

Тарау: Термодинамиканың 2-заңы

Қайтымды және қайтымсыз процестер

Процесс **қайтымды** деп аталады, егер ол кері бағытта тура процестің жүрген барлық аралық күйлерінен өтсе.

Және бұл кезде қоршаған денелерде ешбір өзгеріс болмау

керек

Осы шартты қанағаттандырмайтын кез келген процесс

қайтымсыз пр. болады, яғни қайтымсыз пр-тің соңында

қоршаған денелерде не дененің өзінде қайсібір өзгерістер

қалып қояды

Мысалы, үйкеліспен жүретін \forall пр. қайтымсыз б-ды, себебі

үйкеліс кезінде A -ның бір бөлігі әрқашан Q -ға айналады.

Үйкеліскен беттер қызады, Q қоршаған денелерге таралады

және ол өздігімен, басқа дененің жұмысынсыз, үйкелетін беттерге

жиналып, қайтадан толығымен A -ға айнала алмайды. \Rightarrow

Қоршаған денелерде «із» қалады-қызу; процесс –қайтымсыз.

Сонымен, барлық нақты процестер – қайтымсыз, бірақ қайтымсыздық дәрежесі әртүрлі болуы мүмкін.

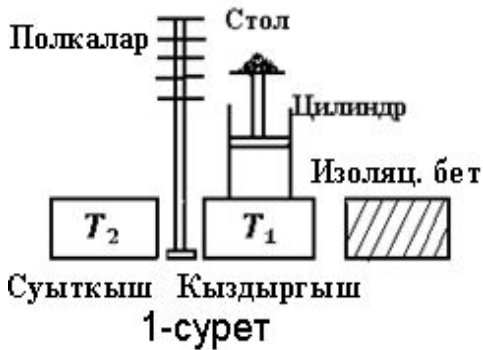
Қайтымды пр-тің қасиетіне тек **тепе-тең пр. жатады.
(Сыртқы әсер жоқ болғанда, процесті сипаттайтын параметрлер барынша тұрақты болатын процесті тепе – тең пр. деп ат.)**

Мыс., газдың ад-лық сығылу не ұлғаю пр-сі – қайтымды, себебі жүйе мен орта арасында жылу алмасу жоқ ⇒

Газды ад. ұлғайтып, сонан кейін сығып, қоршаған ортада ешбір өзгеріссіз, бастапқы күйге келтіруге болады.

Идеал жылу машинасы

1824 ж. фр. инженері Сади Карно циклдік жұмысы 2 изот. және 2 ад-дан тұратын жылу машинасын ұсынған. Машина жұмыстық заты (ид. газ) бар цилиндрден тұрады.



1) Цил-ді т-сы T_1 қыздырғышқа орнал-йық; газдың да баст. т-сы T_1 .

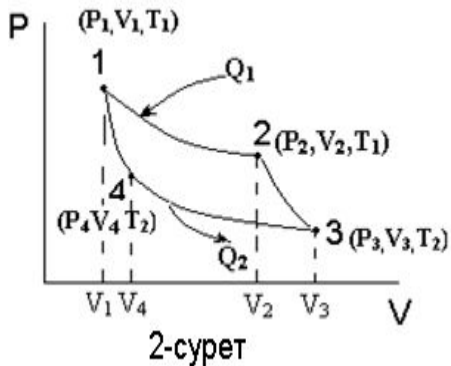
Газды изот. ұлғ. үшін құмды $\infty <$ порциямен (бөлікпен) столдан, жанынан П өтетін, полкаға (сөреге) тастаймыз. \Rightarrow П-ға түсетін $P_{\text{сырт}} \infty$ баяу \downarrow

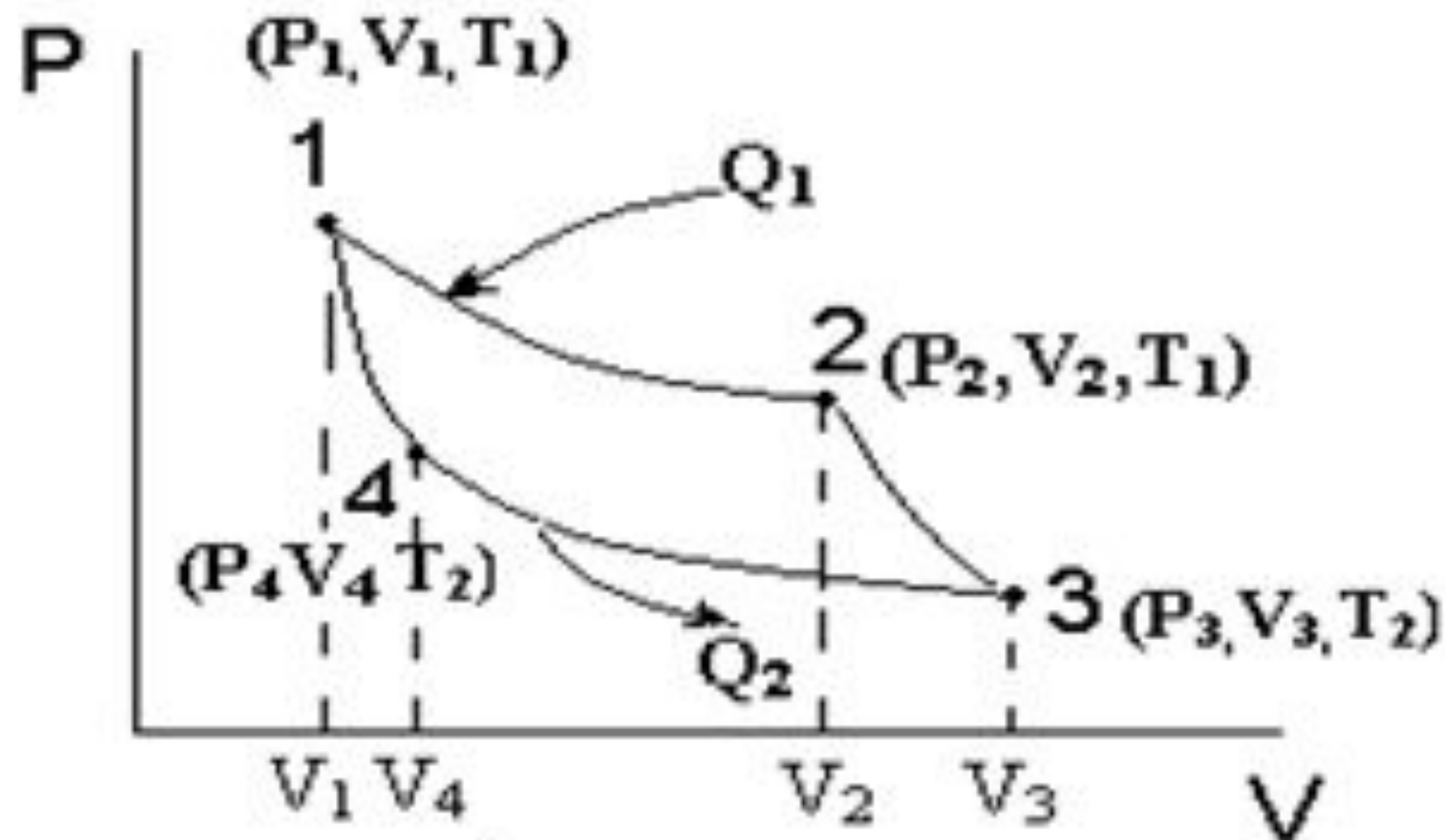
\Rightarrow Мұндай ұлғаюдағы Q берілуі - *изот-лық* (T тұрақты б. үшін, жұмысқа эквив. б-тын $Q_1 = A_1$)

Сур-те бұл пр. 1-2 изотермамен көрсетілген, газдың изот. ұлғ. жұмысы A_1 :
$$A_1 = RT_1 \ln\left(\frac{V_2}{V_1}\right)$$

2). Көлем V_2 б-да, цил. ИБ-ке қоямыз, V_3 -ке дейін ары қарай ұлғаюды ад-лық жүргіземіз, (себебі ИБ және Ц арасында жылу алмасу жоқ) құмды сөреге тастауды тоқтатпай, жалғастырамыз.

Енді жүкті көтеру жұмысы газдың $U \downarrow$ ар-лы жасалады (оның T -сы T_2 -ге дейін \downarrow):
$$A_{23} = C_V(T_1 - T_2)$$





2-цикл



Сади Карно

3). Газ т-расы T_2 суытқыш т-сына = б-да (3-нүкте), Ц→суытқышқа, және газды изот. сығамыз, енді құмды сөреден столға тастаймыз.

Газдың сығылуы сыртқы күштер ар-лы жүреді, T өзгермеу үшін, газдан A_2 -ге эквив-нт Q_2 шығарылып, суыт-қа беріледі:

$$Q_2 = A_2 = RT_2 \ln\left(\frac{V_3}{V_4}\right)$$

4). 1-нүктемен бір ад-да жатқан 4-н-ге келгенде, цил-ді қайта → ИБ, құмды столға тастап, сығуды ад. жалғас-мыз. Газ $T \uparrow$.

Сырт. күштің ад. сығу жұм. $U \uparrow$ кетеді : $A_{41} = C_V(T_2 - T_1)$

Газ баст. 1- күйге келгенде процесті тоқтатамыз.

Сонымен, 2 изот. және 2 ад.тұратын цикл жүрг-ді, нәтижесінде газ баст. күйге оралды \Rightarrow ешбір U өзгерісі жоқ.

Цикл кезінде жұм. зат К-тан Q_1 алып, С-қа Q_2 береді. Циклдің ад. бөліктерінің жалпы нәтижеге әсері жоқ, себебі олардағы жұмыстардың шамалары тең ($A_{41} = -A_{23}$).

ТД 1 з. б-ша цикл кезіндегі газ жұмысы (құмды көтеру жұм.):

$$A = Q_1 - Q_2, \quad (1)$$

$Q_1 - Q_2$ - газға толық цикл кезінде бер. жалпы ж.мөлшері.

$Q_1 - Q_2 = A_1 - A_2$ болғандықтан, $A = RT_1 \ln\left(\frac{V_2}{V_1}\right) - RT_2 \ln\left(\frac{V_3}{V_4}\right)$ (2)

Жылу жұмысқа айналатын циклдер **тура циклдер** деп **жаңы** түрінде алған энергияны мех. жұмысқа түрлендіретін барлық жылу машиналары тура цикл жасайды. Циклдің тиімділігі п.ә.к. η сипатталады. Бұл шама жұмысқа айналған жылу мөлшерінің қыздырғыштан алған ж. мөлшерінің қатынасымен анықталады:

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} \quad (3), \text{ немесе (2)-ге сәкес } \Rightarrow \eta = \frac{RT_1 \ln\left(\frac{V_2}{V_1}\right) - RT_2 \ln\left(\frac{V_3}{V_4}\right)}{RT_1 \ln\left(\frac{V_2}{V_1}\right)} \quad (4)$$

Карно теоремасы

(4)-ті жеңілдетейік. V_2 мен V_3 -ке сәйкес келетін 2 және 3 нүктелері бір ад-та $\in \Rightarrow$

$T_1 V_2^{\gamma-1} = T_2 V_3^{\gamma-1}$. Сол сияқты, 4 және 1 нүктелері үшін (V_4 және V_1) \Rightarrow

$T_1 V_1^{\gamma-1} = T_2 V_4^{\gamma-1}$. 1-теңдікті 2-сіне жеке-жеке бөлейік:

$$\left(\frac{V_2}{V_1}\right)^{\gamma-1} = \left(\frac{V_3}{V_4}\right)^{\gamma-1}, \text{ не екі жағын } \frac{1}{\gamma-1} \text{ -ге дәрежелесек, } \frac{V_2}{V_1} = \frac{V_3}{V_4} \rightarrow$$

(4) және қысқартсақ:

$$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1} \quad \text{или} \quad \eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} \quad (5)$$

T_1 – көлем V_1 ден V_2 -ге дейін изот. ұлғайғандағы т-ра;

T_2 – көлем V_3 тен V_4 -ке дейін изот. сығылғандағы т-ра.

(5) \Rightarrow Карно теоремасы: Карно циклының п.э.к. Қ пен С т-раларымен ғана анықталады және цикл жасайтын жұмыстық затқа \neq .

$\eta \uparrow$ үшін Q пен C т-раларының айырмасын \uparrow керек. Егер олар = болса, онда $\eta=0$.

Карно циклы - қайтымды, себебі оның барлық бөліктері тепе-тең процестерден тұрады. Сондықтан, тек жылу маш. сияқты емес, суытқыш маш. сияқты да жұмыс жасайды. Қайтымды пр. – идеалданған пр. Ал барлық нақты жылу маш-да міндетті түрде қорш. ортамен жылу алмасу мен үйк. күшін жеңуге жылу жоғалтылады. \Rightarrow

Олар қайтымсыз б-ды. \Rightarrow қайт-сыз маш. циклында қайтымдыға қарағанда жұм. заттан көп Q_2' жылу кетеді, яғни

$$Q_2' > Q_2. \text{ Бұдан } \Rightarrow \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} > \frac{Q_1' - Q_2'}{Q_1'} \quad (6),$$

не $\eta > \eta'$ (η' – қ-сыз маш. п.э.к.). (5) және (6)-ны біріктірсек:

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} \leq \frac{T_1 - T_2}{T_1} \quad (7), \quad \text{мұнда } = \text{ белгісі қ-ды, ал теңсіздік}$$

белгісі қ-сыз пр-ке жатады. (себебі мұнда Q_2 орнына Q_2' б-ды, ал $Q_2' > Q_2$)

Температураның ТД-лық шкаласы

Карно теоремасын қолданып, термометрлік денеге байланыссыз, т-ралық шкала алуға б-ды. Карно циклының п.э.к. үшін:

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} \text{ не } 1 - \frac{Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1}, \text{ бұдан } \frac{T_1}{T_2} = \frac{Q_1}{Q_2} \quad (1) \Rightarrow$$

Карно ц. қолданып, Қ-тан алатын Q_1 -дің С-қа беретін Q_2 -ге қатынасы арқылы екі темп-ның қатынасын өлшеуге болады.

η цикл жасайтын жұм. затқа \neq болғандықтан (Карно теор.), $\frac{Q_1}{Q_2}$ қатынасы да жұм. зат қасиетіне \neq .

⇒ Олай болса (1)- қатынас ар-лы термометрлік денені таңдап алуға байланыссыз т-ралық шкала алуға болады.

Мұндай шкаланы ТД шкала , ал т-раны ТД т-ра деп атайды. ТД шкала термометрмен анықталатын т-раның абс. шкаласымен сәйкес келеді.

Термодинамиканың екінші заңы

ТД 1з. Q , A , ΔU арасында сандық байл-с орнатады, бірақ процестің бағытын анықтамайды.

ТД 2з. табиғатта өтетін процестің бағытын көрсетеді, және сипаттама береді. ТД 2 з. бірнеше тұжырымдамалары бар

« Жылу өздігімен аз қызған денеден қатты қыздырылған денеге өте алмайды» (Клаузиус) . «Нәтижесінде жылуды толығымен жұмысқа айналдыратын периодты процестің болуы мүмкін емес» (Планк).

Макс Планк 23.04. 1858 г. ж. Киль қаласында заңгерлер отбасында туған.

Мюнхенде гимназияны оқып, бітірді. Диссертация қорғағаннан кейін 1885 -1889 ж. Кильде, 1889 -1926 ж. Берлинде сабақ берді. Дүниеден өтен: 04. 10.1947 ж.



М.Планк



Р.Клаузиус

Рудольф Клаузиус 02.01. 1822 ж. Кёслинде туған. Берлинде университет курсы бітіріп, Артиллериялық мектепте оқытушы болды. 1855 ж. бастап Цюрихтегі Жоғары политехникалық мектептің, Цюрих университетінің профессоры болды. 1869ж. Бонн қаласына қоныс аударып, 24.08. 1888 ж.

Планк тұжырымдамасына түсініктеме:

Карно циклында Қ-тан алынған жылудың тек Q_1 бөлігі ғана жұмысқа айналады, ал басқа бөлігі Q_2 , қолданылмай, С-қа беріледі.

Егер сырттан алған барлық Q жылуды С-қа бермей, толығымен А-ға айналдыратын двигатель жасалса, онда мұндай двиг-дің $\eta=1$ болып, ол әртүрлі т-расы бар екі денені (Қ пен С) қажет етпеуші еді.

Оны 2-ретті мәңгілік двигатель деп атаған.

Сонымен, ТД 2 з. $\Rightarrow \forall$ периодты жұмыс жасайтын жылу машинасы үшін жылудың бір бөлігін С-қа беру - Q -ды А-ға айналдырудың қажетті шарты болып табылады.

Қорытынды: Нақты двиг-дегі пр. қайт-сыз және двигательдерде Карно ц. орындау мүмкін емес.

Сонд-тан нақты двиг-дің п.э.к. Карно циклының п.э.к.-нен әрқашан $<$

Техникада п.э.к.-ті Карно ц-ның п.э.к.-не жақын болатын ц-дарды қолдануға тырысады.

Мысалы, іштен жану двиг-дегі процестер тұйық б-майды: себебі шығып, суызандағы жанған өнім алғашқыдағы отынның жұмыстық қоспасымен және ауамен дәл тепе-тең келмейді.

Әйтсе де ТД бұл пр-терді қ-тымды, ал циклды тұйық деп санайды, яғни двиг-дің идеалданған циклын қарастырады.

Бұл кезде двиг-дегі нақты пр-тің ерекшелік –рін дв-дің идеалданған циклына түрлі түзетулер енгізу арқылы ескереді.

Іштен жану двиг-де жылудың қабылдануымен бірге үш түрлі цикл қол-ды:

1) $V=const$ кезіде -Отто циклы;

2) $P=const$ - Дизель циклы;

3) жартылай $V=const$, жартылай $P=const$ кезінде – Тринклер циклы.

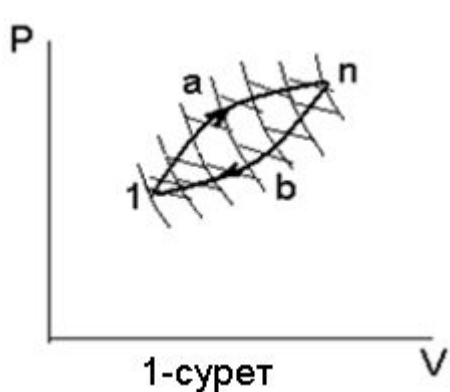
Клаузиус теоремасы

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} \text{ формуласынан} \Rightarrow \frac{Q_1}{T_1} = \frac{Q_2}{T_2}. \quad (1)$$

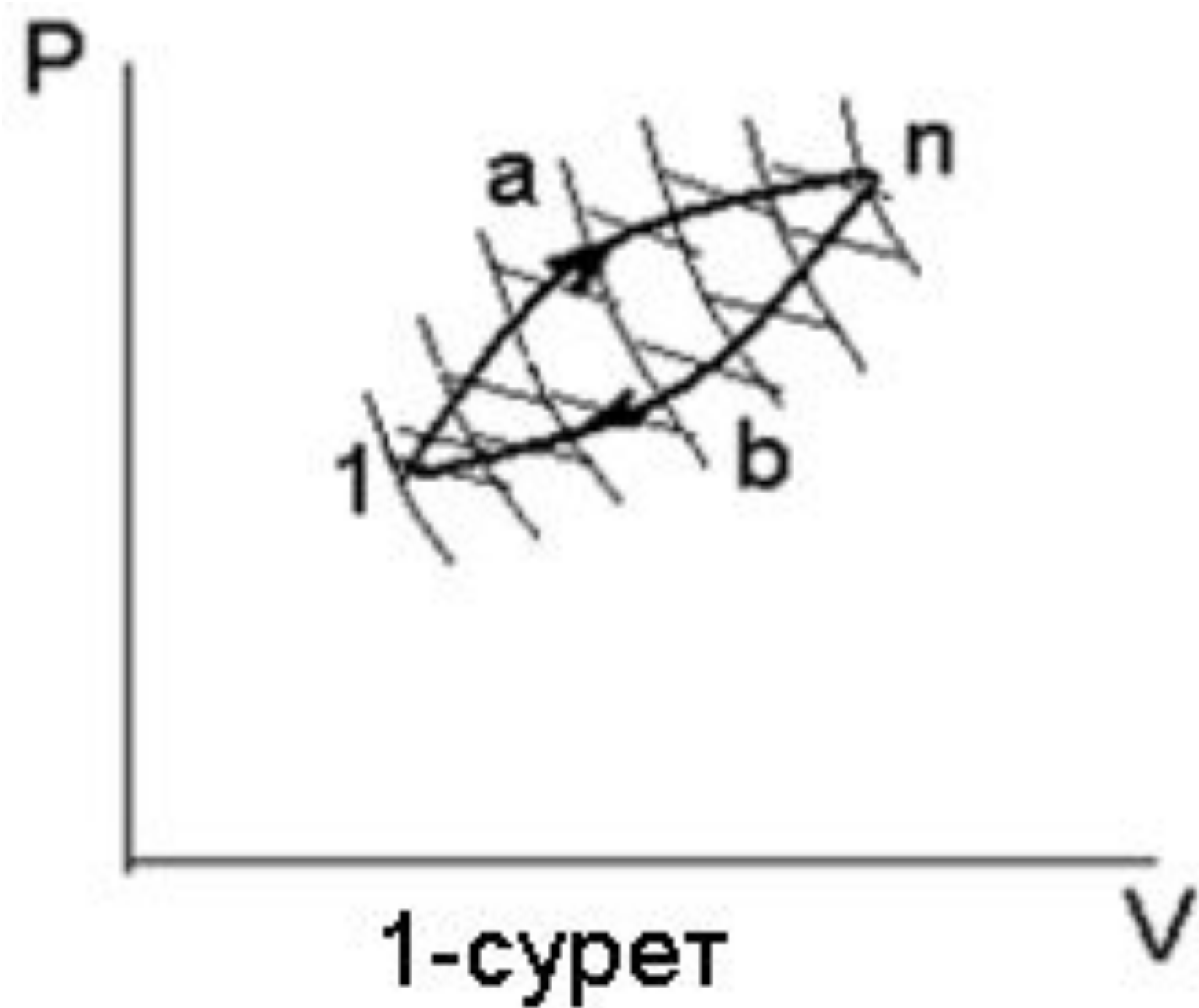
Берілген жылу мөлшерінің Q не S т-расына қатынасы **келтірілген жылу** деп аталады. (1)- ф-ла: *Карно циклында газдың изот. ұлғаю және сығылу кезіндегі келтірілген жылулары бірдей болады.*

$1anb1$ жолымен жүретін тепе-тең цикл қарас-йық (1-сурет). Тура a және кері b өтудің сызықтарын қиятындай ∞ жақын орнал-қан адиабат . сызайық.

Әрбір кесіндінің ортасынан изот-лар өткізейік.



Онда a және b сыз-ның әрқай-сын ∞ жақын изот-дан тұрады деп, және оларда жұм. зат T_{a1}, T_{a2}, \dots , т-ралары бар бірқатар Q -дан $d'Q_{a1}, d'Q_{a2}, \dots$ жылу алады, және T_{b1}, T_{b2}, \dots , т-лары бар бірқатар S -тарға $d'Q_{b1}, d'Q_{b2}, \dots$ жылу береді деп есептейміз –суреттегі әрбір ауданша Карно циклын береді.



Осындай әрбір циклға келтірілген жылулардың теңдігі туралы (1)-формулананы қолданайық:

$$\frac{d'Q_{a1}}{T_{a1}} = \frac{d'Q_{b1}}{T_{b1}}; \quad \frac{d'Q_{a2}}{T_{a2}} = \frac{d'Q_{b2}}{T_{b2}}; \quad \dots \quad (2)$$

Алынған өрнектерді қосайық: $\sum \frac{d'Q_{ai}}{T_{ai}} = \sum \frac{d'Q_{bi}}{T_{bi}}; \quad (3)$

Жүйе бір күйден екінші күйге өткенде келтірілген жылулардың қосындысы өту жолына (пішініне) байланыссыз –Клаузиус теоремасы

Клаузиус теңдігі

Қ-сыз пр. қарас-йық. Ол ү-н Карно тео-сы тақырыб-ғы (7) ф-ла орындалады:

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} < \frac{T_1 - T_2}{T_1}, \text{ не түрлендірсек } \frac{Q_1}{T_1} < \frac{Q_2}{T_2}. \quad (4)$$

$$(1) - , \text{ яғни } \frac{Q_1}{T_1} = \frac{Q_2}{T_2} \text{ және (4)- ф-ларды біріктірсек: } \frac{Q_1}{T_1} \leq \frac{Q_2}{T_2}, \quad (5)$$

Мұнда = белгісі қ-ды, теңсіздік белгісі қ-сыз пр-ке жатады.

$$(5) \Rightarrow \frac{Q_1}{T_1} - \frac{Q_2}{T_2} \leq 0 \quad (6)$$

Денеге К берген Q «+», ал дене С-қа берген Q «-» деп есептейік. Олай болса

$$\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} \leq 0, \quad (7)$$

$$\text{не жалпы түрде: } \sum \frac{Q}{T} \leq 0 \quad (8)$$

Дененің күйі үздіксіз өзгергенде \sum -ны \int -ға ауыстырамыз:

$$\oint \frac{d'Q}{T} \leq 0 \quad (9) - \text{ бұл ф-ла ТД 23-ның жалпы өрнегі б-ды, және}$$

Клаузиус теңдігі (не теңсіздігі деп аталады).

Энтропия

1-суреттегі $1ab1$ қ-ды ц. қарас-қ . (9)- интегралды 2 \int -дың Σ ретінде алайық:

$$\int_{1a}^n \frac{d'Q}{T} + \int_{nb}^1 \frac{d'Q}{T} = 0, \quad (1) \text{ не циклдың қай-дылығын}$$
 ескерсек,

$$\int_{1a}^n \frac{d'Q}{T} = - \int_{nb}^1 \frac{d'Q}{T} = \int_{1b}^n \frac{d'Q}{T} \quad (2)$$

(2) - \int -лдың 1 және 2 күйлері арасындағы қ-ды жолына байл-сыз болуы осы \int -дың дененің қайсібір күй ф-циясының өзгерісін білдіретінін көрсетеді, оны Клаузиус энтропия деп атап, S ар-лы белгілеген.

Бұл грек сөзі бұрылыс, қайта оралу , түрлену дегенді білдіреді.

Осы анықтама б-ша қ-ды пр-тегі энтропияның өзгерісін былай жазамыз:

$$S_2 - S_1 = \int_1^2 \frac{d'Q}{T} \quad (3) \Rightarrow \text{Өлшем білігі: } \frac{\text{Дж}}{\text{К}} .$$

Дененің әрбір күйі U ішкі энергияның мәнімен сипатталған сияқты S энтропияның белгілі бір мәнімен сипат-ды.

Энтропия да U сияқты толық дифф-циал болады.

(3)- ф-ла бойынша дененің 2 күйі үшін энтропияның тек айырмасын ғана есептеуге болады.

S -тің абс. мәнін есептеуге болушы еді, егер ол мән дененің қандайда бір күйі үшін белгілі болса .

Мұндай мүмкіндік Нернст теоремасының негізінде пайда болады:

Дененің S энтропиясының мәні абсолют температура нөлге жақындағанда нөлге тең болады.

Энтропияның физикалық мағынасы

Карно ц. п.э.к. ф-сынан \Rightarrow : көбірек жұмыс алу үшін Q -тың т-расы мүмкіндігінше үлкен болу керек.

Жұм. затқа Q берген Q «+» деп есептегенбіз, \Rightarrow демек S те «+» болу керек – жұмыстық заттың энтропиясы \uparrow .

Егер Q –дың берілуі Q -тың төмендеу T -сында өтсе, онда п.э.к. азаяды, ал энтропияның өсуі артады, себебі формулада T бөлімінде тұр.

$\Rightarrow S$ энтропияның өсуі η -ның кемуіне, яғни жұмыс көзі деп саналатын Q (жылу бергіш) құндылығының төмендеуіне әкеледі.

Сондықтан энтропияны дене энергиясының құнсыздану мөлшері ретінде қарастыруға болады.

Кейде мынадай тұжырым айтылады: энтропия дененің жұмысқа жарамай қалуының өлшемі, көрсеткіші .

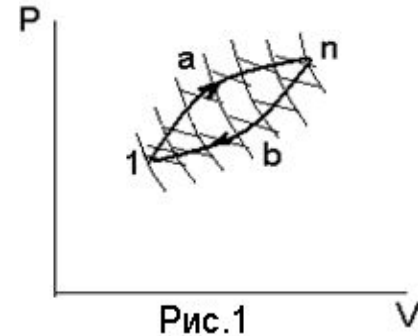
Қайтымсыз процестердегі энтропияның өзгеруі

1-суреттегі $1anb1$ циклын қарас-қ.

$1an$ бөлігі қ-сыз болсын, ол тепе-теңсіз пр.

ар-лы жүреді,

ал $nb1$ –қ-ды болсын - тепе-тең пр.



$\oint \frac{d'Q}{T} \leq 0$ ф-сынан $\Rightarrow \int_{1 \text{ қсыз}}^n \frac{d'Q}{T} + \int_n^{1 \text{ қды}} \frac{d'Q}{T} < 0$, - мұнда жалпы алғанда дөңгелек пр. қ-сыз, себебі оның бөлігінің біреуі қ-сыз.

$$\int_{1 \text{ қсыз}}^n \frac{d'Q}{T} < \int_{1 \text{ қды}}^n \frac{d'Q}{T} \quad (1) - \frac{d'Q}{T} \text{ өрнегінен қ-сыз жолмен}$$

алынған \int сол күйлер ар-лы қ-ды жолмен есептелген \int -дан әрқашан $<$ болады.

(1)-ф-ның оң жағы дене 1 күйден 2 күйге өткендегі S -тің өзгерісіне тең. ((3) ф-ла), сонда

$$\int_{1 \text{ қсыз}}^n \frac{d'Q}{T} < S_2 - S_1, \quad (2) - \text{қ-сыз пр. кезінде } \int_1^2 \frac{d'Q}{T} \text{ интегралы берілген пр-гі энтропияның өзгерісінен } < .$$

(3)-($S_2 - S_1 = \int_1^2 \frac{d'Q}{T}$) ф-ла мен (2)- ф-ланы біріктірейік:

$$S_2 - S_1 \geq \int_1^2 \frac{d'Q}{T} . \quad (3)$$

Қайтымды тепе-тең ц. үшін мына ф-мулалардан $\oint \frac{d'Q}{T} \leq 0$

және $S_2 - S_1 = \int_1^2 \frac{d'Q}{T}$ аламыз:

$$\Delta S = \oint \frac{d'Q}{T} = 0 \quad (4) - \text{бұл Клаузиус теңдігінен шығатын негігі}$$

өрнек мынаны білдіреді: **тепе-тең қайтымды циклдарда дененің S энтропиясы өзгермейді.**

Тепе -теңсіз қайтымсыз ц. үшін (3) ф-дан ($S_2 = S_1$ ескеріп)

$$\text{аламыз: } \oint \frac{d'Q}{T} < 0 \quad (5)$$

S-тің $\infty <$ өзгерісі үшін (3) орнына былай жазуға болады:

$$dS \geq \int_1^2 \frac{d'Q}{T} \quad (6)$$

ТД-ның негізгі теңдеуі

•

Қайтымды пр. үшін (6) –ф-дағы $d'Q$ шамасын ТД 1 з. ауыстырайық:

$$dS = \frac{dU + PdV}{T} \quad (1) \text{ – бұл ТД негізгі теңдеуі деп аталады.}$$

Мұнда ТД 1-және 2 з. ф-лары біріктірілген.

Оны ид. газдың S өзгерісін есептеу үшін қолданайық.

$$dU = C_V dT \text{ және } P = \frac{RT}{V} \text{ болғандықтан, } dS = C_V \frac{dT}{T} + R \frac{dV}{V}$$

(2) Интегралдасак:

$$S = C_V \ln T + R \ln V + S_0 \quad (3), \text{ мұнда } S_0 \text{ – } \int\text{-дау тұрақтысы.}$$

Егер ид. газдың 1 молі T_1 т-рада V_1 көлемді алып , қ-ды пр-спен T_2 және V_2 күйге көшсе, онда (2)- теңдеуді интегралдап, S -тің өзгерісін табамыз:

$$S_2 - S_1 = C_V \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{V_2}{V_1} \quad (4)$$

(4)– жүйе 1күйден 2-ге қайтымды процеспен өткендегі S энтропияның өзгерісі осы күйлердегі энтропия шамаларының айырмасына тең және бұл көшу қандай аралық күйлермен өткендігіне байланыссыз болады.

Егер T өзгерісі $V = \text{const}$ кезінде болса, онда энтропияның өзгерісі

$$S_2 - S_1 = C_V \ln \frac{T_2}{T_1} \quad (5)$$

Энтропияның кейбір процестердегі өзгеруі

1. Адиабаталық процесс. $d'Q = 0$.

Онда (3)-тен ($S_2 - S_1 \geq \int_1^2 \frac{d'Q}{T}$) аламыз:

$$S_2 - S_1 \geq 0 \quad (1) \Rightarrow$$

- қайтымды ад. пр. үшін энтропияның өзгерісі = 0

- қайтымсыз ад. пр. үшін дененің энтропиясы артады: $S_2 > S_1$

Оқшауланған (жылулық изоляц-ған) дене үшін әрқашан $d'Q = 0$, себебі басқа денемен жылулық алмаспайды \Rightarrow

Оқшауланған дененің энтропиясы

- не тұрақты болып қалады,

- не артады.

Қайтымды ад. процеске $S = \text{const}$ болғ-тан, мұндай пр-ті **изоэнтропиялық** деп атайды. Қайтымсыз ад. пр. **изоэнтропиялық** пр-ке жатпайды.

2. Жылуалмасу процесі.

$d'Q$ жылу т-расы T_1 жоғары болатын денеден т-расы T_2 төмен денеге беріледі. Энтропияның өзгеруі:

$$S_2 - S_1 = d'Q \left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right) = \frac{T_1 - T_2}{T_1 T_2} d'Q \quad (2)$$

$T_1 > T_2$ болғ-тан, энтропияның өзгерісі оң болады,

жылуалмасу кезінде дененің энтропиясы артады .

Бұл 2 (не одан көп) денеден тұратын нақты оқшауланған жүйелерде өтеді.

Сол себепті, егер мұндай жүйеде энтропияның шамасы белгілі болса, онда осы жүйедегі процестің бағытын алдын ала көрсетуге болады.

3. Газдың бос кеңістікке қарай ұлғаюы.

⇒ газдың қозғалысына ешбір R жоқ, газ жұмыс жасамайды, ал газ мол-лаларын қайта бірге жинап алу үшін, газды сығып, алғашқы күйіне келтіру керек, ол үшін жұмыс жасау қажет, ал бұл кезде қоршаған денелерде өзгерістер байқалады. ⇒

Газдың бос кеңістікке қарай ұлғаюы – қ-сыз пр-ке жатады. ⇒ газдың энтропиясы \uparrow керек. Мұнда, S –ті есептеу үшін (3)-ф-ны ($S_2 - S_1 \geq \int_1^2 \frac{d'Q}{T}$), қолдануға болмайды, себебі қ-сыз пр. үшін теңсіздік белгісін алу қажет.

Дегенмен газдың V_1 ден V_2 ге дейін ұлғаюының нақты қ-сыз процесін идеал изотермиялық процеспен алмастыруға болады - V_1 ден V_2 ге дейін шексіз баяу ұлғайту арқылы.

Пр. изотерм. болғ-тан, $S_2 - S_1 = \frac{1}{T} \int_1^2 d'Q = \frac{Q}{T}$ (3) Түсініктеме:

($T = const$ кезде $\Delta U = 0$, $Q = A = PdV$, онда

$$\int_1^2 \frac{d'Q}{T} = \frac{1}{T} \int_1^2 d'Q = \frac{1}{T} \int_1^2 PdV = \frac{P}{T} (V_2 - V_1) = \frac{1}{T} P\Delta V = \frac{1}{T} A = \frac{Q}{T})$$

Q – газдың T т-радағы қыздырғыштан алған жылу мөлшері.

Бұл жылу изотермиялық ұлғаю жұмысына тең:

$$Q = A = \frac{m}{\mu} RT \ln \frac{V_2}{V_1}, \quad (3) \text{ – ке қояйық:}$$

$$S_2 - S_1 = \frac{m}{\mu} R \ln \frac{V_2}{V_1};$$

$V_2 > V_1$, болғ-тан $S_2 > S_1$ – энтропия артты.

Энтропия және ықтималдық. ТД 2-заңының статистикалық сипаттамасы.

ТД дағы пр-терді стат. физика да қарастырады. Бұл ТД-мен салыстырғанда басқа нәтижеге әкеледі.

Мысалы, жылудың суық денеден ыстық денеге берілмейтіндігін көрсететін ТД-ның 2 заңының тұжырымы – стат. физикада, өте аз ықтималдықпен болса да, орындалуы мүмкін.

Энтропияның ықтималдықпен байланысын Больцман орнатқан: **энтропия күй ықтималдығының логарифміне пропорционал**

$$S = k \ln W \quad (1)$$

k – Больцман тұрақтысы. W – термодинамикалық ықтималдық - мол-лардың кеңістік б-ша және энергиялары б-ша таралуы. Больцман тұжырымдамасы ТД-ның статистикалық сипаттамасы бар екенін көрсетеді.

Мысал қарастырайық. 300 және 301К т-ратурадағы екі дененің біреуінен 2-сіне 10^{-7} Дж жылу берілген кездегі олардың энтропиясының өзгеруі арқылы осы күйлерде болу ықтималдығының қатынасын есептейік.

1). Әуелі, жылуды ыстық денеден суық денеге берілгенін, сосын кері процесті қарастырайық (мұның Клаузиус б-ша мүмкін еместігі анық, ал статистикалық әдісте аз болса да болу ықтималдығы бар). 300К-де болу ықтималдығын W_1 , ал 301К-гін W_2 деп белгілейік. Сонда

$$\Delta S = S_2 - S_1 = \frac{10^{-7}}{300} - \frac{10^{-7}}{301} = k \ln \frac{W_2}{W_1}, \text{ бұдан}$$

$$\frac{W_2}{W_1} = e^{\frac{\Delta S}{k}} = e^{\frac{301 \cdot 10^{-7} - 300 \cdot 10^{-7}}{1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 90000}} \approx e^{\frac{10^{12}}{12}} \approx 2,7^{\frac{100 \cdot 10^{10}}{12}} \approx 2,7^{8,3 \cdot 10^{10}} \approx 1000^{10^{10}}$$

Мағынысы: т-расы 301К денеден т-расы 300К денеге 10^{-7} Дж жылу берілуінің әрбір $1000^{10^{10}}$ оқиғасы үшін сол мөлшердегі жылудың кері берілуінің (300→301) бір ғана оқиғасы болады.

$1000^{10^{10}}$ өте > сан – оны 1 және нөлдермен жазсақ, жер шарын бірнеше рет айналып өтетін қағаз жолақ алушы едік.

Нәтижеден қорытынды: Клаузиус жоққа шығарған жылудың суық денеден ыстық денеге өтуі мүмкін, бірақ ықтималдығы аз болғаны соншалықты – оны іс жүзінде бақылау мүмкін емес.

2). Егер берілген жылу мөлшері өте аз , мысалы, $12 \cdot 10^{-19}$ Дж болса, нәтиже мүлдем басқа болады. Бұл жағдайда

ықтималдықтардың қатынасы $\frac{W_2}{W_1} = 2,7$ -ге тең болады.

Яғни осындай жылуды берудің барлық мүмкін болатын

оқиғаларының шамамен $\frac{1}{3}$ бөлігі – Клаузиустың тиым салған

бағытына қарай жүреді. Демек, мұндай аз жылу мөлшері

($12 \cdot 10^{-19}$ Дж) үшін ТД-ның 2 заңын қолдануға болмайды.

Қорытынды: ТД-ның 2 заңы – статистикалық заңға жатады, демек оқшауланған жүйелерде энтропияның артуына емес, кемуіне де әкелетін процестер болуы мүмкін. Бірақ мұндай процестің туындауының ықтималдығы өте аз.