.

Осыған сәйкес будың бір килограммының эксергиясы $e_6 - e_3 = [h_6 - h_3 - T_0(s_6 - s_3)]$ өседі. Жылулық берілісіндегі эксергия жойылымы $\Delta e = (e_1 - e_2) - (e_6 - e_3)$ мыналардан тұрады:

$$\Delta e = T_0[(s_6 - s_{1r}) \frac{m_r}{D}] = T_0(s_6 - s_3). \quad (6.2)$$

Бұл жойылым графикалық түрде көлбеген сызықтармен көрсетілген ауданға тең (6.1-суретін қараңыз).

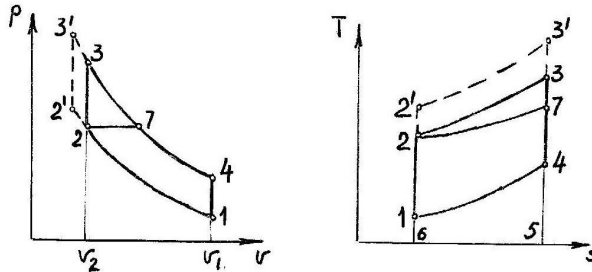
Есептеулердің көрсеткеніндей, тек қана жылу алмасу қайтымсыз болғандықтан эксергия жойылымы, яғни отынның жану өнімдерінің жылулығын пайдалана отырып, алуға болатын теориялық жұмыстан, 30% асады. Қоршаған ортаға кететін жылулық жойылымдары (бұларды жоғарыда ескерген жоқ едік) бұл көрсетілген шаманы біраз үлкейтеді.

6.2. Поршеньді іштен жанатын қозғалтқыштардың циклдері

Ыссы қайнар көзбен қайтымсыз жылу алмасуға байланысты болатын эксергиялық жойылымдарды болдырмау үшін, жұмыстық дене ретінде отын жанғанда пайда болатын газдарды қолданған жөн. Бұларды іштен жанатын қозғалтқышта (ІЖҚ), оның цилиндрлерінің ішінде отын жағу арқылы жүзеге асыруға болады.

ІЖҚ -ның теориялық циклі цилиндрде жұмыстық денені 12 адиабаталық қысу, 23 изохоралық немесе 27 изобаралық жылулық келтіру, 34 немесе 74 адиабаталық ұлғаю және 41 изохоралық жылулық шығару процестерінен тұрады (6.2-сурет). Нақты қозғалтқыштарда жылулық келтіру процесі отын жағу жолымен істелінеді. Егер отын мен ауа қоспасы алдын ала дайындалып, цилиндрде бірден жанып кетсе, онда жылулық келтіру процесі изохоралық процеске жақындау

болады. Егер цилиндрде тек қана ауа қысылып, сонан соң отын бүркіп жіберілсе, онда отынның берілуін қажетті түрде реттеп, бұл кезде жану процесіндегі қысымды шамалап тұрақты болатын қылсақ, осылардың нәтижесінде жылулық берілу процесін шартты түрде изобаралық процесс деуге болады.



6.2-сурет. ІЖҚ циклдері:

- а) p, v - координаталарында;
б) T, s - координаталарында

Қозғалтқыштың цилиндрі өте ұзын, ал поршеньнің жүретін аралығы тіпті үлкен болмауы үшін ІЖҚ -дағы жану өнімдерінің ұлғаюын p_1 атмосфералық қысымға дейін жүргізбей, одан үлкендеу p_4 қысымына дейін жүргізіп, сонан соң шығарушы клапанды ашамыз да ыссы (температурасы T_4) жану өнімдерін атмосфераға шығарамыз. Бұл кезде артықшылық ($p_4 - p_1$) қысымы пайдасыз жоғалады. Идеалды циклде бұл процесс 41 изохоралық жылулық шығару процесімен алмастырылады.

Цилиндрдің толық көлемінің жану камерасының көлеміне қатынасын қозғалтқыштың қысу дәрежесі ε дейді.

Идеалды циклге қолданғанда (6.2-суретті қараңыз)

$$\varepsilon = v_1 / v_2.$$

(6.3)

Қысу дәрежесі циклдің термиялық П.Ә.К. шамасын анықтағанда негізгі параметр болады.

Екі циклді қарастырайық. Олардың 1 және 4 нүктелері бірдей болсын, бірақ біреуінің (12'3'4) қысу дәрежесі екіншісіне (1234) қарағанда үлкенірек болсын. Қысу дәрежесінің үлкенірек шамасына 12' қысу процесінің соңындағы жоғарылау температурасы сәйкес келеді. Демек,

2'3' изохорасы 23 изохорасынан жоғары орналасады. 6.2,6-суретінде 12'3'4 циклінде келтірілген жылулық мөлшері (2'3'56 ауданы) 1234 циклінде келтірілген жылулық мөлшеріне (2356 ауданы) қарағанда үлкенірек болады. Алынған жылулық мөлшері q_2 екі циклде бірдей (4561 ауданы). Демек, 12'3'4

циклінің термиялық П.Ә.К. $\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1}$ үлкен болады. Іштен

жанатын қозғалтқыштың термиялық П.Ә.К. қысу дәрежесі ε өскен сайын үлкейеді.

Термиялық П.Ә.К. η_t және қысу дәрежесі ε арасындағы байланыс былай табылады, мысалы, жану процесі $v = \text{const}$ циклін алсақ (жылу сыйымдылық тұрақты деп есептейміз):

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{c_v(T_4 - T_1)}{c_v(T_3 - T_2)} = 1 - \frac{\left(\frac{T_4}{T_1} - 1\right)T_1}{\left(\frac{T_3}{T_2} - 1\right)T_2}.$$

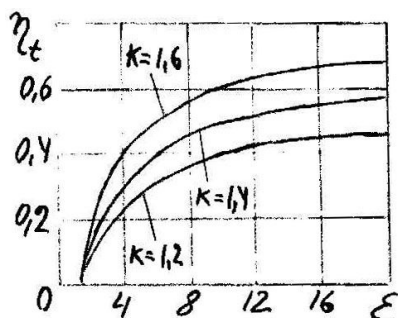
Қысу және ұлғаю процестерінің адиабата көрсеткіштері бірдей болғанда, (4.18) теңдеуі бойынша:

$$T_3/T_4 = T_2/T_1 = \varepsilon^{\kappa-1}$$

немесе

$$T_3/T_2 = T_4/T_1 = \varepsilon^{\kappa-1}.$$

Онда қарастырылып отырған цикл үшін



6.3-сурет. Жылулық $v=\text{const}$ процесінде келтірілетін ІЖҚ термиялық П.Ә.К. η_t -ның әртүрлі адиабата көрсеткішінде қысу дәрежесіне ε байланысты өзгеруі

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{\kappa-1}}. \quad (6.4)$$

6.3-суретінде циклдің жану процесі $v=\text{const}$ болғанда әртүрлі адиабата көрсеткішінде оның термиялық П.Ә.К. пен қысу дәрежесі ε арасындағы графикалық байланыс көрсетілген.

ІЖҚ-ның П.Ә.К.-нің қысу дәрежесінің өсуіне байланысты үлкеюі, осы үлкеюмен байланысты циклдің ең үлкен темпера-

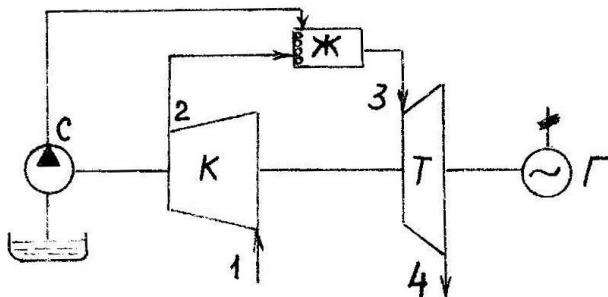
турасы арқылы, яғни жану қайтымсыздығының эксергия жойылымы азаюымен түсіндіріледі.

Өкінішке орай, карбюраторлы қозғалтқыштардың барынша үлкен қысу дәрежесі отын мен ауа қоспасының өздігімен тұтануымен шектеледі және 9-10 артпайды. Дизельдерде поршень ауаны қысуына байланысты циклдің П.Ә.К-ін біршама жоғарылатуға мүмкіндік туғызады, бұлардың қысу дәрежесі 18-ге дейін көтеріледі. Бірақ бірдей қысу дәрежелерінде дизельдерде пайдаға асырылатын жылулық келтіру процесі $p=\text{const}$ болғанда жүргізілетін циклдің П.Ә.К. жылулық келтіру процесі $v=\text{const}$ болғанда жүргізілетін циклге қарағанда аздау болады, өйткені олардың салқын қайнар көзге берген жылулық мөлшері (6.2, б-суретінде 23 сызығы) $p = \text{const}$ процесінде келтірілген (27 сызығы) жылулық мөлшеріне қарағанда үлкен болады. Изобаралық $p = \text{const}$ процесінде отын жанғанда оның ең үлкен жану температурасы, 6.2, б - суретінде көрсетілгендей, $v = \text{const}$ процесімен салыстырғанда төмендеу болады, ал бұлай болса жану қайтымсыздығының эксергия жойылымдары жоғары болады.

Екі циклде де жұмыстық дене цилиндрден температурасы T_4 және қысымы p_4 болғанда шығарылады, ал бұл параметрлер қоршаған ортаның іс жүзінде p_1 , T_1 параметрлерімен бірдей түсетін p_0 , T_0 параметрлерінен үлкен болады. Сондықтан ІЖҚ циклдерінде газдардың қоршаған орта параметрлеріне дейін ұлғаюына байланысты эксергия жойылымы орын алады. Бұларды газ турбиналық қондырғыларда біраз азайтуға болады.

6.3. Газ турбиналық қондырғылардың циклдері

Газ турбиналық қондырғының (ГТҚ) принципіалды схемасы (6.4-суретінде) көрсетілген. Ауа компрессоры К атмосфералық ауаны қысып, оның қысымын p_1 -ден p_2 -ге дейін көтереді және қысылған ауаны үздіксіз жану камерасына ж жібереді. Осында арнайы сораппен С сұйық отынның қажетті мөлшері үздіксіз жеткізіліп отырады.



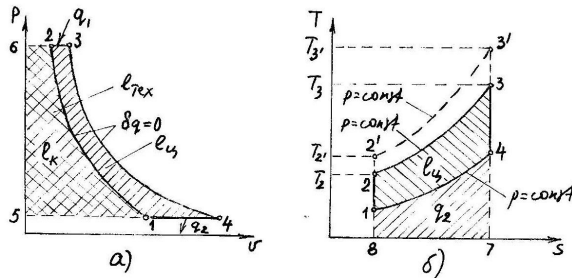
6.4-сурет. Газ турбиналық қондырғының схемасы.

Камера Ж -да пайда болған жану процесінің өнімдері одан T_3 температурасымен және іс жүзінде компрессордың шығысындағы қысыммен ($p_3=p_2$) шығарылады (егер кедергілерді есептемесек). Демек, отынның жануы (яғни жылулықтың келтірілуі) қысым тұрақты болғанда жүргізіледі. Газдың жану процесінің өнімдері турбинада Т адиабаталық ұлғаяды, осының нәтижесінде олардың температурасы T_4 -ке дейін төмендейді, ал қысымы атмосфералық қысым p_1 -ге дейін азаяды. Барлық қысым құламасы (p_3-p_1) турбинада техникалық жұмыс $\ell_{\text{тех}}$ алу үшін пайдаланылады. Бұл жұмыстың үлкендеу бөлігі ℓ_{κ} компрессорды жүргізуге жұмсалады, ал қалған бөлігі ($\ell_{\text{тех}}-\ell_{\kappa}$) электр генераторында Г электр энергиясын алу үшін немесе басқа мақсаттарға жұмсалады. Бұл айырмашылық циклдің пайдалы жұмысын құрайды (отындық сорапты жүргізуге кететін энергия шығыны аз болғандықтан, оны есепке алмауға болады).

Газ турбиналық қондырғыларда Карно циклі қолданылмайды, өйткені, біріншіден, турбина қуатының үлкендеу бөлігін компрессор пайдаланар еді, ал бұл агрегаттарда үйкеліс болғандықтан қондырғының тиімділігін кенет төмендететін еді; екіншіден, жылулықты келтіру және шығару процестерін изотермиялық жүргізетін агрегаттарды істеу өте қиын болады.

Отынның жану процесін изобаралық жылу келтірумен (23 сызығы, 6.5-суретінде), ал атмосфераға шығарылатын жану өнімдерінің салқындауын изобаралық жылу алумен (41

сызығы) алмастырып, газ турбиналық қондырғының 1234 циклін табамыз.



6.5-сурет. Газ турбиналық қондырғының циклі:
а) p, v - координаталарында;
б) T, s - координаталарында

Циклдің пайдалы жұмысы $\ell_{ц}$ p, v - диаграммасында циклдің пішінінің ішіндегі ауданмен көрсетіледі (1234 ауданы). 6.5, а-суретінде циклдің пайдалы жұмысы турбинадан алынған техникалық жұмыспен (6345 ауданы) компрессорда жүргізуге жұмсалған техникалық жұмыстың (6215 ауданы) айырмашылығына тең болады. T, s - диаграммадағы циклдің 1234 ауданы осы пайдалы жұмысқа (6.5, б суретінде) балама болады. Жұмысқа айналдырылған жылулық келтірілген q_1 жылулық мөлшерімен (8 237 ауданы) алынған q_2 жылулық мөлшерінің (1478 ауданы) айырмашылығына тең болады.

ГТҚ идеалды циклінің пайдалы әсер коэффициенті

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{c_p(T_4 - T_1)}{c_p(T_3 - T_2)} = 1 - \frac{T_1 \left(\frac{T_4}{T_1} - 1 \right)}{T_2 \left(\frac{T_3}{T_2} - 1 \right)}. \quad (6.5)$$

(Мұнда жылу сыйымдылық c_p тұрақты деп алынды).

Газ турбиналық қондырғы циклінің негізгі сипаттамаларының бірі болып компрессордағы қысымды күшейту дәрежесі π табылады.

Компрессор соңындағы ауа қысымының p_2 оның компрессор алдындағы қысымына p_1 қатынасын компрессордың қысымды күшейту дәрежесі дейді.

Адиабаталық процестің теңдеуін пайдалана отырып, (6.5) формуласындағы температуралар қатынасын қысымды күшейту дәрежесі $\pi = \frac{p_2}{p_1}$ арқылы көрсетейік:

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} = \frac{1}{\pi^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}};$$

$$\frac{T_4}{T_1} = \frac{T_4}{T_3} \cdot \frac{T_3}{T_2} \cdot \frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_4}{p_3} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \cdot \frac{T_3}{T_2} \cdot \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}.$$

Егер $p_4=p_1$ және $p_3=p_2$ болса, онда $\frac{T_4}{T_1} = \frac{T_3}{T_2}$.

(6.5) формуласынан табатынымыз:

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\pi^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}}. \quad (6.6)$$

Егер $\kappa=1,33$ болса, (6.6) формуласы әртүрлі π шамаларында мынадай η_t мөлшерлерін береді:

π		2	3	4	5	6	7	8	9	10
η_t (%)		16	24	29	33	36	38,5	40,5	42	43,5.

Идеалды циклдің П.Ә.К. π өскен сайын үздіксіз үлкейе береді. Бұл қысу процесінің соңындағы T_2 температурасының жоғарылауымен және осыған сәйкес турбина алдындағы газдардың T_3 температурасына байланысты болады. 6.5-суретінде π үлкендеу 12'3'4 циклі 1234 цикліне қарағанда тиімділеу, өйткені 2'3' сызығы мен 23 сызығына қарағанда үлкенірек q_1 жылулық келтіріледі, ал бұл циклдерден бірдей мөлшердегі 41 процесімен q_2 жылулығы алынады. T_2' және T_3' температуралары T_2 және T_3 температураларынан жоғары болады. T_3 температурасы жоғарылауына байланысты турбина алдындағы жұмыстық дененің эксергиясы өседі $e_3=c_p(T_3-T_0)-T_0(s_3-s_0)$ [(5.31) формуласын қараңыз], яғни жану процесінде эксергия жойылымдары азаяды, ал алғашқы отынның эксергиясы өзгермейді (ол отынның жану жылулығына тең болады). Бұл циклдің П.Ә.К. үлкейтеді.

Өкінішке орай, газдардың барынша үлкен температурасы турбинаның негізгі бөлшектерінің істелінетін металының қызу беріктігімен шектеледі (үшак қозғалтқыштарында 1100-1200⁰С, тұрақты қозғалтқыштарда 750-800 ⁰С). Сондықтан отынның жану температурасын әдейі төмендетуге душар болады (артық мөлшерде ауа келтіріледі). Бұл ГТҚ -да жануға байланысты эксергия жойылымдарын 40 % дейін үлкейтеді.

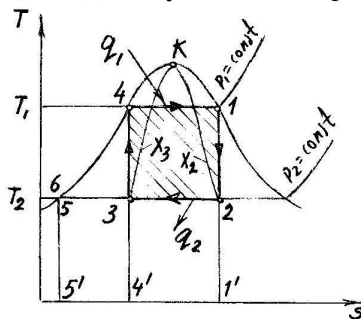
Турбинадан газ $T_4 > T_1 \approx T_0$ температурасымен шығарылады. Демек, турбина алдындағы жұмыстық дененің эксергиясы толық пайдаланылмайды: шығатын газдармен кететін эксергия жойылымдары 10 % дейін барады.

6.4. Бу турбиналық қондырғылардың циклдері

Осы күні тұрақты жылу энергетика негізінде бу жылу күштілік қондырғыларымен жабдыкталады. Бұл қондырғыларда отынның жану өнімдері аралық жылу тасығыш қызметін атқарады (ІЖҚ және ГТҚ-мен салыстырғанда), ал жұмыстық дене ретінде су буы өте жиі қолданылады.

Қаныққан будың Карно және Ренкин циклдері. Жылулық регенерациясы (қайта өндірілуі).

6.6-суретінде қаныққан будың Карно циклі көрсетілген. Ыссы қайнар көзден жылулық тұрақты температура T_1 -де 41 сызығымен келтіріледі, осының нәтижесінде 4 нүктесінің параметрлерінде су 1 нүктесінің параметрлеріндегі құрғақ қаныққан буға айналдырылады. Турбинада бу адиабаталық



6.6-сурет. T, s - диаграммадағы қаныққан будың Карно циклі

процеспен T_2 температура-сына дейін ұлғая отырып, техникалық жұмыс жасайды және 2 нүктесінің параметрлеріндегі ылғалды буға айналады.

Бұл бу конденсаторға келеді де, салқын қайнар көзге жылу береді (құбырларда айналып жүрген салқындатқыш суға), осының нәтижесінде оның құрғақтық дәрежесі x_2 -ден x_3 -ке дейін

кемиді. Ылғалды бу аймағындағы изотермалар оның үстіне изобаралар болады, сондықтан 41 және 23 процестері сәйкес p_1 және p_2 тұрақты қысымдарда өтеді.

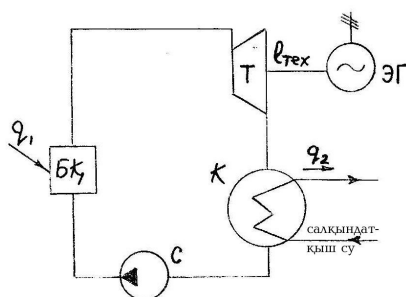
3 нүктесінің параметрлеріндегі ылғалды бу компрессорда 34 сызығымен қосылады, сонда ол қайнау температура-сындағы суға айналады.

Іс жүзінде бұл цикл жүргізілмейді, мұның ең басты себебі болып компрессорда жүргізуге жұмсалатын нақты жұмыс (ондағы өтетін процестердің қайтымсыздығына байланысты жойылымдар болғандықтан) турбинаның пайдалы жұмысымен салыстыруға болатындығы табылады.

Нақты циклде буды 235 сызығымен суға айналдырып, сонан соң сораппен судың қысымын p_2 -ден p_1 -ге дейін 56 сызығымен көтерген едәуір қолайлырақ және тиімдірек болады. Су қысылмайтын болғандықтан 5 және 6 нүктелері бір жерде дерлік болады, сонда сорапты жүргізуге жұмсалатын қуат турбинаның қуатымен салыстырғанда өте шамалы болады, сондықтан турбинаның барлық қуаты іс жүзінде пайдалы қуат ретінде қолданылады. Бұл циклді XIX ғасырдың 50-ші жылдары шотланд инженері және физигі У.Дж.Ренкин ұсынған еді. Бұл циклді жүргізетін жылу

күштілік қондырғының схемасы (6.7- суретінде) көрсетілген.

Бұл циклде жылу-лық 641 сызығымен бу қазанына келтіріледі. Ренкин циклінің термиялық П.Ә.К. Карно циклінің П.Ә.К. қарағанда бірдей T_1 және T_2 температураларында аздау болады, өйткені жылулық келтіру процесінің орташа температура-сы жылулық шыға-



6.7-сурет. Бу күштілік қондырғының схемасы:

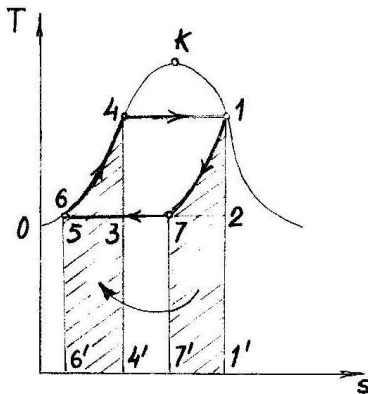
БК -бу қазаны; Т -бу турбинасы;

ЭГ - электр генераторы;

К - конденсатор; С - сорап

ру процесінің температурасы тұрақты болғанда төмендейді. Дегенмен нақты цикл (турбинадағы будың ұлғаюының қайтымсыздығын есептегенде) тиімдірек болады.

Теориялық көзқараста Ренкин циклінің П.Ә.К. жылулық регенерациясының көмегімен Карно циклінің П.Ә.К. тең қылуға болады, сонда бу ұлғаюын кәдімгі турбинадағыдай 12 адиабатасымен жүргізбей суды қыздыру 64 сызығынан бірдей қашықтықта болатын 17 политропасымен жүргізіп (6.8-суретінде), бұл процесте бөлінетін барлық жылулықты (11'7'7 ауданы) идеалды жылу алмастырғышта (энергия жойылымы жоқ) суға беру керек (6'644' ауданы).



6.8-сурет. Қаныққан бу цикліндегі жылулықтың идеалды регенерациясы

Мұндай идеалды регенерацияны іс жүзінде жүргізуге болмайды, дегенмен азғана өзгертілген түрде суды регенеративтік қыздыру кеңінен қолданылады және нақты циклдің П.Ә.К. біршама үлкейтуге мүмкіндік береді.

Қаныққан будың регенеративтік циклі соңғы кезде атом энергетикасында көп қолданылады, бірақ мұнда буды қанығу температурасынан жоғары қыздыру кейбір қиыншылықтармен байланысты болады.

Өкінішке орай, тіпті қаныққан су буының Карно циклінің П.Ә.К. қанығу температурасының жоғары болмауына байланысты аздау болады. Мысалы, 9,8 МПа қысымында қанығу температурасы 311 °С болады. Салқын қайнар көздің

температурасы 25 °С болғанда $\eta_{\text{Карно}} = 1 - \frac{273 + 25}{273 + 311} = 0,49$.

Әрі қарай T_1 температурасын және сонымен бірге p_1 қысымын үлкейтудің де маңызы болмайды, өйткені П.Ә.К. өте үлкейе қоймайды, бірақ сонымен қатар жабдықтар беріктік шарттарына байланысты ауырлап кетеді және судың әр килограммы 41 буға айналдыру процесінде жылулық алу мөлшері q_1 азаяды (температураның жоғарылауына байланысты 4 және 1 нүктелері бір-біріне жақындап кетеді, 6.6 және 6.8-суреттерін қараңыз). Бұлай болса бірдей қуат алу

үшін судың және будың шығындарын үлкейту қажет, ал жабдықтардың өлшемдері де тіпті үлкейіп кетеді.

Температура аумалы температурадан жоғары болғанда (судың $t_a = 374,15$ °С, бұған сәйкес қысым 22,1 МПа) қаныққан будың циклін жүргізуге тіпті мүмкіншілік болмайды.

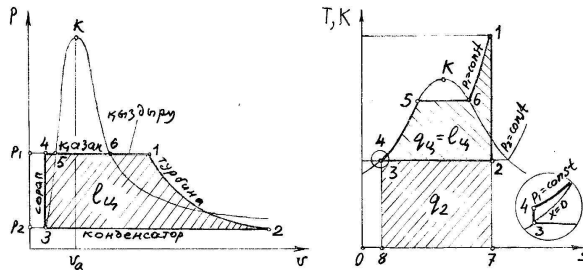
Сонымен қатар қазіргі машина жасау өндірісі қолданатын металдар буды 550-600 °С дейін қыздыруды қамтамасыз етеді. Органикалық отындармен істейтін станцияларда буды мұндай температураларға дейін қыздыру жану өнімдерінен жұмыстық денеге жылулық бергенде эксергия жойылымдарын азайтуға және циклдің тиімділігін біршама үлкейтуге мүмкіндік туғызады. Бұдан басқа буды қыздыру турбинадағы оның ағынында үйкеліске кететін жойылымдарды азайтады. Барлық органикалық отынмен істейтін жылу электр станциялары қазір тым ыссы бумен жұмыс жасайды, кей кездерде станцияларда бу бірнеше рет қыздырылады.

Тым ыссы будағы Ренкин циклі. Тым ыссы будың идеалды циклі p, v ; T, s және h, s - диаграммаларында көрсетілген (6.9 және 6.10-суреттерінде). Бұл циклдің қаныққан будағы Ренкин циклінен айырмашылығы болып, будың қосымша 61 сызығымен қыздырылуы табылады.

Параметрлері p_1 , T_1 болып бу турбинаға келеді, мұнда ол 12 процесімен ұлғайып, ылғалданады да әрі қарай конденсаторда суға айналады. Циклдің термиялық П.Ә.К. мына теңдеумен табылады:

$$\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1}.$$

45 (суды қайнау температурасына дейін қыздыру), 56 (буға айналу процесі) және 61 (буды қыздыру) процестерінде $p = \text{const}$ болады да q_1 жылулығы келтіріледі.



6.9-сурет. Тым ысы будағы Ренкин циклі:

а) $p-v$ - диаграммасында; б) $T-s$ - диаграммасында

Изобаралық процесте 1 кг жұмыстық денеге келтірілген q_1 жылулығы соңғы және бастапқы процестің нүктелеріндегі энтальпиялардың айырмашылығына тең болады:

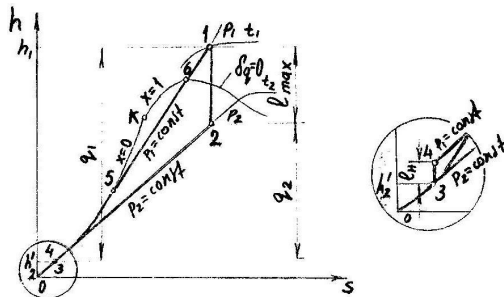
$$q_1 = h_1 - h_4.$$

Конденсатордағы жылулық алынуы 23 изобарасымен жүргізіледі, демек:

$$q_2 = h_2 - h_3.$$

Циклдің термиялық П.Ә.К.

$$\eta_t = \frac{(h_1 - h_4) - (h_2 - h_3)}{h_1 - h_4}.$$



6.10-сурет. h, s - диаграммасындағы Ренкин циклі

Егер сораптағы судың адиабаталық қысылғанында болатын температураның өте аз жоғарылауын есептемесек, онда $h_3 = h_4$, сондықтан

$$\eta_t = \frac{h_1 - h_2}{h_1 - h_3} = \frac{h_1 - h_2}{h_1 - h_2}, \quad (6.7)$$

мұнда $h_2' = h_3 - p_2$ қысымындағы қайнап тұрған судың энтальпиясы.

(6.7) формуласынан байқайтынымыз: идеалды Ренкин циклінің П.Ә.К. турбина алдындағы және соңындағы будың энтальпиясының h_1 және h_2 шамаларымен және судың h_2' қайнау температурасында тұрған энтальпиясымен h_2' анықталады. Ал бұл шамалар циклдің үш параметрлерімен: будың турбина алдындағы қысымы p_1 мен температурасы t_1 және турбинадан кейінгі, яғни конденсатордағы p_2 қысымымен анықталады.

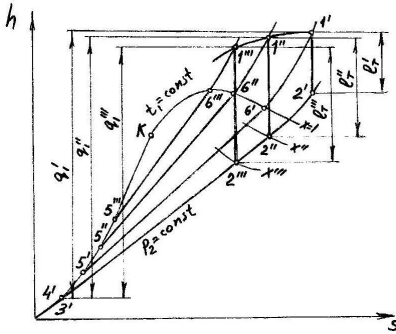
Шынында да, берілген p_1 мен t_1 арқылы h_1 диаграммада 1 нүктесін табамыз және h_1 энтальпиясын анықтамаймыз (6.10-суретін қараңыз). 1 нүктесінен жүргізілген адиабата мен p_2 изобарасының қиылысқан жері 2 нүктесін береді, сонда h_2 энтальпиясы табылады. Ақырында, p_2 қысымында қайнайын деп тұрған судың h_2' энтальпиясы осы қысымға байланысты болады.

Циклдегі буды қыздыру жылулық келтіру орташа температурасын жоғарылатады, ал жылу алыну температурасы өзгермейді. Сондықтан бу күштілік қондырғының термиялық П.Ә.К. қозғалтқыш алдындағы будың температурасы жоғарылауына байланысты өседі.

Мысал үшін төменде абсолюттік қысымдар $p_1=9,8$ МПа және $p_2=3,9$ кПа болғанда η_t -ның t_1 -ге байланысы келтірілген:

t_1 °C	350	400	500	600
η_t %	40,5	41	42,5	44,2

Турбина алдындағы будың p_1 қысымы, t_1 және p_2 тұрақты кезінде, үлкеюіне байланысты циклдің пайдалы жұмысы үлкейеді: $\ell_{tex}''' > \ell_{tex}' > \ell_{tex}'$ (6.11-суретінде). Сонымен қатар цикл бойы келтірілген q_1 жылулығының мөлшері тым ыссы будың h_1 энтальпиясының азаюына байланысты аздап төмендейді. Сондықтан неғұрлым p_1 жоғары болса, соғұрлым идеалды Ренкин циклінің П.Ә.К. үлкен болады.



6.11-сурет. Ренкин циклінің параметрлеріне тым ыссы будың қысымының әсері

кіші болып кетеді. Будағы су тамшылары турбинадағы үйкелісті жоғарылатады. Сондықтан будың қысымын үлкейтумен қоса бу қазанынан кейін, будың қыздырылу температурасын жоғарылату керек, сонда турбинадан шығатын будың ылғалдылығын керекті шамада ұстауға болады.

Будың параметрлерін үлкейту металлургияның беретін металдарына байланысты болады. Будың температурасын 535-565 °С көтеру бу қыздырғыштар мен турбина бөлшектерін жасауға қолданылатын төменгі қоспалы болаттарды пайдалану арқылы шешілді. Тіпті жоғары параметрлерге өту үшін (580- 650 °С) өте қымбат жоғары қоспалы болаттар қолдану керек.

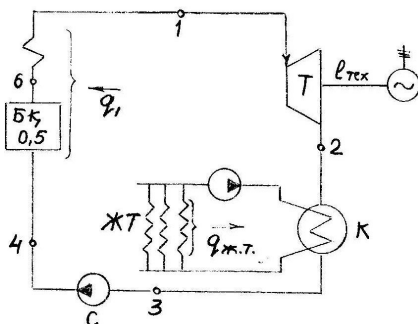
Турбина соңындағы p_2 қысымы азайған сайын, циклдегі жылулық алу орташа температурасы T_2 төмендейді, ал жылулық келтіру температурасы тіпті өзгермейді. Сондықтан неғұрлым турбина соңындағы қысым төмен болса, соғұрлым бу күштілік қондырғының П.Ә.К. үлкен болады.

Турбина соңындағы конденсатордағы будың қысымына тең қысым, салқындатқыш судың температурасымен анықталады. Салқындатқыш судың конденсатор алдындағы температурасы шамамен 10-15 °С болады, ал конденсатордан ол 20-25 °С дейін қызып шығады. Бу сұйыққа айналуы үшін бөлінетін жылулықтың шығарылуын қамтамасыз ету қажет, ал ол үшін конденсатордағы будың температурасы t_2 салқындатқыш судың температурасынан 5-10 °С жоғарылау болуы қажет. Сондықтан қаныққан будың абсолюттік

Турбина алдындағы жоғарғы қысымға турбинадан шыққан будың жоғарылау ылғалдылығы сәйкес келеді (6.11-суретте көрсетілгендей). Егер $p_1 = p_1$ болса, турбинадан тым ыссы бу шығады; $p_1 = p_1$ болса, ол аздап ылғалдылау болады; ал $p_1 = p_1$ болса, оның құрғақтық дәрежесі x''' бірден тіпті

қысымы 3-5 кПа болуы тиіс. Циклдің П.Ә.К. p_2 -ні азайту арқылы үлкейту іс жүзінде жеткізбейді, өйткені төменгі температурада табиғи салқындатқыш табу өте қиын.

Жылумен қамтамасыз ету. Бу күштілік қондырғының тиімділігін турбинадан кейінгі қысым мен температураны азайтпай жоғарылатуға болады, сонда шығарылатын жылулықты (циклдегі жұмсалған жылулықтың жартысынан көбін құрайды) жылыту жүйелерінде және басқа технологиялық процестерде пайдалануға болады (6.12-сурет).



6.12-сурет. Жылу және электр энергиясын бірге өндіретін қондырғының схемасы:

*БҚ - бу қазаны; Т - бу турбины;
К - конденсатор-қыздырғыш;
С - сорпа; ЖТ - жылулық тұтынушы;
Цифрлермен көрсетілген нүктелер циклдің
T,s - диаграммасындағы нүктелерге сәйкес келеді*

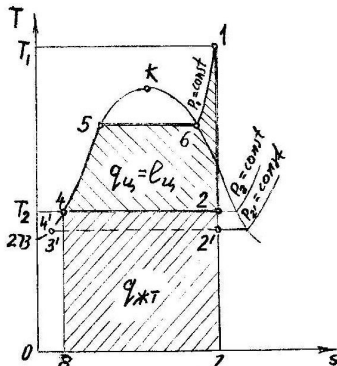
Осы мақсатпен конденсатор К -де қыздырылатын салқындатқыш су сұйыққа айналдыру цикліндегідей бірден су жинайтын жерге шығарылмай, жылулық тұтынушы ЖТ жылытатын аспаптар арқылы жіберіледі, сонда су конденсаторда алған жылулығын оларға береді. Осылардың нәтижесінде мұндай схемамен жұмыс істейтін станция электр энергиясын және жылулық өндіреді. Мұндай станция жылу электр орталығы (ЖЭО) деп аталады. Салқындатқыш суды жылыту жүйелерінде пайдалану үшін оның температурасы 7-100 °С төмен болмауы қажет. Конденсатордағы будың температурасы бұдан 10-15 °С жоғары болуы тиіс. Көпшілік жағдайларда бұл температура 100 °С жоғары болады, ал қаныққан будың қысымы p_2 бұл температурада атмосфералық қысымнан үлкен болады. Сондықтан осындай

схемамен жұмыс істейтін турбиналар, қарсы қысыммен істейтін турбиналар деп аталынады. Сонымен қарсы қысыммен істейтін турбинаның соңындағы қысым 0,1-0,15 МПа кем болмайды, ал сұйыққа айналдыру цикліндегі турбинадан кейінгі қысым 3-5 кПа болады. Бірақ мұндай үлкен қысым турбинадағы будың жұмысын азайтуға және осыған сәйкес шығарылатын жылулықтың мөлшерін үлкейтуге соқтырады. Бұл 6.13-суретінде көрініп тұр.

Сұйыққа айналдыру цикліндегі пайдалы қолданылған жылулық $q_{ц}$ 12'3'4'56 ауданымен, ал қарсы қысымды циклдікі 123456 ауданымен көрсетіледі.

Турбинадан кейінгі қысым p_2' -тен p_2 -ге дейін үлкеюіне байланысты 22'3'4 ауданы пайдалы жұмыстың азаюын көрсетеді.

Қарсы қысымды қондырғының термиялық П.Ә.К. сұйыққа айналдыру циклді қондырғыға қарағанда аздау болады, яғни отынның аздау шамасы электр энергиясына айналады.



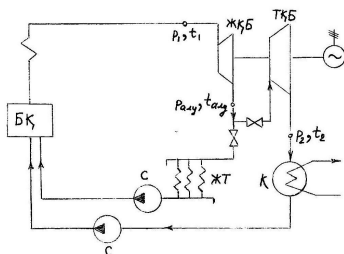
6.13-сурет. T, s – диаграммадағы жылумен қамтамасыз ету циклі

Оның есесіне жылулық қолдану сұйыққа айналдыру циклінің қондырғысына қарағанда біраз үлкендеу болады. Қарсы қысымды идеалды циклді қазанда бу алу үшін жұмсалған жылулықты (178456 ауданы) толығымен тұтынушылар пайдаланады. Оның бір бөлігі (12456 ауданы) механикалық немесе электр энергиясына айналады, ал қалған бөлігі (2784 ауданы) жылулық тұтынушыға будың немесе ыссы судың жылулығы түрінде беріледі.

Қарсы қысымды турбина қойылғанда будың әр

килограммы $\ell_{\text{тех}} = h_1 - h_2$ пайдалы жұмысын істейді және тұтынушыға $q_{\text{жт}} = h_1 - h_2'$ мөлшеріндегі жылулық беріледі. Электр энергиясын өндіргенде қондырғының қуаты $N_0 = (h_1 - h_2)D$ және оның жылулық қуаты $Q_{\text{жт}} = (h_1 - h_2')D$ будың шығыны D -ға

пропорционал, яғни қатаң байланыста болады. Бұл іс жүзінде қолайлы болмайды, өйткені электр энергиясының және жылулықтың қажеттіліктері әрқашан әр түрлі болады. Мұндай қатаң байланыстан арылу үшін станцияларда реттелгіш аралық бу алынатын турбина пайдаланылады (6.14-суретінде). Бұл турбина екі бөлшектен тұрады. Жоғарғы қысымды бөлшектерде (ЖҚБ) бу p_1 қысымынан жылулық тұтынушыға қажет $p_{алу}$ қысымына дейін ұлғаяды. Ал төменгі қысымды бөлшектерде (ТҚБ) бу конденсатордағы p_2 қысымына дейін ұлғаяды.



6.14-сурет. Реттелгіш бу алынатын турбинаның қойылуы:
 БҚ - бу қазаны; ЖҚБ, ТҚБ - жоғарғы және төменгі қысымды бөлшектер;
 К - конденсатор;
 С - сорпа;
 ЖТ - жылулық тұтынушы

Бу қазаны өндіретін барлық бу ЖҚБ-дан өтеді. Оның бір бөлігі $D_{алу}$ ($p_{алу}$ қысымында) алынады да жылулық тұтынушы ЖТ-ға келеді. Қалған бу D_k мөлшерінде конденсатор К-ға келеді.

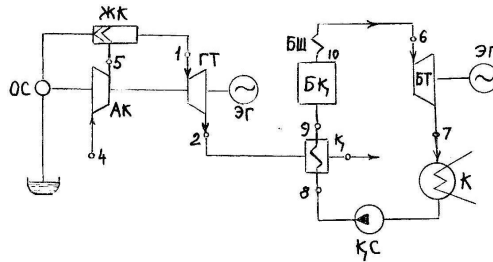
$D_{алу}$ және D_k шамаларын реттей отырып, турбинаның жылулық және электрлік жүктемелерін бір-біріне қатыссыз өзгертуге болады. Керек уақытта екі немесе бірнеше аралық әртүрлі параметрлердегі буды алуға болады. Сонымен қатар әр

реттелгіш турбина бірнеше реттелінбейтін бу алуларымен қамтамасыз етіледі, олар қоректендіргіш суды регенеративтік қыздыруда пайдаланады да циклдің термиялық П.Ә.К. үлкейтеді.

6.5. Бу газдық цикл

Жоғарыда қарастырылған ГТҚ циклінде (6.5, б-сурет) ыссы қайнар көздің жұмысқа айналмаған q_1 жылулығының бөлігі салқын қайнар көзге q_2 жылулығы түрінде беріледі, яғни жану өнімдерімен бірге атмосфераға шығарылады. Осы жылулықты пайдалану әдістерінің біреуін қарастырайық, ол бу газдық циклдерде қолданылады. Құрастырылған

қондырғыларда екі жұмыстық дене пайдаланылады: газ және бу (6.15-сурет), бу газдық қондырғының қарапайым схемасы көрсетілген, ал 6.16- суретте оның циклі келтірілген.



6.15-сурет. Бу газдық қондырғының қарапайым схемасы:
 ГТ - газ турбины; ЭГ - электр генераторы; БҚ - бу қазаны; БШ - бу қыздырғыш; ҚС - қоректендіргіш сорап; К - конденсатор; БТ - бу турбины; АК - ауа компрессоры; ЖК - жану камерасы; ОС - отын сорабы; Қ - қыздырғыш

Турбинада жұмыс істелінгеннен кейін шығатын ыссы газдар қыздырғышта салқындатылады, сонда олар бу қазанына баратын қоректендіргіш суды қыздырады. Осының нәтижесінде қазанда бу алу үшін жұмсалатын жылулықтың (отынның) шығынын азайтады және құрастырылған циклдің тиімділігін бөлек-бөлек жүргізілетін циклдерге қарағанда жоғарылатады.

Газ турбиналық және бу турбиналық қондырғылардың қуаттары мен параметрлерін, газдардың қыздырғышта берген жылулық мөлшерін қоректендіргіш судың алған жылулық мөлшеріне тең қылып аламыз. Бұл қыздырғыш Қ-дағы газ бен судың шығындарының керекті байланыстарын анықтайды.

Құрастырылған қондырғының циклі 1 кг су буына және 1 кг суға сәйкес келетін газ мөлшерінен құрылады (6.16-сурет).

Газ турбиналық қондырғының циклінде 1685 ауданына тең жылулық келтіріледі де 12345 ауданына тең пайдалы $\ell_{\text{шт}}$ жұмысы



істелінеді. Жеке жүргізілген бу турбиналық қондырғының циклінде 688 8910 ауданына тең жылулық келтіріледі, ал пайдалы жұмыс $\ell_{\text{цб}}$ 678910 ауданына тең болады. Турбинада жұмыс істеген газдардың 2684 ауданына тең жылулығы бұл циклдер жеке-жеке жүргізілгенде атмосфераға шығарылады. Бу газдық циклде газдардың 23 сызығымен салқындағанында бөлінетін 26а3 ауданына тең

жылулығы атмосфераға шығарылмайды және қыздырғаш Қ-да 89 сызығымен қоректендіргіш суды қыздыруға пайдаланылады. Қазанда буға айналдыру үшін жұмсалатын жылулықтың мөлшері көлбеген сызықтармен көрсетілген 9288 ауданының шамасына азаяды, ал құрастырылған циклдің тиімділігі үйкейеді, өйткені бұл екі циклдің пайдалы жұмысын ($\ell_{\text{шт}} + \ell_{\text{цб}}$) бірге және жеке жүргізгенде бірдей болады.

Оқулық басылым
Қуанышев Ғанижан Ымранұлы

Оқу құралы

РББ меңгерушісі
Редакторы
Техникалы^ә редакторы
Компьютерде басып, терген

З.А.Ғұбайдулина
Т.О.Бекмағамбетова
ә.Н. Омарбекова
А.Н.Оразалиева

Басуға қол қойылды 2002 ж.

Тарамы 100 дана. Пішімі 60 x 84 1/16. Баспаханалық қағаз N 1
Көлемі 9 оқу-баспа табақ. Тапсырыс N Бағасы келісімді.

Қазақ ұлттық техникалық университетінің басылымы.
ҚазҰТУ-дың баспа-көбейту бөлімі,
Алматы, Сәтбаев көшесі, 22

МАЗМҰНЫ

Алғы сөз	
Кіріспе	3
I ТАРАУ. Термодинамиканың негізгі ұғымдары және бастапқы тезистері	4
1.1. Термодинамиканың тақырыбы мен әдісі	4
1.2. Термодинамикалық жүйе	5
1.3. Негізгі термодинамикалық параметрлер	6
1.4. Күй теңдеуі	9
1.5. Термодинамикалық процесс	13
II ТАРАУ. Термодинамиканың бірінші заңы	16
2.1. Ішкі энергия	16
2.2. Ұлғаю жұмысы	18
2.3. Жылулық	21
2.4. Термодинамиканың бірінші заңының аналитикалық көрсетілуі	21
2.5. Газдардың жылу сыйымдылығы	23
2.6. Энтальпия	30
III ТАРАУ. Термодинамиканың екінші заңы	33
3.1. Энтропия	33
3.2. Екінші заңның жалпы тұжырымдалуы	36
3.3. Карно тікелей циклі	39
3.4. Карно қорытындылық (регенерациялық) циклі	43
3.5. Карно керісінше циклі	45
3.6. Қайтымсыз процестер энтропиясының өзгеруі ..	48
3.7. Термодинамиканың екінші бастамасының статистикалық түсіндірілуі	51
3.8. Барынша толық жұмыс. Эксергия	54
IV ТАРАУ. Газдардағы, булардағы және олардың қоспаларындағы негізгі термодинамикалық процестер	57
4.1. Идеалды газдардың жабық жүйелердегі термодинамикалық процестері	57
4.2. Нақты газдардың термодинамикалық процестері	67
4.3. Идеалды газдардың қоспалары	77
4.4. Ылғалды ауа	81

	V ТАРАУ. Ашық жүйелер термодинамикасы- ның ерекшеліктері	88
5.1.	Ағынға арналған термодинамиканың бірінші заңының теңдеуі	88
5.2.	Тарылған үдеткіш саптамалардағы ағын	93
5.3.	Үдеткіш және тежегіш саптамалардағы газ ағынының негізгі заңдылықтары	97
5.4.	Ағу процесін h,s - диаграмма көмегімен есептеу	101
5.5.	Газдарды және буларды дроссельдеу	103
5.6.	Компрессорлар процестерінің термодинамика- лық талдауы	106
5.7.	Жұмыстық дене ағынының эксергиясы	107
	VI ТАРАУ. Жылу күштілік қондырғылардың циклдері	115
6.1	Жылу күштілік қондырғылар циклдерінің термодинамикалық тиімділігі	115
6.2.	Поршеньді іштен жанатын қозғалтқыштардың циклдері	118
6.3.	Газ турбиналық қондырғылардың циклдері	121
6.4.	Бу турбиналық қондырғылардың циклдері	125
6.5.	Бу газдық цикл	134

ӘДЕБИЕТТЕР ТІЗІМІ

1. Алексеев Г.Н. Общая теплотехника. -М.: Высшая школа, 1980. 552с.
2. Баскаков А.П., Берг Б.В. и др. Теплотехника. -М.: Энергоиздат, 1982, 264с.
3. Вукалович М.П., Ривкин С.Л., Александров А.А. Таблицы теплофизических свойств воды и водяного пара. -М.; Издательство стандартов. 1969, 408с.
4. Теплотехнический справочник в 2-х томах. Под общей редакцией В.Н.Юренева, П.Д.Лебедева. Т 1-2-М. Энергия, 1975-1976.
5. Кириллин В.А., Сычев В.В., Шендлин А.Е. Техническая термодинамика. -М.: Наука, 1979. 512с.
6. Нащокин В.В. Техническая термодинамика и теплопередача: Учебное пособие для вузов. - 3-е изд. испр. и доп. - М.: Высшая школа, 1980.
7. Теплотехника: Учебное пособие/Хазен М.М.,Матвеев Г.А., Грицевский М.Е., Казакевич Ф.П.; Под ред. Г.А.Матвеева - М.: Высшая школа, 1981.
- 8.Зубарев В.Н. и др. Практикум по технической термодинамике: Учебное пособие для вузов / В.Н.Зубарев, А.А.Александров, В.С.Охотин - 3-е изд., перераб. - М.: Энергоатомиздат, 1986.
9. Юдаев Б.Н. Техническая термодинамика. Теплопередача: Учебник для не энергетич. спец. вузов. - М.: Высшая школа, 1988.