1887

TALLINNA TEHNIKUM.

Käsikirja õigusega.

Tehniline termodünaamika.

F. DREYER.

TALLINNAS 1928.

TALLINNA TEHNIKUM.

Käsikirja õigusega.

Tehniline termodünaamika.

F. DREYER.

E 11328

Tallinna Tehnikumi
№ 18883
raamatukogu.

TALLINNAS 1928.

EC 63
1887
Eesti NSV
KESKRAAMATUKOGU
Teaduste Akadeemia

Eelsõna.

Käesolevas lühikese termodünaamika konspektis pakutakse peajoontes loengute sisu, mis peetud 2 eelmisel aastal mehaanika osakonna üliõpilastele. Pearõhk on pandud teoreetilise kursuse rakendustele masinaõpetuses. Paljude ülesannete lahendused, mis käsikäes loengutega, on siin andmata jäänud, kuid ülesanded on vastavatel kohtadel nimetatud. Konspekti kokkuseadmisel ja korrigeerimisel on mind üliõpilane L.Luiga tuntavalt toetanud ja pean kohaseks ka siin temale minu südamlikku tänu avaldada.

F.D.

Tallinnas 26 aprillil 1928 a.

I

S O O J U S Õ P E T U S ,

lhk.

Soojusõpetuse sisu ja ülesanded 1

Mehaaniline soojusekvivalent ja I soojusõpetuse seadus .. 3

Ideaal gaaside karakteristiline valem 8

Erisoojused 11

Gaasi seisu muutmised 13

Gaasi protsesside ärakasutamine ideaalsetes soojusjõu masinates. Carnot ringprotsess ideaalse gaasiga 21

Carnot protsessi võrdlus teiste ringprotsessidega. Entroopia 24

Entroopilised diagrammid ja protsessid 28

Soojusõpetuse laiendamine protsesside kohta reaalkehadega 30

Entroopia analoogid. I ja II seaduse matemaatilised järeldused 34

II soojusõpetuse üldrakendus soojustehnikas 40

Üleminek ideaalgaasidelt reaal gaasidele 42

Õhukompressor 50

Plahvatusjõu masinad 52

Gaasi turbiin 60

Küllastatud auru üldomadused 64

Ülekuumendatud aur 68

Aurude entroopia ja entroopilised protsessid 71

Aurumasinad ja auruturbiinid 79

Külmetusmasinad 84

Tähelepandud trükivead..... 89

SOOJUSÕPETUSE SISU JA ÜLESANDED.

§ 1.

Soojusõpetus - ehk õpetus soojusenergia üleminekust mehaaniliseks energiaks - on tähtis kõigi nende füüsikaliste nähtuste juures, mis soojuse eraldumisegs (või peitmisega) on seotud. Neist nähtustest huvitavad meid eestkätt need, milledele on jõumasinad rajatud. Küsimuse lahendus, kui suur on äärmine kättesaadav kasutuskraad masinates ja missugustest tingimistest tema oleneb. On tehniline termodünaamika ülesanne. Kõige radikaalsem ja veetlevam lahendus oleks muidugi jõu saavutamine täiesti ilma tööta. Sellepärast ongi juba vanast ajast saadik püütud ehitada iseliikuvat masinat - perpetuum mobile, s.o. masinat, mis oma liikumisel mingisugust jõudu ei tarvita. Nende püüete alaline ebaõnnestumine ei vähendanud küll selle idee fanaatikuid, kuid levitas siiski tunnetuse ülesande lahendamatusest. Mikspärast siis need katsed ei õnnestunud ega võinudgi õnnestuda ? Vastus saabus 1842/43 aastal J.R.Mayer'i (Saksamaal), J.P.Joule (Inglismaal) ja A.Colding'i (Taanis) töödega, kes näitasid, et mehaaniline töö võib täielikult soojuseks muutuda (soojuse mehaaniline ekvivalent), kuid peale seda teist energia juurdekasvu ei ole loota. Selle seaduse tegi 1847 a. teatavaks ja formuleeris teadusliselt energia püsivuse seadusena H.Helmholtz (soojusõpetuse I. lause).

Sel ajal, kui üksikud isikud nägid vaeva, et saada tööd ei millestki, sai tehnika seda soojusest - aurumasinate kaudu,

mis 19-da sajangu lõpuks juba kaunis laiali olid levinenud. Vaatamata selle peale, et soojust looduses suures hulgas igalpool leidub, saab ärakasutada ainult seda energiat, mis peitub põletisainetes (ja sellestki ainult üks väikene osa). Tehnikal oli ülesandeks ehitada kõige täiuslikumat, kõige suurema kasukraadiga töötavat masinat. Kuidas seda maksimaalset kasukraadi, mis ülepea võimalik, kättesaada, leida ?

Kõige täpsema ja üldisema lahenduse andis sellele küsimusele 1824 a. noor prantsuse insener Sadi Carnot omas raamatus: „Mõlgutused tule liigutavast jõust ja seda jõudu sünnitavatest masinatest". Muuseas kirjutab ta selles omas pärast klassiliseks saanud teoses: „Tihti arutatakse küsimust, kas soojuse liigutav jõud on piiratud või mitte. Kas on mingisugune piir, milleni võib täiendada ja parandada masinaid või võivad täiendused minna lõpmatuseni. Ammugi juba ja ka praegu veel otsitakse aineid, mida tuleks eelistada aurule tule liigutava jõu sünnitamiseks; küsiti näiteks, kas ei ole õhul selles suhtes mitte teatavaid paremusi. Siin tahame hoolikalt lahendada neid küsimusi".

Haruldase selgusega formuleeris Carnot pea töö saamise tingimust - soojuse üleminekut soemalt kehalt külmemale: „Pole mitte küllalt omada soojust", ütleb ta, „vaid peab omama ka veel külma, ilma temata on ka soojus kasuta."

Ta leiab ka piiri, milline oleks maksimaalne töö, mida võib anda masin, missugune ta ka ei oleks ja et see piir oleneb ainult mõlemi allika - sooja ja külma - temperatuurist.

1855 a. formuleeris R.Clausius soojusõpetuse II. põhilau-

se: soojust ei saa ülekanda ilma tööta külmalt kehalt soemale.

Need mõlemad empiirilised seadused - I. ja II. - moodustavadki thermodünaamika sisu. Nad on teatud mõttes sisuvaesed, sest nad käivad iga suguste kehade kohta. Eluliseks ja sisurikkaks nad muutuvad siis, kui neid rakendada teatud ainete liigiga ja siduda nende ainete iseloomustavate omadustega. Sarnase ainena tarvitame esialgu ideaalset gaasi, pärastpoole läheme reaalsete gaaside ja aurude peale üle.

§ 2.

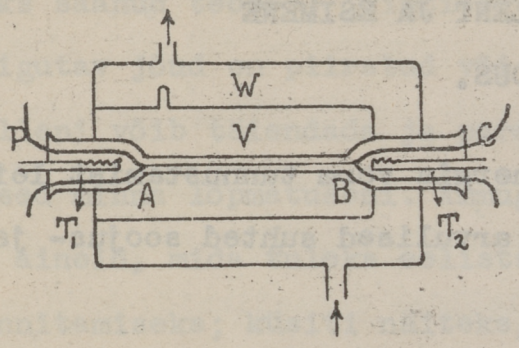
MEHAANILINE SOOJUSEEKVIVALENT JA ESIMENE SOOJUSÕPETUSE SEADUS.

Peale seda, kui soojus, kui energia vorm tunnustamist leidis, kerkis küsimus, missugused on arvulised suhted soojus- ja mehaanilise energia vahel.

Soojusüksusena tarvitame kalooriat, mehaaniline tööüksus on meeterkilogramm. Tähendab, nende mõlema suuruse vahel peab olema proportsionaalne side. Esimesena katsus seda vahekorda määrata Robert Mayer, ta tegi teoreetiliselt arvestuse gaaside erisoojuse põhjal ja leidis vahekorra 1 Cal = 380 m/kg. Pärastpoole määrati seda vahekorda mitmete õpetlaste poolt mitmel teel. Palju aastaid on eriti J.P.Joule selle mehaanilise soojusekvivalendi kindlakstegemisele pühendanud. 1843 a. leidis ta vee hõõrumisel kitsastes torudes suuruse 422, õhu kokkusurumisel ja evakueerimisel 436, kuid katsed labidaratta hõõrumisel vees, traanis, ja elavhõbedas andsid temal 1850 a. hästi

kokkulangeva suuruse 423,5 ümber. Aga Joule'i kalooria oli määratud elavhõbeda termomeetri skaalas; gaasitermomeeter annaks toatemperatuuri juures 1,007 korda suurema temperatuuri. Nii siis muutuks Joule'i arv kui temperatuurinäitaja aluseks võtta gaasitermomeeter 423,5 . 1,007 s.o. 426,5 meeterkilogrammiks.

Uuemal ajal on see tähtis vahekord korduvalt suurema täpsusega määratud hõõrumiskatsete (Rowland, Miculescu, Reijnolds, Moorby ja Rispail) ja katsete abil elektrilist tööd muuta soojusliseks (Griffith, Schuster ja Gannon, Barnes, Dieterici, Bousfield, Jäger ja v. Steinwehr) 426,6 m/kg. Näituseks olgu H.T.Barnes'i apparatur siin üldjoontes kirjeldatud: läbi klaastoru AB (v. joon. 1), millesse on paigutatud plaatinast elektriliselt sooendatav traat, voolab ühetasases voolus vesi; õige ruttu saab torus teatud temperatuurivahekord valitsema. Vesi voolab läbi avause C sisse, läbistab toru AB ja voolab välja avausest P; peale väljavoolamist kogutakse vesi ja kaalutakse peale katse lõppu ära. Toru otsades C ja P on mahutatud täpsed termomeetrid T_1 ja T_2, mis näitavad sisse- ja väljavoolava vee temperatuuri. Toru on ümbritsetud evakueeritud nõuga V ja see omakorda veejahutajaga W, millest vesi läbivoolab. See vesi hoitakse selle sama temperatuuri juures, kui torusse AB sissevoolav vesi. B ja A vahel kuumendud traadi mõjul tõuseb vee temperatuur märksa (Barnes'i juures 7-8°). Termomeetri nõu on paksusse vaskkestadesse mahutatud, mille ülesandeks on, temperatuuri tasandada



Joon. 1.

ja soojuse tekkimist termomeetrite läheduses ärahoida; termomeetrid peavad täpselt temperatuuri tõusu näitama, mis tekitatud kuumendustraadi läbi. Temperatuuri tõus ja läbivoolanud vee kaal annavad otsekohe kalooriate arvu, mis vastab kütteks äratarvitatud soojuse energiale.

Praegusel ajal on keskmine paremates määramistest

$$426{,}9 \text{ m/kg}$$

kuid meie ei tohi unustada, et see arv ei ole täpselt niisama suur igal pool maakera pinnal, sest kaal nagu teada ripub ära ühelt poolt geograafilisest laiusest, teiselt poolt kõrgusest merepinnast.

Katsed soojusekvivalendi määramiseks on meile näidanud, et siis kui keha (süsteem) peale rea nähtusi esialgsesse seisu tagasi tuleb, energia juuraekasvu ei ole, s.o. kõigi kehasse viidud mehaaniliste (ehk soojusliste) ekvivalentide algebraline summa võrdub nullile.

Kui aga keha esialgsesse seisu tagasi ei tule, siis on see algebraline summa $\gtrless 0$; kui energiat teatud seisus oletada nulliks, siis on keha sisemine energia võrdne kõikide muudatuste mehaaniliste (ehk soojusliste) ekvivalentide summale, mis keha ülemineku nullseisu kaotab.

Nimetame keha <u>sisulise energia</u> soojuslises mõõdus U (Gal), ja peame meeles, et mehaaniline soojusekvivalent on A siis võime kirjutada:

$$U = U_1 - U_0 = \int dQ - A \int dW$$

<u>U</u> suurus ei ripu ära ülemineku juures ettetulnud protsesside iseloomust. On tähtsuseta, mil teel meie lõpuseisu jõuame; vas-

tasel korral oleks reaaliseeritav perpetuum mobile, ja sellepärast on

$$\int_1^2 dU = U_2 - U_1$$

teiste sõnadega dU on täisdifferentsiaal, ja meie valem omab vormi:

$$dU = \Delta Q - A\Delta W$$

ehk

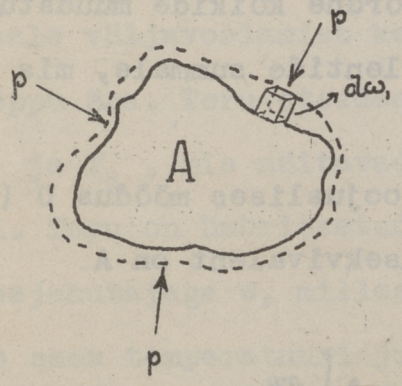
$$\Delta Q = dU + A\Delta W \quad \ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

Suurused Q ja W on küll lõpmata väikesed, kuid mitte differentsiaalid; selleks, et keha üleviia teatud seisu, on küll vaja tema sisemist energiat dU võrra tõsta, kuid kui palju sellest tuleb soojuse Q näol ja kui palju teise energia näol anda, on täiesti määramata; igatahes keha võib uue seisu omandada mitmel väärtusel Q_1 ja W_1, kuna ainult nende vahe kindlaks on määratud.

Harilikult kirjutakse valemit (1) siiski differentsiaal märkidega differentsi märkide asemel

$$dQ = dU + AdW \quad \ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

See on I. seaduse matemaatiline avaldus.



Joon. 2.

Valem (1) on liiga üldine ja sellepärast ei kõlba arvestamiseks. Kui meil keha omadused on teadmata, siis võime valemi arvestamist paremini võimaldaval kujul kirjutada. Olgu meile antud mingisugune keha A, mis alalise surve p käes muudab oma mahu dv võrra. Töö võrdub ~~jõuga kasvatatud mahu muutumine~~ mahu muutmisel kasvatatud jõuga. Kokkuvõetult elementaartööd võrduvad

$$pd\omega_1 + pd\omega_2 + pd\omega_3 + \dots$$

ehk pdv

kus dv on keha mahu juurdekasv. Sellepärast võime kirjutada

$$dW = Apdv$$

ja valemi (1) asemel saame

$$dQ = dU + Apdv \quad \dots\dots\dots\dots \quad (2)$$

Võib näidata, et dQ ei ole täisdifferentsiaal. Matemaatikast on teada, et valemid üldkujuga

$$dQ = Mdx \pm Ndy$$

on inteegritavad, kui

$$\frac{\partial M}{\partial y} = \frac{\partial N}{\partial x}.$$

Valemis (2)

$$dQ = dU + Apdv$$

valime muutuvateks suurusteks v ja p:

$$dQ = \frac{\partial U}{\partial p}dp + \frac{\partial U}{\partial v}dv + Apdv = \frac{\partial U}{\partial p}dp + \left(\frac{\partial U}{\partial v} + Ap\right)dv,$$

ja võtame teise tuletise:

$$\frac{\partial M}{\partial y} = \frac{\partial^2 U}{\partial p \partial v}$$

$$\frac{\partial N}{\partial x} = \frac{\partial^2 U}{\partial v \partial p} + A\ ;$$

järjelikult

$$\frac{\partial M}{\partial y} - \frac{\partial N}{\partial x} = -A$$

millest selgub, et differentsiaalvalem ei ole inteegritav.

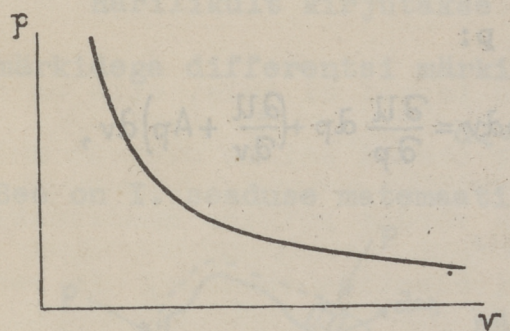
§ 3.

Ideaal gaasido karakteristlik valem.

Eelpool leitud valem

$$dQ = dU + pdv$$

on maksev kõigi ainete kohta - niihästi kõva kehade, vedelikkude kui ka gaaside kohta. Kuid et seda valemit matemaatiliselt kasutada, selleks peame teadma millises vahekorras on p ja v. Kõvade kehade ja vedelikkude juures pole siiamaani ühtlast kindlat vahekorda leitud. Kuid on terve rühm kehasid - gaasid või õigemini „ideaal gaasid", millede juures surve, mahu ja temperatuuri vahekord omab õige lihtsa ilme. Need vahekorrad on määratud kahe seadusega.



Joon. 3.

Boyle - Mariotte seadus ütleb, et muutmatu temperatuuri juures on mahu ja surve kasvatis alaline suurus, s.o.

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

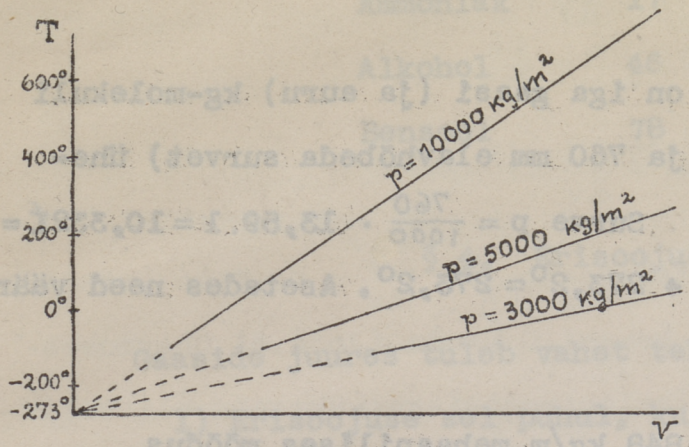
Gay - Lussac'i seaduse järele on muutmatu surve juures maht ainult äärarippuv temperatuurist ja mahu juurdekasv iga kraadi kohta 1/273 mahust 0°C juures.

Järjelikult

$$v_1 - v_0 = v_0 \frac{t_1}{273}\,; \quad v_1 = v_0\left(1 + \frac{t_1}{273}\right);$$

$$v_2 - v_0 = v_0 \frac{t_2}{273}\,; \quad v_2 = v_0\left(1 + \frac{t_2}{273}\right);$$

jagame:



Joon. 4.

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{273 + t_1}{273 + t_2}$$

ehk viies sisse absoluut temperatuure Celsiuskraadide asemel $273 + t_1 = T_1$; $273 + t_2 = T_2$, saame:

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{T_1}{T_2}$$

Et Boyle - Mariotte ja Gay - Lussac'i valemid ühendada ühiseks gaasideks karakteristliseks valemiks oletame, et meil on gaas teatud seisukorras $p_1 v_1$ ja T_1 alguses suurendame tema survet ilma, et temperatuur muutuks kuni p_2, ja pärast selle surve juures tõstame temperatuuri T_1 kuni T_2. Lõputulemuseks $p_2 v_2$ ja T_2 vahekord algseisukorraga annabgi meile otsitava sideme. Sealjuures teema nii

$$p_2 v' = p_1 v_1 \; ; \quad v' = \frac{p_1 v_1}{p_2}$$

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{T_2}{T_1} \; ; \quad v_2 = \frac{T_2 v'}{T_1} = \frac{T_2 p_1 v_1}{p_2 T_1}$$

ehk

$$\frac{p_1 v_1}{T_1} = \frac{p_2 v_2}{T_2} = \text{const.}$$

Mõlemil juhusel mis olid täitsa vabalt võetud jäi suurus $\frac{pv}{T}$ = const. järjelikult on see ideaal gaasi juures alati nii ja siis võime gaasiseadust kokkuvõtta järgmiselt:

$$\frac{pv}{T} = R \; ; \quad pv = RT \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (3)$$

Arvame R suuruse 1kg - molekuli jaoks tehnilistes mõõtudes (kg, m, sec.) välja.

Avogardo seaduse järele on iga gaasi (ja auru) kg-molekuli maht normaaltingimistes (0°C ja 760 mm elavhõbeda survet) ühesuurune ja võrdub $22,41m^3 = v$. Surve $p = \frac{760}{1000} \cdot 13,59.1 = 10,332t =$ $= 10332$ kg $1m^2$ peale; $T = 0^\circ + 273,2^\circ = 273,2^\circ$. Asetades need väärtused valemisse (3) leiame:

$$R = \frac{10332.22,41}{273,2} = 848 \text{ kg/m mehaanilises mõõdus}$$

ehk

$$R = \frac{848}{427} = 1,99 \text{ Cal termilises mõõdus 1 kg-molekuli gaasi kohta.}$$

On leitud et reaalsed gaasid oma omaduste poolest lähenevad eelpool leitud gaasi valemile, kui surve on alla 1 atmosfääri.

Tehnilises termodünaamikas ei ole tegemist molekulidega; gaasi konstant arvestakse seal 1 kg kohta välja ja tema võrdub

$$R' = \frac{R}{M},$$

kus M on gaasi molekulaarkaal. Alljärgnevas tabelis on R'suurused üksikute gaaside ja aurude jaoks antud.

Gaas	M	R'
Hapnik	32	26,52
Vesinik	2,016	420,9
Lämmastik	28,08	30,13
Süsihape	44	19,28
Vesi (aur)	18,016	47,1

Õhk	28,95	29,27
Ammoniak	17	49,6
Alkohol	46	18,42
Bensool	78	10,87

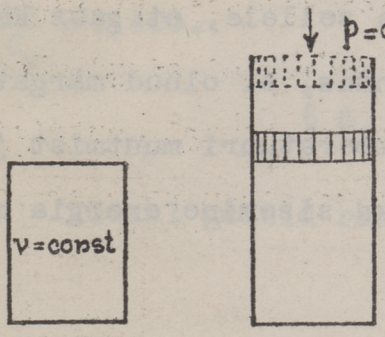
§ 4. Erisoojused.

Gaaside juures tuleb vahet teha tema kahe erisoojuse vahel:

1) Erisoojuse sel puhul, kui gaasi maht ei saa muutuda - - V = const.

2) Erisoojus sel puhul, kui gaasi surve on const.

Kui viime soojust ühtlasel hulgal kahele ühesuurusele hulgale gaasile, nii et ühel jääb maht alaliseks teisel surve, siis on arusaadav, et selle gaasi temperatuur tõuseb kõrgemale, millel on väiksem erisoojus, arusaadav on ka et erisoojus alalise surve juures on suurem, sest siin ei pea soojus mitte ainult gaasi sisemist energiat suurendama (temperatuuri tõstma), vaid ta teeb ka välist tööd.



Joon. 5.

Eksperimentaalselt on C_v (erisoojuse alalise mahu juures) määramine peaaegu võimatu, kuna C_p (erisoojus alalise surve juures) võime mõõta. Siis on kasulik leida millises vahekorras on C_v ja C_p.

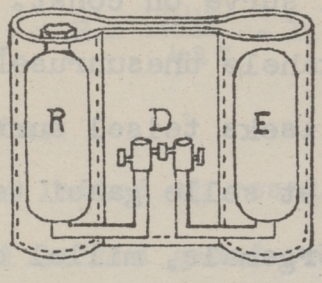
Kui paneme valemisse $dQ = dU + pdv$ liikme dU asemele tema tuletised temperatuuri ja mahu järele

$$dU = \frac{\partial U}{\partial T} dT + \frac{\partial U}{\partial V} dV$$

siis on

$$dQ = \frac{\partial U}{\partial T} dT + \frac{\partial U}{\partial v} dv + pdv$$

Gay - Lussac leidis katseliselt, et $\frac{\partial U}{\partial v} = 0$. Tema katsete juures olid kaks nõu R ja E kraani D kaudu (Joon.6) ühenduses ja paigutati veega täidetud kalorimeetrisse; üks nõu oli täidetud gaasiga 22 atmosfääri surve all, teisest pumbati õhk võimalikult täielikult välja. Siis avati kraan D ja gaas esimesest nõust voolas üle teise, kuni mõlemates nõudes oli ühesugune surve. Vaatamata sellele, et gaas kahekordse mahu omandas, ei olnud märgata kalorimeetri temperatuuri muutmist ja järjelikult oli ka sisemine energia muutuseta jäänud, s.o.



Joon. 6.

$$\frac{\partial U}{\partial v} = 0$$

Pärastised J. Joule ja W. Thomson'i katsed näitasid, et Gay - Lussac'i katse tulemused ja tema järeldused pole mitte õiged, kuid ideaal gaaside jaoks oletame, et sisemine energia mahu muutmisel võrdub nullile; tegelikult on soojuseffekt seda väiksem, mida vähem surve.

Selle oletuse juures on

$dQ = \frac{\partial U}{\partial T} dT + pdv$, võtame juhuse, kus $pdv = 0$,

siis $dQ = \frac{dU}{dT} dT$ ehk

$$\frac{dQ}{dT} = \frac{dU}{dT} = C_v$$

$$dQ = C_v dT + pdv \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (4)$$

Differentsime gaaside võrrandit oletades p = const.

$$pdv = RdT$$

$dQ = C_v dT + RdT$ jagame dT-ga

$$\frac{dQ}{dT} = C_v + R; \quad \frac{dQ}{dT} = C_p$$

ja võrreldes mõlemaid erisoojusi, saame

$$C_p = C_v + R \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (5)$$

<u>Ülesanne 1.</u> Väljaarvata C_p ja C_v lämmastiku jaoks, kui $\frac{C_p}{C_v} = 1{,}406$.

§ 5. Gaasi seisu muutumised.

Ideaal gaasid rahuldavad kolme tingimust

$$pv = RT$$

$$C_p = \text{const.}$$

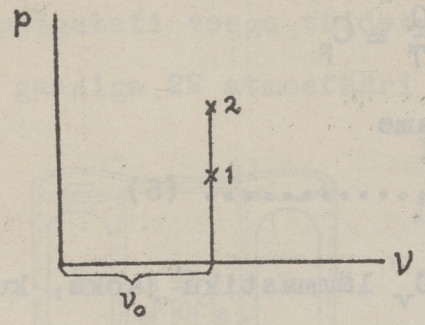
$$\frac{dU}{dv} = 0$$

Ligikaudu vastavad nendele tingimistele ka reaalgaasid madala temperatuuri ja madala surve juures (alla 1 atmosfääri).

Kui meie gaasile juurdeviime väikese soojuse hulga dQ, siis saavad selle tõttu üldse v, p, T muudetud ja töö dW sünnitatud; ümberpöördult sünnitab p, v, T muutmine soojust resp. tööd. Meie ei tunne üldvalemit, mis meil seoks kõiki nelja muutuvat v, p, T, Q vaid ainult valemeid mis kolme neist seovad. Vaatleme neid 4 ju-

hust, mis on võimalikud, kui järgimööda ühe neist muutuvast konstantseks peame, ja määrame ära teiste muutuvate vahekorda selle protsessi juures; koordinaatideks valime p ja v.

1. Isohooriline protsess. Isohoorilisek nimetatakse niisugust protsessi, kus soojuse juurdeviimisel ei järgne mahu muutus,



Joon. 7.

s.o.

$$dv = 0.$$

$dQ = dU + pdv$, siin oleks

$$dQ = dU$$

s.o. kogu soojus tarvitatakse selleks et dU muuta.

$$W = 0.$$

Karakteristlik valem annab sel juhusel

$$vp_1 = RT_1$$

$$vp_2 = RT_2$$

millest järgneb

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{T_1}{T_2}$$

Ülesanne 2. Kinnises nõus soendakse atmosfäärilist õhku kuni 5 atm. surveni. Kui kõrge temperatuuri meie selle juures kättesaame, kui enne katset õhul oli temperatuur 13° C ja surve 1 kg/cm^2 ?

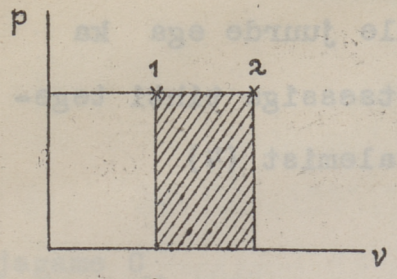
2. Isobaariline protsess. Siia kuulub näit. soendamine lahtises nõus.

$$dp = 0$$

$$p = \text{const.}$$

karakteristline valem annab:

$$W = p(v_2 - v_1)$$



Joon. 8.

3. Isotermiline protsess. Isotermilist protsessi iseloomustab võrrand $dT = 0$ s.o. temperatuur jääb alaliseks

$$pv = RT; \quad T = \text{const},$$

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

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{v_2}{v_1}$$

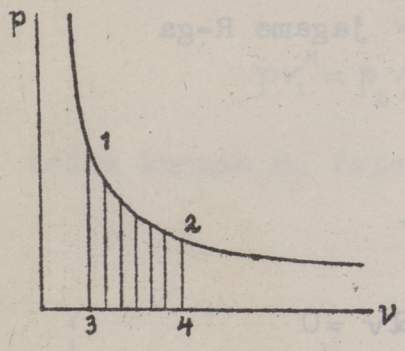
Arvame välja sellejuures tehtud töö

$$\int_1^2 dW = \int_1^2 p\,dv;$$

integraal võrdub graafiliselt pinnale 1234;

et

$$p = \frac{RT}{v}$$



Joon. 9.

siis on

$$W_2 - W_1 = \frac{RT}{v}\,dv;$$

$$W_2 - W_1 = RT\,(\ln v_2 - \ln v_1) = RT \ln \frac{v_2}{v_1} \quad \ldots\ldots (6)$$

Võime v asemele panna p, aga siis tuleb märgid muuta ja saame

$$W_2 - W_1 = RT \ln \frac{p_1}{p_2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (7)$$

Ülesanne 3. 20m³ õhku (150°C ja surve 1kg/cm² saavad isotermiliselt

kokku surutud kuni 3 atmosfäärini. Kui palju kulub selleks tööd ?

4. Adiabaatiline protsess. Adiabaatiline protsess on niisugune protsess, kus väljastpool soojust ei tule juurde ega ka ei voola välja. Tehnikas tuleb niisuguse protsessiga tihti tegemist. Adiabaatilise protsessi juures saame valemist (4)

$$dQ = C_v dT + pdv:$$

$$dQ = 0$$

$$0 = C_v dT + pdv;$$

$$-C_v dt = pdv$$

differentseerides pv = RT

saame

$$pdv + vdp = RdT \qquad \text{jagame R-ga}$$

$$\frac{pdv}{R} + \frac{vdp}{R} = dT$$

$$-\frac{C_v}{R}(pdv + vdp) = pdv$$

$$-\frac{C_v}{R}pdv - \frac{C_v}{R}vdp - pdv = 0$$

$$-\frac{C_v}{R}pdv - pdv = \frac{C_v}{R}vdp$$

$$-pdv\left(\frac{C_v}{R} + 1\right) = \frac{C_v}{R}vdp$$

$$pdv(C_v + R) + C_v \cdot vdp = 0$$

$$pdv \cdot C_p + C_v \cdot vdp = 0$$

jagame pv

$$C_p \frac{dv}{v} + C_v \frac{dp}{p} = 0;$$

$$C_p \frac{dv}{v} = -C_v \frac{dp}{p}$$

$$\int_1^2 C_p \frac{dv}{v} = -\int_1^2 C_v \frac{dp}{p} ;$$

$$\left| C_p \ln v \right|_1^2 = -\left| C_v \ln p \right|_1^2$$

$$C_p \ln \frac{v_2}{v_1} = C_v \ln \frac{p_1}{p_2}$$

jagame C_v

$$\frac{C_p}{C_v} \cdot \ln \frac{v_2}{v_1} = \ln \frac{p_1}{p_2}$$

potentseerime

$$\left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{\frac{C_p}{C_v}} = \frac{p_1}{p_2}$$

nimetame $\frac{C_p}{C_v} = \kappa$

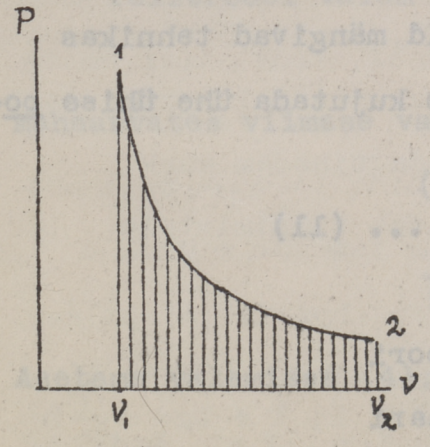
$$\left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{\kappa} = \frac{p_1}{p_2} ;$$

$$\frac{v_2^{\kappa}}{v_1^{\kappa}} = \frac{p_1}{p_2}$$

$$p v_1^{\kappa} = p_2 v_2^{\kappa} = \text{const.} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (8)$$

See valem kannab S. Poissoni nime.

Adiabaati kuju on joon. 10 näha.



Joon. 10.

Töö võrdub

$$dW = pdw$$

p ja v vahel on side

$$pv^{\kappa} = \text{const} \quad \ldots\ldots \quad (8),$$

kust

$$p = \frac{\text{const}}{v^{\kappa}} .$$

Asetame seda väärtust meie töövalemisse

$$dW = \text{const} \cdot \frac{dv}{v^{\kappa}} \quad W = \frac{\text{const}}{1-\kappa} \left(v_2^{1-\kappa} - v_1^{1-\kappa} \right). \quad W = \frac{v_2 p_2 - v_1 p_1}{1-\kappa}$$

Poisson'i valemil antakse vahest teised kujud (II ja III

Eesti NSV

Poisson'i valem), sidudes T ja V ehk T ja p.

T ja v ning T ja p vahelise vahekorra leiame, kui asetame Poisson'i võrrandisse gaaside peavõrrandi järele

$$p = \frac{RT}{v} \quad \text{ja} \quad v = \frac{RT}{p} \qquad \text{saame}$$

$$T_1 v_1^{\kappa-1} = T_2 v_2^{\kappa-1} = \text{const} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (9)$$

ja

$$T_1 p_1^{\frac{1-\kappa}{\kappa}} = T_2 p_2^{\frac{1-\kappa}{\kappa}} = \text{const} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (10)$$

Valemist (9)

$$T = \frac{\text{const}}{v^{\kappa-1}} \qquad (\text{kusjuures } k > 1)$$

järgneb, et T alatasa langeb v kasvuga, s.o. iga adiabaat lõikab isotermi ainult ühes punktis.

Ülesanne 4. $1\,m^3$ kuni absoluut 5 atmosfäärini komprimeeritud õhku temperatuuriga 30°C lastakse adiabaatiliselt paisuda kuni atmosfääri surveni. Kui suured on lõpumaht ja -temperatuur ?

Kõik eelpool läbivaadatud protsessid mängivad tehnikas tähtsat osa. Nende kõigi võrrandeid võib kujutada ühe ühise politroobi võrrandiga:

$$pv^n = \text{const} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (11)$$

kusjuures

kui $n = \infty$ saame isohoori
" $n = 0$ " isobaari
" $n = 1$ " isotermi
" $n = k$ " adiabaadi

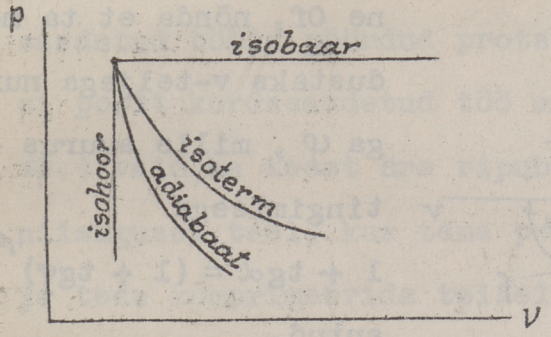
Logaritmeerides ja differentseerides politroobi võrrandit saame:

$$\lg p + n.\lg v = \lg c$$

$$\frac{dp}{p} + n\frac{dv}{v} = 0$$

$$\frac{dp}{dv} = -\frac{np}{v} = \operatorname{tg}\alpha,$$

kus α on nurk, mille sünnitab politroobi kõverik v koordinaadiga. Järjelikult iga poositiivse n juures langeb surve p mahu v suurenemisega ja seda rohkem, mida suurem on n.



Joon. 11.

Määrame erisoojuse politroobilise protsessi jaoks:

$$pv^n = \text{const.}$$

Valem (4) annab

$$dQ = C_v dT + pdv$$

ja differentseerime valemi (3). Saame:

$$pdv + vdp = RdT$$

Politroobi valem annab differentseeritult:

$$npdv + vdp = 0$$

Mahaarvates viimase valemi eelviimasest:

$$(1 - n)pdv = RdT$$

$$pdv = \frac{R}{1-n}dT$$

Asetame valemisse (4):

$$dQ = \left(C_v + \frac{R}{1-n}\right)dT$$

$$C = \frac{dQ}{dT} = C_v + \frac{R}{1-n} = \frac{C_v - nC_v + R}{1-n} = \frac{nC_v - C_p}{n-1}.$$

Teiste sõnadega, erisoojus teatud politroobilise protsessi kes-

tel ei muutu.

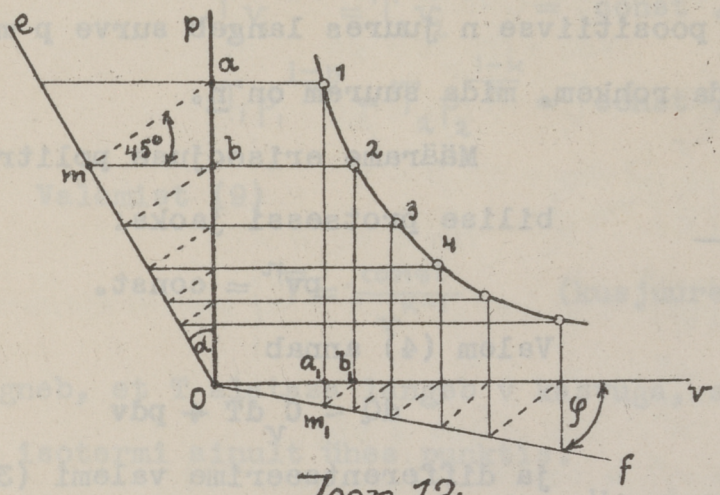
Ülesanne 5. Konstrueerida politroop:

$$pv^n = \text{const.}$$

Lahendus. Koordinaatide alguspunktist O tõmbame sirgjoone Oe, mis p-teljega moodustab vabalt valitava nurga α. Punktist O tõmbame teise sirgjoone Of, nõnda et ta moodustaks v-teljega nurga φ, mille suurus on tingimisega

$$1 + \operatorname{tg}\alpha = (1 + \operatorname{tg}\varphi)^{1,2^n}$$

antud.



Joon. 12.

Joonestatava kõveriku vabalt valitavast alguspunktist 1 tõmbame perpendikulaarid telgedele; lõikuspunktidest tõmbame 45° all sirgjooni kuni sirgjooniteni Oe ja Of, sealt tõmbame perpendikulaari telgedele, jne. Nii saame võrgu, mis meile rida politroobi punkte annab. Mida väiksem α, seda tihedam võrk.

Näitame, et konstruitud kõverik vastab tingimistele

$$p_1 v_1^n = p_2 v_2^n = \ldots$$

Konstruktsiooni põhjal on:

$$ab = bm = p_1 - p_2 = p_2 \operatorname{tg}\alpha \; ; \; \operatorname{tg}\alpha = \frac{p_1}{p_2} - 1; \; 1 + \operatorname{tg}\alpha = \frac{p_1}{p_2}$$

$$a_1 b_1 = a_1 m_1 = v_2 - v_1 = v_1 \operatorname{tg}\varphi \; ; \; \operatorname{tg}\varphi = \frac{v_2}{v_1} - 1; \; 1 + \operatorname{tg}\varphi = \frac{v_2}{v_1}$$

$$\frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^n; \quad \text{järjelikult:}$$

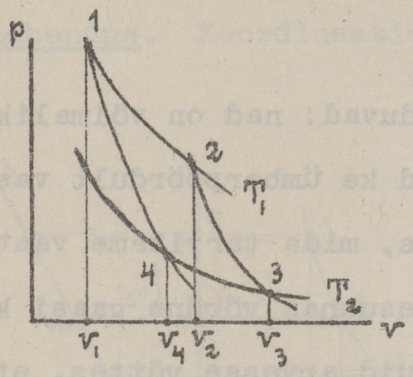
$$p_1 v_1^n = p_2 v_2^n .$$

§ 6. GAASI PROTSESSIDE ÄRAKASUTAMINE IDEAALSETES SOOJUSJÕU MASINATES. CARNOT RINGPROTSESS IDEAALSE GAASIGA.

Eelnimetatud protsessid on pöörduvad: nad on võimalikud mitte ainult kirjeldatud suunas, vaid ka ümberpöördult vastupidises. Kui käime sama teed otsesuunas, mida tarvitame vastusuunas, siis on töö, mida tegi gaas otsesuunas võrdne gaasi kordasaadetud tööle pöördud protsessis. Kuid arvesse võttes, et gaasi poolt kordasaadetud töö mitte ainult alg- ja lõpuseisudest vaid ka teest ära ripub, võime meie gaasi paisuda lasta niisugusel teel, kus tema poolt korda saadetud töö on õige suur ja teda komprimeerida teisel teel, mis meilt vähem töökulu nõuab. Gaas tuli esialgsesse seisu tagasi, kuid ülejäägina on meil võidetud töövahe. Selle töö tekitamiseks on meil ekvivalentne soojuse hulk kulutatud; korrates neid mõlemaid töid, võime jälle võita töövahe jne., s.o. perioodiliselt töötavat gaasimasinat luua, mis meile soojuse najal mehaanilist jõudu sünnitab.

Juba S. Carnot näitas 1824 a., et igaühes soojusjõumasinas on tarvilikud soojusallikad kõrgema ja madalama temperatuuriga. Gaas saab ja annab soojust ära kahe püsiva temperatuuri juures T_1 ja T_2, s.o. kahel isotermilisel protsessil. Vahepeal muutub temperatuur; et vahepealsete temperatuuride juures meil soojusallikat ei ole, siis peavad sel ajal käima protsessid, kus soojust ei anta juurde ega võeta ära, tähendab adiabaatilised protsessid.

Carnot protsess kujutab kahest adibaadist ja kahest isotermist koosneva kinnise ringprotsessi.



Joon. 13.

Joonisel 13 kujutavad kõverikud 1-2 ja 3-4 isoterme, kõverikud 1-4 ja 2-3 adiabaate. Ringprotsess sünnib järgmiselt:

I. Gaas, mille seisukorda kujutab punkt 1, temperatuuri T_1 juures ühendatakse sama temperatuuri juures oleva soojuse allikaga ja paisutatakse isotermiliselt kuni mahuni v_2, siis katkestatakse soojuse juurdevool ja

II. gaas paisub edasi adiabaatiliselt kuni mahuni v_3, kusjuures temperatuur langeb kuni T_2 - külmaallika temperatuurini, millega gaas ühendatakse.

III. Pidades ühendust teise allikaga surutakse gaas kokku jälle isotermiliselt kuni mahuni v_4 - mis on nii valitud, et pärast

IV. adiabaatilisel surumisel kuni esialgse mahuni v_1 saada samuti temperatuur T_1 ja surve p_1, sünnitades niiviisi kinnise ringi.

Iga üksiku protsessi juures tarvitatud soojuse hulk ja tehtud töö hulk avaldub järgmistes võrrandites:

I. $Q_1 = ART_1 \ln \frac{v_1}{v_2}$; $W_1 = RT_1 \ln \frac{v_2}{v_1}$

II. $Q_2 = 0$; $W_2 = \frac{p_2 v_2^{\kappa}}{1-\kappa}\left(v_3^{1-\kappa} - v_2^{1-\kappa}\right)$

III. $Q_3 = -ART_2 \ln \frac{V_3}{V_4}$; $W_3 = -RT_2 \ln \frac{V_3}{V_4}$

IV. $Q_4 = 0$; $W_4 = -\frac{P_4 V_4^{\kappa}}{1-\kappa}\left(V_4^{1-\kappa} - V_1^{1-\kappa}\right)$

kus A on soojuse mehaaniline ekvivalent.

Iga ringi juures saab gaas soojust Q_1 kõrgema temperatuuri juures, ära annab soojuse Q_3 madalama temperatuuri juures. Vahe annab välise töö.

$$Q_1 - Q_3 = ART_1 \ln \frac{V_2}{V_1} - ART_2 \ln \frac{V_3}{V_4}$$

Poisson'i võrrandi II vorm ütleb - $T_1 V_1^{\kappa-1} = T_2 V_2^{\kappa-1}$ ehk kui võtame praeguse juhuse, siis

$$T_1 V_2^{\kappa-1} = T_2 V_3^{\kappa-1}$$

$$\frac{T_1}{T_2} = \frac{V_3^{\kappa-1}}{V_2^{\kappa-1}}; \qquad \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{\frac{1}{\kappa-1}} = \frac{V_3}{V_2}$$

ja teise adiabaadi juures

$$T_2 V_4^{\kappa-1} = T_1 V_1^{\kappa-1}$$

$$\left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{\frac{1}{\kappa-1}} = \frac{V_4}{V_1};$$

võrreldes mõlemaid adiabaate saame

$$\frac{V_3}{V_2} = \frac{V_4}{V_1}; \quad \frac{V_1}{V_2} = \frac{V_4}{V_3}; \quad \frac{V_2}{V_1} = \frac{V_3}{V_4}$$

eelpool leitud võrrandit võime siis järgmiselt kirjutada:

$$Q_1 - Q_3 = AR \ln \frac{V_2}{V_1}(T_1 - T_2)$$

Graafiliselt kujutab välistöö hulka adiabaatidega ja isotermidega piiratud Carnot ringprotsessi pind.

Soojuse kasutamise kraadi saame kätte, kui jagame soojuse ülejäägi ($Q_1 - Q_3$) kõrgema temperatuuri juures võetud soojuse hulga Q_1-ga:

$$\frac{Q_1 - Q_3}{Q_1} = \frac{AR \ln \frac{V_2}{V_1}(T_1 - T_2)}{ART_1 \ln \frac{V_2}{V_1}} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = \eta$$

ehk

$$\frac{Q_3}{Q_1} = \frac{T_2}{T_1} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (12)$$

η annab meile maksimaalse masina kasulikkuse ~~tegevuse~~ kraadi milleni tegelikult ei jõua, kuid mis on teoreetiline piir. Arvuliselt kõigub η nulli ja ühe vahel

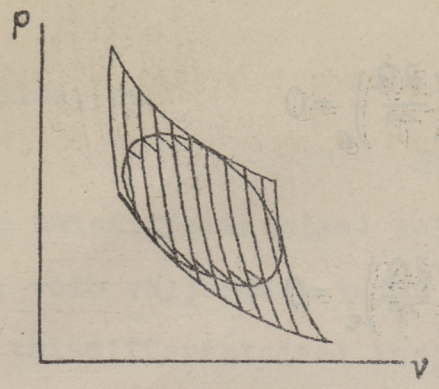
$$0 < \eta < 1$$

Ülesanne 6. Kui suur on teoreetiliselt mõeldav aurumasina η, kui auru temp. = 160° ja kondenseeritud vee temp. = 40° ?

Ülesanne 7. Kui suur on teoreetiliselt mõeldav plahvatusjõu mootori η, kui max. temp. tsilindris on 1200° ja temp. sumbutajas 120°?

§ 7. CARNOT PROTSESSI VÕRDLUS TEISTE RINGPROTSESSIDEGA. ENTROOPIA.

Meie võime võrrelda iga protsessi Carnot ringprotsessiga, selleks jagame protsessi rea adiabaatide ja isotermidega suureks hulgaks Carnot protsessideks. Graafiliselt kujutab protsessi pind - tööd. Nüüd näeme, et töö - protsessi kujutav pind on kõige suurem Carnot protsessi juures ja iga muu mõeldava protsessi puhul väiksem, sest Carnot protsessi puhul kujutavad



Joon. 14.

lõpmata väikesed protsessid alati nelinurki, kuid teiste protsessi-de juures võivad need olla ka kolmnurgad. Sellepärast võime ütelda, et iga teine protsess on vähem ka-sulik, kui Carnot oma, mis reali-seeritud samade temperatuuride va-hel.

Carnot protsessi juures leitud võrrandit (12) võime ka järg-miselt ümberkirjutada:

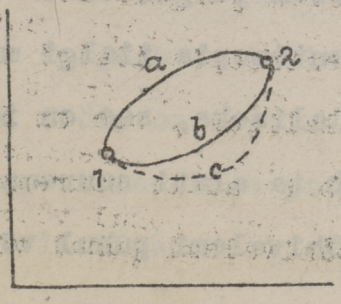
$$\frac{Q_1}{T_1} = \frac{Q_2}{T_2} \text{ ehk } \frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} = 0$$

Siinjuures tuleb pidada silmas, et Q_2 juba ise on neega-tiivne suurus, sest ta kujutab äraviidud soojust.

Üleviies seda võrrandit mingisuguse kinnise ringprotsessi-le, võib alati kirjutada

$$\sum\left(\frac{Q}{T}\right) = 0 \quad \text{või} \quad \int \frac{dQ}{T} = 0 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (13)$$

Käesoleval juhusel on võrrand (13) väljatoodud Carnot ring-protsessi kohta, kuid võib näidata, et integraali suurus ei ripu ära sellest, missugust kontuuri mööda viiakse läbi ringprotsess, kui alg- ja lõpuseis on samad.



Joon. 15.

Viime punktide 1 ja 2 vahel läbi kaks ringprotsessi I ja II; kusjuures I läheb mööda kontuuri a-b ja II a-c mööda.

I-se protsessi kohta võime nüüd kir-jutada (13) alusel:

$$\int_1^2 \left(\frac{dQ}{T}\right)_a + \int_2^1 \left(\frac{dQ}{T}\right)_b = 0$$

ja II-se kohta

$$\int_1^2 \left(\frac{dQ}{T}\right)_a + \int_2^1 \left(\frac{dQ}{T}\right)_c = 0$$

ehk

$$\int_2^1 \left(\frac{dQ}{T}\right)_b = \int_2^1 \left(\frac{dQ}{T}\right)_c$$

sellest järgneb, et ei ole tähtis teekond mida mööda viiakse läbi ringprotsess, vaid ainult alg- ja lõpupunkt.

Sellepärast on maksev iga pöörduva ringprotsessi kohta võrrand:

$$\int \frac{dQ}{T} = 0$$

Iga teise, s.o. mitte pöörduva protsessi kohta on see avaldus mingisugune suurus

$$\int_1^2 \frac{dQ}{T} = S$$

ehk kirjutatud differentsiaal vormis

$$dS = \frac{dQ}{T} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (14)$$

Clausius'e järele nimetame suurust S entroopia. Selle mõiste abil väljendub soojusõpetuse II peavalem järgmiselt:

Kinnises töötavas süsteemis ei või entroopia iialgi muutuda väiksemaks kõige enam võib ta jääda alaliseks, see on ideaal pöörduvate protsesside puhul muidu kasvab ta alati suuremaks.

Samuti nagu soojusõpetuse esimese põhivalemi puhul võis

öelda, et

$$dU = dQ + pdv$$

on täisdifferentsiaal keha U seisu funktsioonist, just niisamuti võib väljendada teist peavalemit et dS on mingisuguse seisu S täisdifferentsiaal kusjuures pöörduvate protsesside juures

$$dS = \frac{dQ}{T}$$

Nagu teada, ei ole suurus dQ - keha poolt saadud soojushulk - mitte täisdifferentsiaal, kuid suurus $\frac{dQ}{T}$ on iga pöörduva protsessi juures täisdifferentsiaal. Kuna suurus dQ ei omanda mingit kindlat tähendust, on

$$\frac{dQ}{T} = S_2 - S_1$$

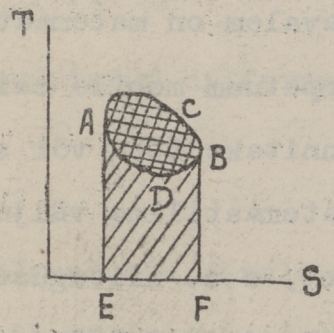
täiesti kindel suurus, mis ei olene teekonnast. Nii võib teist soojusõpetuse peavalemit väljendada järgmiselt: <u>absoluut temperatuur T on soojuse dQ juurdekasvu inteegrimistegur</u>.

Ehk: kui soojusõpetuse esimene peavalem on matemaatiline väljendus tõsiasjale, et võimatu on perpetuum mobile esimest liiki, s.o. masin, mis ei millestgi sünnitaks tööd või soojust siis on soojusõpetuse teine peavalem matemaatiline väljendus teise liigi perpetuum mobile võimatusest, s.o. niisuguse masina, mille töö seisab ainult soojuse ülekandmises külmemast kehast soojemasse kehha. Ainult energia hulk ei ole küllalt, et teha tööd, on tarvis et oleks energia potentsiaalide vahe ja seda, et madalama potentsiaali energia ei lähe üle kõrgema potentsiaaliga energiaks, kujutab soojusõpetuse teine peavalem.

§ 8. Entroopilised diagrammid ja protsessid.

Pöörduvates protsessides on entroopia samane keha seisu funktsioon nagu seda on temperatuur, surve, erimaht, sisemine energia. Sel puhul, kui on teada tema olenevus teistest suurustest võib teda kasutada samuti nagu teisigi suurusi keha seisukorra määramiseks. Nii võib p ja v asemele määrata keha seis p ja T-ga, v ja S-ga, T ja S-ga. Viimane paar on leidnud iseäranis tehnikas laialdase poolehoiu entroopia diagrammides, kus abstsisside teljeks on entroopia ja ordinaadi teljeks - absoluut temperatuur. Nendes diagrammides kujutab iga punkt keha seisukorra ja joon - pöörduva protsessi.

p,v - diagrammides on iga kinnise protsessi pind tähendatud ringprotsessi kasulik töö; entroopia T, S-diagrammis kujutab kinnise protsessi pind ACBD soojust, mis muutunud kasulikuks tööks ja pinna ACBD vahekord pinnaga EACBF on kasulikkuse kraad



Joon. 16.

$$\frac{ACBD}{EACBF} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}$$

Ideaal gaaside jaoks võime väljaarvata entroopia suurust

$$dQ = dU + pdv;$$

$$dQ = C_v dT + pdv$$

$$TdS = dQ;$$

$$TdS = C_v dT + pdv$$

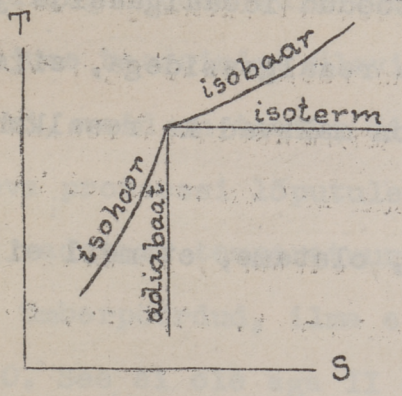
teame et $pv = RT$ ning saame asemele pannes

$$dS = \frac{C_v dT + p dv}{T}$$

$$dS = \frac{C_v dT}{T} + \frac{R dv}{v}$$ integreerime seda

$$S - S_o = C_v \ln \frac{T}{T_o} + R \ln \frac{v}{v_o} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (15)$$

Edasi võime lihtsa protsessi jaoks konstrueerida entroopia diagrammi; joonestuses 17 on kujutatud temperatuur-entroopia diagrammid.



Joon. 17.

Isohoori puhul on

$$dv = 0; \quad v = \text{const.}$$

$$dS = C_v \frac{dT}{T}; \quad S = S_o + C_v \lg \frac{T}{T_o}$$

järjelikult on isohoor siin logaritmiline kõverjoon.

Isobaar on iseloomustatud tingimisega

$$dp = 0; \quad p = \text{const.}$$

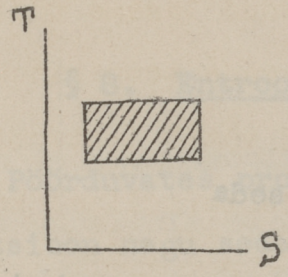
$$dS = C_p \frac{dT}{T}$$

$$S = S_o + C_p \ln \frac{T}{T_o}$$

Ka isobaar on logaritmiline kõverik, kuid mitte nii püstak, sest $C_p > C_v$. Isotermil on

$$dT = 0; \quad T = \text{const.}$$

s.o. protsess on kujundatud sirgjoonega, paralleelselt abstsissile.



Joon. 18.

Adiabaati tingimine

$$dQ = 0; \quad dS = 0$$

$$S = \text{const.}$$

Carnot protsess omab T - S diagrammis täisnurkse nelinurga (joon.18) kuju.

§ 9. Soojusõpetuse laiendamine reaalkehade protsesside kohta.

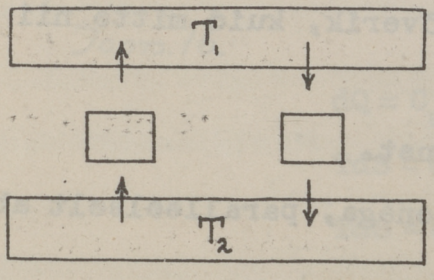
Kuna meil kõik seadused on väljatoodud ideaalgaaside jaoks tegelikus elus aga tuleb tegemist teha reaalgaasidega, siis võib tekkida kahtlus, kas leitud seadused on maksvad ka reaalkehade kohta.

Et tõestada seaduste üldmaksvust, oletame, et meil ei maksa Carnot seadus

$$\frac{Q_1}{T_1} = \frac{Q_2}{T_2}$$

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

näiteks küllastatud vee auru kohta ja katsume näidata, et see oletus on vale.



Joon. 19.

Kujutame, et laseme aurul sooritada Carnot ringprotsessi temperatuuride T_1 ja T_2 vahel ning võidame sealjuures töö L, kuna protsessi juures soojushulk, mis aurusse ümbruskonnast võetakse isotermilisel paisumisel on Q_1, ja

vabastatakse isotermilisel surumisel on Q_2. Nüüd laseme tööl L sooritada ideaalgaasiga jahutusprotsessi samade temperatuuride T_1 ja T_2 vahel ja soojushulk, mille gaas võtab isotermilisel paisumisel on Q_1' ning antav soojushulk isotermilisel kokkusurumisel Q_2'. Et nüüd oletuse põhjal $\frac{Q_1-Q_2}{Q_1} \neq \frac{Q_1'-Q_2'}{Q_1}$ sest $\frac{T_1-T_2}{T_1}$ on mõlemil puhul samane, siis kui nimetame $Q_1-Q_2=Q$ ja $Q_1'-Q_2'=Q'$, peaks ka $Q \neq Q'$. See on soojushulk, mille mootorne protsess ülekandis kõrgema temperatuuri soojuse basseinist madalama temperatuuri soojuse basseini, ei ole võrdne soojuse hulgaga gaasi külmetusprotsessi juures madalama temperatuuri soojuse basseinist üleviidud kõrgema temperatuuri soojuse basseini, vaid on teatav differents $Q'-Q=q$. Mõlema üksteisele järgneva protsessi lõputulemuses oleks, on viidud teatav soojushulk q madalama temperatuuri juurest kõrgema temperatuuri juurde või ümberpöördud, ilma et selleks oleks kulutatud jõudu, sest $+L-L=0$. See ei ole aga II soojusõpetuse lause järele võimalik. Ka võiks seesama soojushulk q uuesti teha tööd, sest on olemas temperatuuride vahe, ja sel teel kasutada töödtegeva energiana madalama soojusbasseini s.o. loomuliku ümbruskonna soojust. Kuid see on II soojusõpetuse lause järele võimatu ja sellepärast ei või olla muud võimalust, kui $Q'-Q=0$ ja $Q'=Q$, s.o. Carnot protsessi juures väljatoodud võrrand

$$\frac{Q_1}{Q_2} = \frac{T_1}{T_2}$$

$$\eta = \frac{Q_1-Q_2}{Q_1} = \frac{T_1-T_2}{T_1}$$

on maksev kõigi reaalgaaside ja kehade kohta.

Teiseks eelduseks meie seaduste väljatoomisel oli, et protsessid on pöörduvad. Looduses tuleb aga ette protsesse, mis pole pöörduvad; neist olgu tehnikas tähtsamad siin nimetatud.

1. Soojuse üleminek soojemalt kehalt külmemale soojusjuhtivuse ehk kiirgamise teel, ilma et soojus tööks muutuks.
2. Vedelikkude, aurude ja gaaside paisumine ilma välise tööta; ka nende voolamine läbi torude ehk avauste, kui tekib hõõrumissoojus.
3. Kahe gaasi läbisegamine, näit. diffusiooni teel.
4. Töö juures tekib soojus hõõrumisel ehk löögil.
5. Harilikud põlemisprotsessid.

Nimetatud nähtused käivad kõik looduses iseenesest, s.o. nende reaaliseerimiseks ei ole vaja tööd kulutada. Nende juures saame koguni tööd, kuid võidetud tööst on II seaduse põhjal liig vähe, et protsessi pöörda õigemalt, esialgset seisu jälle jalule seada.

II seadus lubab meile määrata, kui suur hulk energiat läheb mitte pöörduva protsessi juures praktiliselt kaotsi (ei ole ärakasutatav tööks) ja kuidas selle juures muutub entroopia. Vaatleme seda lähemalt soojusjuhtivuse näitusel. Olgu meil protsessi ajal soojushulk dQ üleläinud soojusjuhtivuse tõttu soojusreservuaarist temperatuuriga T_1 kehale temperatuuriga T. Kui teise jahedama soojusreservuaari temperatuur on T_0, siis on Carnot protsessi järele soojuse dQ üleminekul temperatuurist T_1 ärakasutatav maksimaalne töö

$$dQ\,\frac{T_1 - T_0}{T_1} = dQ\left(1 - \frac{T_0}{T_1}\right) \ldots\ldots\ldots (16)$$

ja sama soojushulga dQ üleminekul temperatuurist T temperatuurini T_0 on maksimaalne ärakasutatav töö

$$dQ\left(1-\frac{T_0}{T}\right),$$

ehk vähem, kui valemi (16) järele

$$dQ\left(1-\frac{T_0}{T_1}\right)-dQ\left(1-\frac{T_0}{T}\right)=dQ\left(\frac{T_0}{T}-\frac{T_0}{T_1}\right)=T_0\,dQ\left(\frac{1}{T}-\frac{1}{T_1}\right)$$

võrra. See vahe on poositiivne, sest T on väiksem kui T_1.

Nõnda jääb iga üleminekul soojemast kehast külmemale energia hulk küll püsivaks, kuid see osa, mis mehaaniliseks tööks võib muutuda, kahaneb R_1 võrra, kus

$$R_1=T_0\,dQ\left(\frac{1}{T}-\frac{1}{T_1}\right).$$

Näitame, et selle mittepöörduva protsessi juures entroopia kasvab (kunata pöörduvate protsesside juures muutmatuks jäi).

Kujutame süsteemi kahest kehast ja ideaalsest gaasist. Esimene keha annab temperatuuri T_1 juures ideaalsele gaasile soojushulga dQ üle, gaas paisub adiabaatiliselt, jahutades kuni temperatuurini T ja selle temperatuuri juures annab teisele kehale soojushulga dQ üle.

Soojuse omandamisel gaasi entroopia kasvab $\frac{dQ}{T_1}$ võrra, soojuse kaotusel kahaneb ta $\frac{dQ}{T}$ võrra, adiabaatilisel paisumisel jääb ideaalse gaasi entroopia muutmata (vaata lhk. 30). Nii siis gaasi entroopia on vähenenud

$$\frac{dQ}{T}-\frac{dQ}{T_1}$$

võrra. Kuid gaas ja mõlemad kehad moodustavad isoleeritud süstee-

mi, milles ainult pöörduvad protsessid sünnivad ja sellepärast on süsteemi entroopia muutmatu. Teiste sõnadega: meie mõlemi keha entroopia on protsessi juures kasvanud suuruse võrra

$$\frac{dQ}{T} - \frac{dQ}{T_1}$$

ehk

$$R_1 = T_0(S_2 - S_1)$$

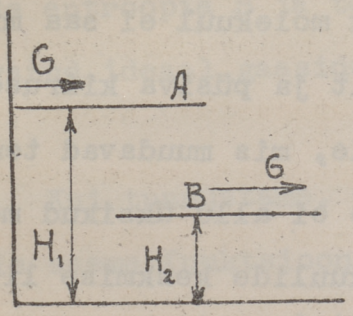
Võttes arvesse, et kõigi looduse protsesside juures vähemalt üks osa energiast mittepöörduvalt ärakulutatakse, kahaneb maailma töövõimsa energia tagavara ja kasvab järjest entroopia: „ maailma energia on püsiv, maailma entroopia tõuseb kuni maksimumini". See avaldus oleks õige, kui meie maailm oleks täiesti isoleeritud süsteem; et ta seda ei ole, siis on nii kategooriline lause vähemalt enneaegne. Kui teise kitsama järelduse võime teha siiski: tehniliselt inimsoo poolt ärakasutatav energia hulk kahaneb.

§ 10. Entroopia analoogid.

Senini oleme vaadanud entroopia peale vormaalselt, kui teatud funktsiooni peale, mille sisseviimine lihtsustab meie arvestusi, võrrandeid ja diagramme. Katsume sellest mõistest vähem abstraktse ettekujutuse anda, võrreldes entroopiat rohkem tuntud suurustega. Teatud analoogia on olemas entroopia ja aja mõiste vahel: iga nähtuse juures kasvab entroopia ja ka aeg; samuti kui meie aja käiku ümberpöörda ei saa, ja aja vähenemist

ei saagi ettekujutada, on protsessid entroopia vähenemisega võimatud: entroopia kui ka aeg on püsivad, kui valitseb absoluutne rahu.

G.Zeuner leiab analoogiat kukkuva vee kaalu vesirataste juures ja entroopia vahel soojusjõumasinates. Süsteemi 2 reservuaarist, mis täis valatud veega kuni pindadeni A ja B (joon.20),



Joon.20.

lisame juurde reservuaarile A vett kaaluga G; selle veehulga potentsiaal energia on

$$W_1 = GH_1;$$

kujutame ette, et see vesi vähehaaval üle jookseb madalamasse reservuaari B, tehes selle juures töö $G(H_1-H_2)$. Teisel reservuaaril saab selle juures energia

$$W_2 = GH_2$$

üleantud. Selle masina kasulik tegur on

$$= \frac{W_1-W_2}{W_1} = \frac{H_1-H_2}{H_1} = 1 - \frac{H_2}{H_1}$$

ja

$$G = \frac{W_1}{H_1} = \frac{W_2}{H_2}$$

täielises analoogia järeldustega, mis tehti pöörduva Carnot protsessi põhjal: W_1 ja W_2 vastavad Q_1 ja Q_2; H_1 ja H_2 sarnanevad T_1 ja T_2- absoluut temperatuuridele Carnot protsessis ja vee kaal on analoogiline entropial, mida sellepärast G.Zeuner nimetas soo-

juse kaaluks.

Kuid nimetatud analoogiad ei ole täielikud: neid näit. mittepöörduvatele protsessidele laiendada ei saa. Kõige rohkem on entroopia mõiste selgitamiseks teinud L.Boltzmann, sidudes gaaside entroopiat tõenäolsusega soojuse kineetilise teooria abil.

Gaaside kineetilise teooria põhjal kujutame, et gaasi molekuulid liiguvad ruumis. Kuid iga üksik molekuul ei saa mitte korralikult liikuda edasi sirgjooneliselt ja püsiva kiirusega, vaid põrkub järjest vastu teisi molekuule, mis muudavad tema liikumise kiiruse ja sihi[illegible]. Meie vaatlusele ei allu üksikud molekuulid, vaid peame arvestama kõigi molekuulide keskmise liikumise kiirusega. Selleks, et matemaatiliselt avaldada seda kiirust, peame arvesse võtma kõik tingimised üskiku molekuuli juures ja rehkendama tõenäolsuse teooriaga.

Igal silmapilgul on igal keha osakesel ruumis kindel seisukoht, liikumise suun ja kiirus. Peale selle juhuse, kuidas energia käesoleval korral on jaotatud, oleks ta võinud olla jaotatud lugematu arv korde teistviisi kõigi molekuulide vahel. Kui püüda ettekujutada kõik kombinatsioonid kiiruste suurustest ja sihtidest, siis selgub, et mõned kombinatsioonid juhtuvad kaunis tihti (väheste kõrvalkaldumistega), teised palju harvemini ja kolmandada ainult eranditena (näit. juhus, kus kõik energia peituks ainult ühes molekuulis). Sarnanevate kombinatsioonide arv määrab selle tõenäolsuse. On selge, et iga loomulik protsess läheb sinna poole, kus suurem tõenäolsus.

Nii muudab soojusjuhtivus olukorra, kus ühes kehas mõne osa-

kese kiirus suurem kui teise, sarnaseks enam tõenäolisemks, kus kõigi molekuulide vahel kiirus jaotatud ühtlaselt. Samuti on väiksem tõenäolsus et kõik osakesed liiguksid ühes sihis ja ühekiirelt (liikumis energia), kui hõõrumise kaudu liikumise kiiruse ja sihi mitmekesistamine (soojus energia). Nii näeme, et iga protsessi puhul, kus suureneb entroopia, suureneb ka tõenäolsus. Side entroopia S ja tõenäolsuse W vahel on L.Boltzmann'i poolt arvatud ideaal gaaside jaoks:

$$S = f(W)$$

Kui tunnustame, et entroopia on tõenäolsuse funktsioon, siis saame funktsiooni kätte järgmiselt arutades: süsteemi entroopia, mis kosneb kahest üksteisest rippumatust kehast on entroopiate summa

$$S = S_1 + S_2$$

kuna tõenäolsus on kahe erijuhuse tõenäolsuse kasvatis

$$W = W_1 \cdot W_2$$

On selge, et ainukeseks funktsiooniks, mis neid mõlemaid tingimisi rahuldaks on logaritmiline

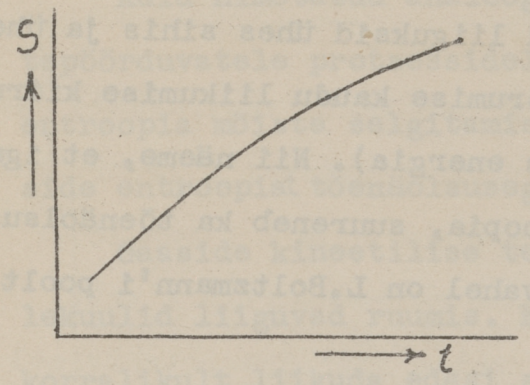
$$S = f(W) = k \log W \quad \ldots\ldots\ldots \quad (17)$$

kus k on konstant ja kõigi gaaside jaoks ühtlane.

Nüüd võib küsida, missuguse muudatuse toob sarnane II soojusõpetuse põhilause mõistmine. Clausius ütles: maailma energia on konstantne, entroopia kasvab alalõpmata. Boltzmanni järele on praktiliselt niisamuti, kuid teoreetiliselt võivad tulla ka momendid, kus entroopia kahaneb.

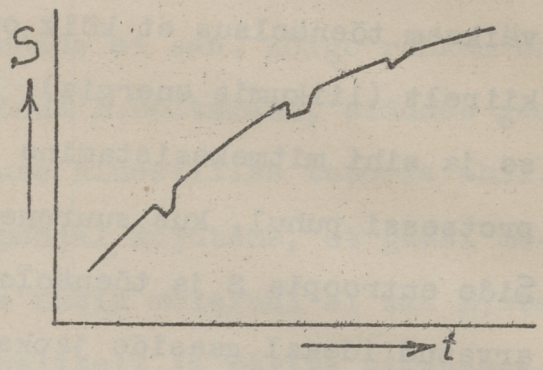
Graafiliselt võib mõlemi vahet kujutada sarnaselt:

R.Clausiuse järele



Joon. 21.

L.Boltzmanni järele



Joon. 22.

Populaarselt võiks L.Boltzmann'i õpetuse tuuma järgmistes sõnades kokkuvõtta: entroopia juurdekasvu printsiip põhjeneb korratu oleku alatasasele suurenemisele.

§.11. I ja II seaduse matemaatilised järeldused.

Esimese ja teise soojusõpetuse matemaatilised avaldused on

$$dQ = dU + AdW \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

ja

$$dS = \frac{dQ}{T} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (14)$$

millest kokkuvõttes mõlemad valemid järgneb

$$dU + AdW = T\,dS$$

ehk

$$dU = TdS - AdW$$

või ühetasane surve juures

$$dU = Tds - Apdv \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (18)$$

See valem sisaldab suhted U, S, T, p ja v vahel; tema ärakasutamine eriülesannete lahendamiseks, nimelt n.n. termodünaa-

miliste koeffitsientide leidmiseks, selgub mitmes alltoodud näituses. Esimeseks valime muutuvateks T ja v:

$$d(U - TS) = - SdT - Apdv$$

$$\left(\frac{dS}{dv}\right)_T = A\left(\frac{dp}{dT}\right)_v$$

$$dS = \frac{dQ}{T}$$

$$\left(\frac{dQ}{dv}\right)_T = A\left(\frac{dp}{dT}\right)_v$$

1 kgr auru sünnitamisel näit. on $dQ = r$ (aurutussoojus) ja $dv = v_2 - v_1$ (auru maht - vedeliku maht)

$$\left(\frac{dQ}{dv}\right)_T = \frac{r}{v_2 - v_1} ;$$

kuna küllastatud auru surve ainult äraripub temperatuurist aga mitte mahust, siis on

$$\left(\frac{dp}{dT}\right)_v = \frac{dp}{dT}$$

ja valem omab kuju

$$\frac{r}{v_2 - v_1} = AT\frac{dp}{dT} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (19)$$

See on n.n. Clapayron'i valem.

Ülesanne 8. Väljaarvestada vee aurutussoojus 100°C juures, kui $v_2 = 1674$, $v_1 = 1$ ja $\frac{dp}{dT}$ 100° juures võrdub 27,1 mm elavhõbeda sammast.

Teises näituses valime muutuvateks S ja p.

$$dU = TdS - Apdv$$

$$d(U + Apv) = TdS + Avdp$$

$$\left(\frac{dT}{dp}\right)_S = A\left(\frac{dv}{dS}\right)_p$$

$$\left(\frac{dT}{dp}\right)_S = AT\left(\frac{dv}{dQ}\right)_p \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (20)$$

$\left(\frac{dT}{dp}\right)_S$ on temperatuuri tõus adiabaatilise (isentroopilise) surve tõstmisel ja $\left(\frac{dv}{dQ}\right)_p$ on paisumine teatud soojushulga juurdeviimisel püsiva surve juures. Nii siis valem (20) ütleb: kui soojuse juurdevoolul teatud surve juures maht kasvab, siis surve suurenemisel soojeneb keha; katselisel teel on leitud, et sarnane adiabaatiline temperatuuri muutmine täiesti vastab võrrandile (20).

Termodünaamiliste koeffitsientide koguarv on 60, kuid nendest on ainult üksikud tehnilise tähtsusega.

§ 12. II soojusõpetuse pealause üldrakendus soojustehnikas.

Kütteaines peituva soojusenergia ratsionaalsemaks kasutamiseks seab soojusõpetuse teine põhilause üles järgmised tingimised:

1. Kuna on teada, et pöörduva protsessi maksimaalne töö

$$dW = A\,dQ\left(1 - \frac{T_0}{T}\right) \quad \ldots\ldots\ldots (16)$$

siis on nagu näitab võrrand masina kasulik töö seda suurem, mida väiksem murd $\frac{T_0}{T}$, s.o. mida kõrgem temperatuur, mille juures kütteaine annab soojuse (T) ja mida madalam temperatuur, mille juures soojus lahkub masinast (T_0).

Kuid murru $\frac{T_0}{T}$ kahanemist võime teostada ainult teatud piirini, ülema piiri temperatuuril määrab gaaside termiline dissotsiatsioon ja madalama ümbruskonna temperatuur või jahutusvesi. Temperatuuri nii kõrgele lasta tõusta, et gaasid dissotsieeriksid pole kasulik, sest dissotsieerimine nõuab soojust ja vabastab selle soojuse kondensaatoris tõstes viimase temperatuuri. Kunstlikult kondensaatori temperatuuri alandada pole mingit mõtet, sest jahutamise peale kulub teoreetiliselt just sama palju tööd, nagu võidetakse kondensaatori madalama temperatuuri tõttu, praktiliselt aga kulub selleks muidugi rohkem tööd.

Nende eesmärkide saavutamiseks tuleb püüda kütteaine põletamist toimetada võimalikult teoreetilise õhu hulgaga, kuid siiski nii, et saabuks täieline põlemine. Enne süütamist olgu hea adiabaatiline kokkusurumine, mille tõttu saab T kõrgem. Üldise soojuskasukraadi tõstmiseks ettevõttes võib jahutusvee soojust kasutada veel mitmesugusteks otstarveteks, nagu katlavee eelsoojendaks, madalalt keevate vedelikkude aurutamiseks jne.

II. Iga mittepöörduv protsess vähendab masina võimalikku kasukraadi R_1 võrra, kus juures

$$R_1 = T_0 \Sigma (S_2 - S_1) \qquad \text{(vaat. lhk 34)}$$

kus $\Sigma (S_2 - S_1)$ on entroopia kasv protsessi puhul. Sellepärast on tarvis püüda, et S oleks võimalikult väike. Sellest järgneb: iga soojusülekanne tulistelt põlemisgaasidelt külmemale töötavale kehale (vee aurule) alandab kasukraadi. Sellepärast on sisemise põlemise ja plahvatuse mootorid kasulikumad, kui auru masin. Mida kõrgem auru temperatuur katlas, seda parem.

Mitmekordse paisumisega aurumasinad ja auruturbiinid on kasulikumad, sest temperatuuride vahe auru ja masina tsilindri seinte või turbiini labidate vahel on väiksem, mille tõttu soojusjuhtivusest tekkinud kaotused väiksemad .

Auru eelsoendamine on sedavõrd kasulik, kuivõrd ta takistab auru kondenseerimist tsilindris.

§ 13. Üleminek ideaal gaasidelt reaal gaasidele.

Ideaal gaaside omadustele põhjenes Carnot protsessi ja ühes sellega ka teise seaduse väljatoomine. Pärast näidati küll, et teine seadus on maksev mitte ainult ideaal gaasile, vaid igasuguse keha jaoks. Esimene seadus seati üles ilma mingisuguse kitsenduseta aine suhtes. Nii siis esimene ja teine termodünaamika seadused on looduse üldseadused ja on maksvad igasuguse keha kohta. Kuidas nende abil suhteid kehade omaduste vahel kokkuseada, on §11 lühidalt näidatud üldises vormis. Et meil aga edaspidi tegemist on protsessidega masinates, kus tööst osa võtavad reaal gaasid ja aurud, siis peatume lähemalt nende omaduste juures, ja vaatleme esialgul, mis poolest reaal gaasi omadused ideaal gaasi omadest lahku lähevad.

Ideaal gaasi tingimised on:

1. Gaaside karaktervalem:

$$pv = RT;$$

2. Sisemine energia ei olene mahu muutusest:

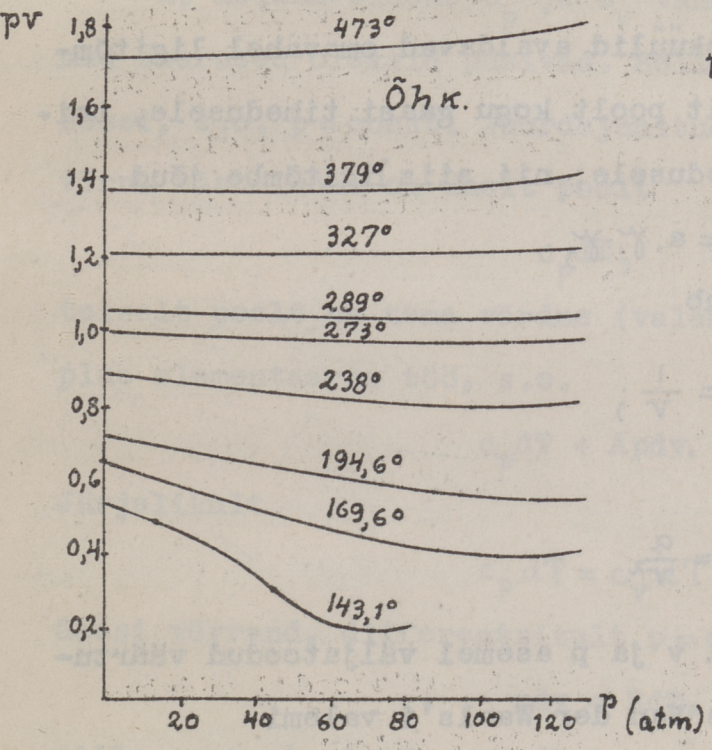
$$\frac{dU}{dv} = 0;$$

3. Erisoojus on alaline;

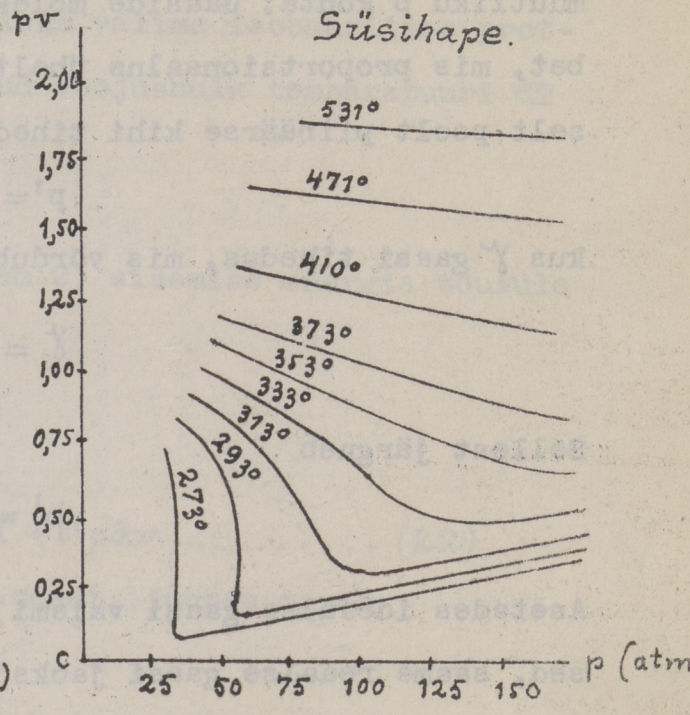
$$c_p = \text{const.}$$

Ühelegi neist tingimistest ei vasta reaalgaasid täielikult.

1. Reaal gaasid kalduvad kõrvale ideaal gaaside karakteristlisest valemist, kuid nagu joon. 23 ja 24 näitavad, on need kõrvalekaldumised kõrgete temperatuuride juures (s.o. kui gaasi veeldumise temperatuur on küllalt kauge) ja mõõduka surve juures võrdlemisi väikesed.



Joon. 23.



Joon. 24.

Joonestustel on näidatud surve atmosfäärides, maht mahu ühsustes; temperatuurid, absoluut kraadides, on iga kõverikule juurde kirjutatud. Tuletame meele, et ideaal gaaside jaoks kasvatis pv on püsiv suurus ja kujutaks joon. 23 ja 24 abstsissi teljele paralleelse sirgjoone.

Mõnel juhtumistel tuleb siiski tähele panna kõrvalkaldumist mainitud karakteristlisest valemist (madal temperatuur, kõrge surve) ja tarvitada reaal gaaside jaoks mitmete teadlaste poolt ettepandud seisuvõrrandeid.

Van der Waals oma valemi väljatoomisel pööras tähelpanu kahele asjaolule. Gaaside molekuulidel ei ole oma liikumiseks kogu ruumala v tarvitada, mis gaasiga täidetud, vaid ainult vaba ruum, mis gaaside molekuulide mahu (nende maht olgu b) vahel järele jääb. Vaba ruum on järjelikult v-b. Teine parandus käib muutliku p kohta. Gaaside molekuulid avaldavad omavahel ligitõmbet, mis proportsionaalne ühelt poolt kogu gaasi tihedusele, teiselt poolt piiräärse kihi tihedusele; nii siis ligitõmbe jõud

$$p' = a \cdot \gamma \cdot \gamma,$$

kus γ gaasi tihedus, mis võrdub

$$\gamma = \frac{1}{v};$$

Sellest järgneb

$$p' = \frac{a}{v^2}$$

Asetades ideaalse gaasi valemi v ja p asemel väljatoodud väärtused, saame reaalse gaasi jaoks Van der Waals'i valemi

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = RT \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (21)$$

Peale Van der Waalsi on veel rida teadlasi reaalsete gaaside jaoks karakteristlisi valemeid ettepandud. Neist nimetame siin kahte.

D. Berthelot (1908) valem

$$\left(p+\frac{a}{Tv^2}\right)\left(v-b\right)=RT,$$

ja A.Wohl'i (1914) valem

$$p=\frac{RT}{v-b}-\frac{a}{Tv(v-b)}+\frac{C}{T^2v^3}.$$

Nimetatud valemeist on A.Wohli oma kõige rohkem eksperimentaalsete andmetega kokkukõlas, kuid meie jääme lihtsama Van der Waalsi valemi juurde.

2. Leiame sideme c_p ja c_v vahel, ilma tingimiseta, et mõlemad suurused oleksid püsivad. Selleks valime isobaarilise protsessi, s.o. $p=\text{const}$. Juurdejuhitud soojushulk temperatuuri dT võrra tõstmiseks on ühelt poolt

$$c_p dT,$$

teiselt poolt on tema võrdne (valem 2) sisemise energia tõusule plus elementaarne töö, s.o.

$$c_v dT + Apdv.$$

Järjelikult

$$c_p dT = c_v dT + Apdv \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (22)$$

Gaasi võrrand, differentsitult $p=\text{const}$. juures annab

$$pdv = RdT,$$

mille asetamisel võrrand (22) omab kuju

$$c_p dT = c_v dT + ARdT$$

ehk

$$c_p - c_v = AR.$$

See valem on meil enne väljatoodud (valem 5), kuid siin ei ole eeldust tehtud, et c_p ja c_v on püsivad suurused; ainukene tingimus oli, et gaas rahuldab valemit $pv = RT$.

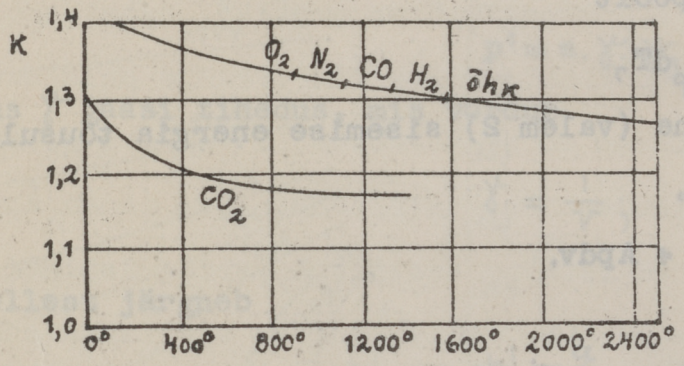
Kõrgete temperatuuride juures c_p ja c_v ei ole juba püsivad suurused, vaid muutuvad temperatuuriga; katseliselt on leitud, et erisoojuse äärarippuvust temperatuurist võib väljendada valemiga

$$c_{v,T} = c_{v,273^\circ} + \alpha T.$$

Üksikute gaaside C_p võib arvestada järgmise eksperimentaalselt leitud suhte abil:

$$M.c_p = 6{,}86 + 0{,}00106\ t.$$

Et c_p ja c_v muutuvad temperatuuriga, siis ei ole laiema temperatuuri piirkonnas k rippumata temperatuurist, vaid langeb kõrgemate temperatuuride juures, nagu joon. 25 seda näitab.



Joon. 25.

Ideaalse gaasi juures oli see vahekord rippumatu temperatuurist; sellel omadusel põhjenesid n.n. Poissoni valemid nende lihtsal kujul. Üleminnes laiadele temperatuuri ja surve muutustele, tuleb neis sellekohane parandus teha, näit. plahvatusjõu mootorite käsitamisel.

Esimesest seadusest

$$dQ = c_v dT + Apdv$$

järgneb adiabaatilise protsessi jaoks

$$\frac{dT}{dv} = -\frac{A_p}{c_v}$$

ehk

$$\frac{dT}{dv} = -\frac{ART}{c_v v}.$$

Kuna

$$\frac{AR}{c_v} = \kappa - 1$$

siis on

$$\frac{dT}{dv} = -(\kappa-1)\frac{T}{V}.$$

Oletades, et k väheneb temperatuuri tõusu juures valemi järele

$$k = k_o - \alpha T$$

ja asetades k asemele tema väärtuse, saame

$$\frac{dT}{dv} = -(\kappa_o - 1 - \alpha T)\frac{T}{v}$$

ehk

$$\frac{dT}{T(\kappa_o - 1 - \alpha T)} = -\frac{dv}{v}.$$

Võib kergesti näidata, et

$$\frac{1}{T(\kappa_o - 1 - \alpha T)} = \frac{1}{\kappa_o - 1}\left(\frac{1}{T} + \frac{\alpha}{\kappa_o - 1 - \alpha T}\right);$$

järjelikult

$$\frac{dT}{T} + \alpha\frac{dT}{\kappa_o - 1 - \alpha T} = -(\kappa_o - 1)\frac{dv}{v}$$

ehk inteegritud kujul

$$\ln\frac{T}{T_o} - \ln\frac{\kappa_o - 1 - \alpha T}{\kappa_o - 1 - \alpha T_o} = -(\kappa_o - 1)\cdot\ln\frac{v}{v_o}$$

Potentseerides seda valemit, leiame

$$\frac{T}{T_o}\cdot\frac{\kappa_o - 1 - \alpha T_o}{\kappa_o - 1 - \alpha T} = \left(\frac{v_o}{v}\right)^{\kappa_o - 1},$$

ehk

$$\frac{v_0}{v} = \left(\frac{T}{T_0}\cdot\frac{\kappa_0 - 1 - \alpha T_0}{\kappa_0 - 1 - \alpha T}\right)^{\frac{1}{\kappa_0 - 1}}$$

Analoogiliselt võib leida suhteid T ja p ning v ja p vahel, kuid märgime siin juba ära, et parandatud Poissoni valem läheb meil ainult siis tarvis, kui tahame suure täpsusega äramäärata vahekordi laias temperatuuri intervallis.

3. Gay-Lussac'i katse tulemus, et sisemise energia suurus ei ripu ära mahust (lkg. 12) osutus katse pärastisel kordamisel mitte õigeks. Thomson ja Joule näitasid eksperimentaalselt selle katse kordamisel parema apparatuuriga, et dT reaalsetel gaasidel ei ole võrdne nullile; gaasi paisumine käib koos dT suurenemisega ehk vähenemisega. Seda võib ka teoreetiliselt ette näha. Kui kirjutame

$$S = f\,(T,p)$$

siis

$$dS = \left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_p dT + \left(\frac{\partial S}{\partial p}\right)_T dp,$$

kus

$$\left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_p = \frac{1}{T}\left(\frac{\partial Q}{\partial T}\right)_p = c_p\frac{1}{T}$$

ja

$$\left(\frac{\partial S}{\partial p}\right)_T = -A\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p \quad 1)$$

---

1) Sest $d(U-Ts+Apv) = dU - TdS - SdT + Apdv + Avdp$, millest dU väärtuse asetamisel valemist (18) järgneb:

$$d(U - TS + Apdv) = - SdT + Avdp$$

ja

$$-\left(\frac{\partial S}{\partial p}\right)_T = A\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p .$$

$$dS = \frac{c_p}{T} dT - A\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p dp$$

Lhk. 39 leidsime

$$d(U + Apv) = TdS + Avdp;$$

asetame leitud väärtuse dS jaoks, leiame

$$C_p dT + A\left[v - T\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p\right] dp = d(U + Apv);$$

kui parem pool valemist võrdub nullile, s.o. väljastpoolt ei tooda soojust süsteemi ega ei anta ka ära, siis on

$$dT = \frac{T\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p - v}{C_p} dp \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (24)$$

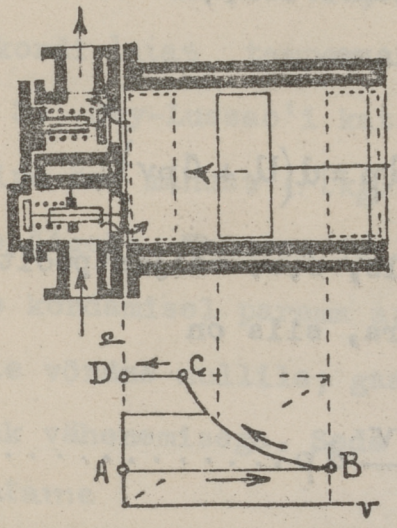
See on n.n. Joule-Thomson effekt on enamasti neegatiivne (näit. -0,310° hapniku, -0,77° süsihape jaoks surve langemisel 1 at. võrra 15°C juures, millega seletatakse tema ärakasutamist jahutussisseseadetes ja masinates gaaside veeldumiseks.

Nii siis kõik kolm ideaal gaaside tingimist ei ole täidetud reaal gaaside juures; suhted p, v, T ja Q vahel on määratud tähtsamate tehniliste gaaside jaoks katseliselt ja diagrammidesse kokkuvõetud. Neist diagrammidest leitakse kergesti otsitavad suhted tarbekorral graafiliselt.

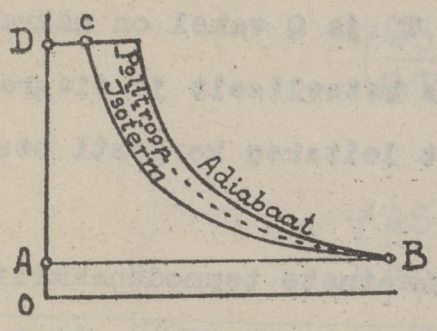
Alljärgnevalt on üksikute jõumasinate termodünaamiliste printsiipide harutamisel ideaal gaaside valemid tarvitatud, kui see liig suuri vigu sisse ei toonud.

§ 14. Õhukompressor.

Õhu kompressori tegevus seisab perioodilises õhu kokkusurumises; esimesel kolbe käigul imeb tsilinder sisselaske ventiili kaudu atmosfäärilist õhku, tagasikäigul surub kolbe tsilindris oleva õhu kokku seni kui surve reservuaaris, kus kokkusurutud õhk alal hoitakse, kättesaadud on. Siis avaneb automaatselt surve ventiil ja kolbe tõrjub püsiva surve juures kokkusurutud õhu tsilindrist välja. Surve muutmine tsilindris ühe kirjeldatud protsessi ajal on kujutatud pinnaga ABCD. Selle pinna suurus ripub ära lõpu survest p ja joone BC (surve tõstmise käik) kujust. Surve võib tõusta a) adiabaatiliselt, siis õhu temperatuur tõuseb punktist B punktini C ehk b) isotermiliselt s.o. ilma temperatuuri tõusuta, milleks tuleb tsilindert jahutada. Joon.27 näitab, et võrdsete õhu kaalude jaoks töö on kõige suurem adiabaatilisel ja kõige vähem isotermilisel kokkusurumisel. Tegelikult läheneb kompressori protsess politroopilisele.



Joon. 26.



Joon. 27.

<u>Isotermilise</u> kokkusurumise juures võrdub töö W ühe perioodi kes-

tel

$$W = W_1 + W_2 - W_3$$

kus W_1 on kokkusurumise töö BC, W_2 komprimeeritud õhu väljatõrjumine CD ja W_3 õhu sisseimemine AB.

$$W_1 = RT \ln \frac{v_o}{v}$$

ehk

$$W_1 = RT \ln \frac{p}{p_o}$$

Kuna ideaal gaasi karakteristlise valemi järel RT võrdub vp, siis on

$$W_1 = pv \ln \frac{p}{p_o}$$

$$W_2 = pv = p_o v_o \qquad \text{(temperatuur ei muutu)}$$

$$W_3 = p_o v_o \ ;$$

imemistöö võrdub väljatõrjumise tööle ja järjelikult

$$W = W_1$$

<u>Adiabaatilisel</u> kokkusurumisel on üksikud tööd

$$W_1 = \frac{\text{const.}}{1-\kappa}\left(v^{1-\kappa} - v_o^{1-\kappa}\right) \qquad \text{(lhk.17), mis valemiga (8)}$$

annab

$$W_1 = \frac{1}{1-\kappa}\left(vp - v_o p_o\right)$$

$$W_2 = p_o v_o$$

$$W_3 = p_o v_o$$

$$W = W_1 + W_2 - W_3 = \frac{vp}{1-\kappa} - \frac{v_o p_o}{1-\kappa} + vp - v_o p_o = \frac{\kappa}{1-\kappa}\left(pv - p_o v_o\right) \qquad (25)$$

Järjelikult

$$W = \kappa W_1$$

s.o. kogutöö protsessi kestel on umb. 1,4 korda suurem, kui kokkusurumistöö.

Et harilikult peale p ja p_0 ainult v ehk v_0 antud, asetame valemist (8) v väärtuse valemisse

$$W = \frac{\kappa}{\kappa-1} p_0 v_0 \left[\left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1\right] \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (26)$$

Temperatuuri tõusu väljaarvestamiseks tarvitame valemi (10).

Politroopilisel kokkusurumisel saame valemid, mis väljatoodud adiabaatilisele protsessile, ainult k asemel tuleb n asetada.

Ülesanne 9. Õhukompressor valmistab tunnis 100 cbm õhku 5 atm (absoluut) survega atmosfäärilselt õhust. Kui suur on kogutöö hobusejõududes a) isotermilisel, b) adiabaatilisel, c) politroopilisel (n=1,22) kokkusurumisel ?

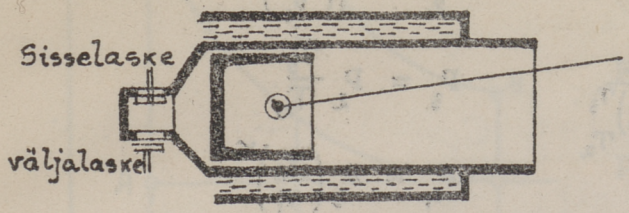
Gaasi kõrge kokkusurumiskraadiga kättesaamiseks tarvitakse mitmeastmelisi kompressoreid. Kõrgete survete juures tuleb ideaal gaasi karakteristlise valemi asemel mõni reaal gaasi seisuvalem tarvitusele võtta. Nii annab näit. Van der Waalsi sel juhusel järgmise sideme temperatuuri ja mahu vahel.

$$T(v-b)^{\kappa_0-1} = \text{const.}$$

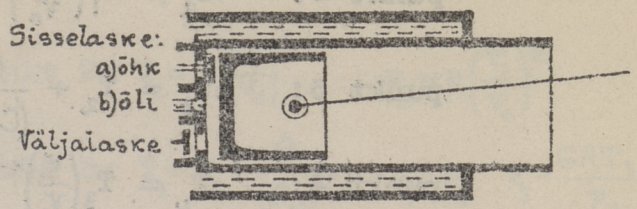
§ 15. Plahvatusjõumootorid.

Plahvatusjõu (ehk sisemise põlemise) mootorites sünnitakse soojus tsilindris, milles kolbe käib; tarvis minev põlemis-

aine viiakse tsilindrisse perioodiliselt. Põlemisainetena leiavad plahvatusjõumootorites tarvidust põlevad gaasid ja kergete õlide (bensiin, petroleum, bensool) aurud; nende ainete põlemisele on rajatud mootorid, mis joon. 28 skemaatiliselt näidatud,



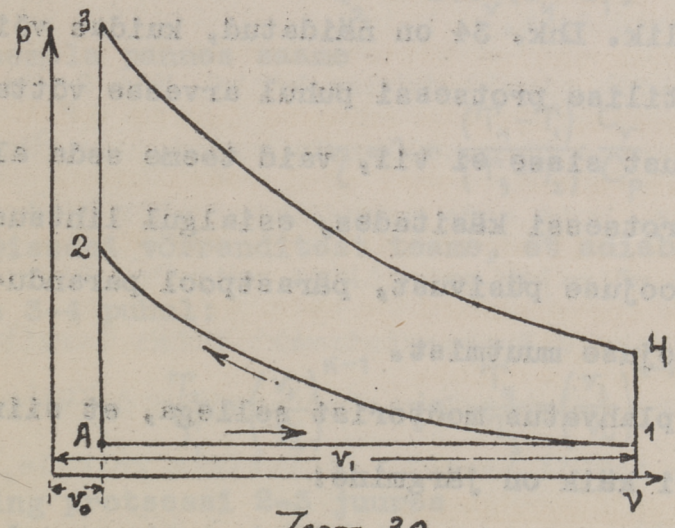
Joon. 28.



Joon. 29.

kuna raskete õlide puhul on tarvitusel erinev konstruktsioon, n.n. Diesel mootor, joon. 29.

Vaatleme esimesena plahvatusmootorit, oletades et erisoojus on püsiv. Täiusliku plahvatusjõu mootori tegevus ja diagramm on järgmine:



Joon. 30.

Punktist A kuni 1 imeb mootor plahvatavate gaaside segu; 1-2 vahel sünnib adiabaatiline kokkusurumine; 2 juures on plahvatus; et plahvatus on konstant mahu juures, siis tõuseb surve kuni 3-ni; 3-4 vahel on adiabaatiline paisumine; punktis4 avaneb väljalaske kraan ja surve langeb jälle konstant mahu juures kuni esialgse surveni 1.

Eelpool nimetatud punktides on gaaside seisukord järgmine:

punkt 1: $T_1 = T_o$ $\quad p_1 = p_o$

punkt 2: $T_2 = T_1\left(\frac{v_1}{v_o}\right)^{\kappa-1}$ $\quad p_2 = p_1\left(\frac{v_1}{v_o}\right)^{\kappa}$

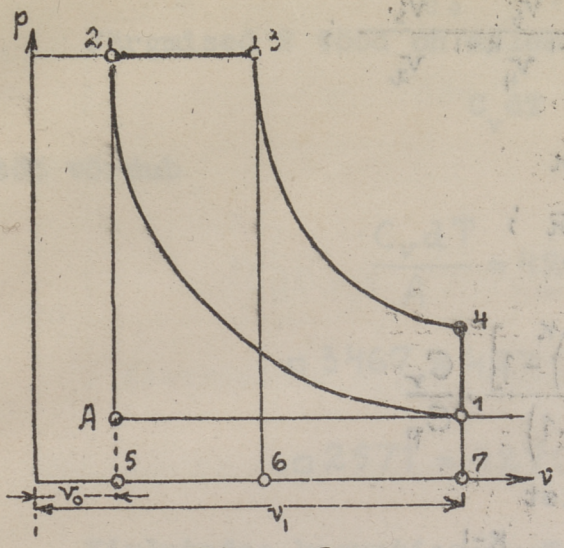
punkt 3: $T_3 = T_2 + \frac{Q}{(C_v)^{T_3}_{T_2}}$ $\quad p_3 = p_2\frac{T_3}{T_2}$

punkt 4: $T_4 = T_3\left(\frac{v_o}{v_1}\right)^{\kappa-1}$ $\quad p_4 = p_3\left(\frac{v_o}{v_1}\right)^{\kappa}$

Ülesanne 10. Gaasi mootoris on kolbe käik 400 mm, tsilindri läbimõõt 250 mm, gaasi küttevõime 5000 Cal/cbm ja gaasi segu sisaldab 1 mahu valgustusgaasi ja 7 mahtu õhku. Määrata: lõpumaht v_o ja esialgne maht v_1, kui kokkusurumisvahekord $\frac{p_1}{p_2} = \frac{1}{8}$ kasutuskraad η; temperatuurid T_2, T_3, T_4 ja rõhumised p_3 ja p_4.

Katseliselt saadakse erinevad väärtused, sest erisoojus muutub temperatuuriga, komprimeerimisruumis jääb gaasi järgi ja põlemine ei ole mitte täielik. Lhk. 34 on näidatud, kuidas võib muutuva erisoojuse adiabaatilise protsessi puhul arvesse võtta. Kuid siin meie seda parandust sisse ei vii, vaid teeme seda alljärgnevalt Dieselmootori protsessi käsitades, esialgul lihtsustatud kujul, oletades erisoojuse püsivust, pärastpool parandusega, arvesse võttes erisoojuse muutmist.

Diesel mootor erineb plahvatus mootorist sellega, et siin põlemisel p = const. Mootori käik on järgmine:
Punktist A kuni 1 sisseimemine; 1-2 adiabaatiline kokkusurumine; 2-3 kütteaine sissepritsimine ja põlemine p = const juures; 3-4 adiabaatiline paisumine; 4-1 põlenud gaaside väljavoolami-



Joon. 31.

ne läbi avatud ventiili.

Gaaside seisukord pöördepunktides on järgmine:

punkt 1: $T_1 = T_0$ $\quad p_1 = p_0$

punkt 2: $T_2 = T_1\left(\frac{V_1}{V_0}\right)^{K-1}$ $\quad p_2 = p_1\left(\frac{V_1}{V_0}\right)^{K}$

punkt 3: $T_3 = T_2 + \frac{Q}{(C_p)_{T_2}^{T_3}}$ $\quad p_3 = p_2$ $\quad V_3 = \frac{GRT_3}{p_2}$

punkt 4: $T_4 = T_3\left(\frac{V_3}{V_1}\right)^{K-1}$ $\quad p_4 = p_3\left(\frac{V_3}{V_1}\right)^{K}$

Diesel mootori töötamise kasukraadi võib avaldada ka järgmiselt:

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} \qquad \eta = 1 - \frac{Q_2}{Q_1}$$

Soojushulgad $Q_1 = G.C_p(T_3 - T_2)$ protsessil 2-3

$Q_2 = G.C_v(T_4 - T_1)$ protsessil 4-1

asemele pannes saame

$$\eta = 1 - \frac{(T_4 - T_1)}{(T_3 - T_2)} \cdot \frac{C_v}{C_p}$$

Poissoni võrranditest teame, et adiabaatiliste protsesside 1-2 ja 3-4 puhul:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{K-1} \quad \text{ja} \quad \frac{T_4}{T_3} = \left(\frac{V_3}{V_4}\right)^{K-1} ; \quad V_4 = V_1$$

ning protsessi 2-3 juures

$$\frac{V_3}{V_2} = \frac{T_3}{T_2}$$

kasvatades neid võrrandeid saame:

$$\frac{T_2 T_4 T_3}{T_1 T_3 T_2} = \frac{v_1^{\kappa-1} \; v_3^{\kappa-1} \; v_3}{v_2^{\kappa-1} \; v_4^{\kappa-1} \; v_2} ;$$

ja koondatult

$$\frac{T_4}{T_1} = \frac{v_3^{\kappa}}{v_2^{\kappa}} ;$$

nüüd asemele pannes:

$$\eta = 1 - \frac{T_1\left[\left(\frac{v_3}{v_2}\right)^{\kappa} - 1\right]}{T\left(\frac{v_3}{v_2} - 1\right)} \cdot \frac{C_v}{C_p}$$

edasi on teada Poissoni võrrandist

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

ja seda asemele pannes saame

$$\eta = 1 - \frac{\left[\left(\frac{v_3}{v_2}\right)^{\kappa} - 1\right]}{\left(\frac{v_3}{v_2} - 1\right)\kappa} \cdot \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}$$

Sellest näeme, et Diesel mootori kasukraad oleneb kompressioonist ja mahtude vahekordadest.

Eelpool nimetatud η käib ainult juhuse kohta, kus C_p ja C_v on püsivad. η väljaarvestamine ilma eelduseta erisoojuse püsivuse kohta on õige tülikas, kuid seda arvestamist võib lihtsustada, tarvitades seal kus võimalik graafilisi metoode. Diesel mootori kasukraad η on vahekord ärakasutatavaks tööks tarvitatud soojuse ΣQ ja kütteaine põlemisel saadud soojuse Q_p vahel. Ärakasutatav töö, mis ühe tsükli kestel üleantakse kolbele, on võrdne pinnale (joon.31)

$$L = \square\, 1234 = \square\, 2356 + \square\, 3467 - \square\, 2571;$$

$$\square\, 2356 = p_2 \cdot (v_3 - v_2) = R(T_3 - T_2);$$

1 cbm jaoks on töö soojuslises mõõdus

$$\gamma_0 R(T_3 - T_2).$$

Järgmised 2 tööd on mõlemad adiabaatilised, s.o.

$$C_v dT + Apdv = 0;$$

töö võrdub

$$\frac{C_v dT}{A} = 427\, C_v dT$$

$$\square 3467 = 427\, C_{v\,\overline{IV}}^{\overline{III}}(T_3 - T_4)$$

$$\square 2571 = 427 C_{v\,\overline{I}}^{\overline{II}}(T_2 - T_1)$$

Kirjutades kasvatise $C_v \Delta T$ asemele resultaadi kaloriates, saame

$$\eta = \frac{\gamma_0 R(T_3 - T_2) + 427 Q_{v\,\overline{IV}}^{\overline{III}} - 427 Q_{v\,\overline{I}}^{\overline{II}}}{427 Q_p} =$$

$$= \frac{\frac{\gamma_0 R}{427}(T_3 - T_2) + Q_{v\,\overline{IV}}^{\overline{III}} - Q_{v\,\overline{I}}^{\overline{II}}}{Q_p} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (27)$$

Nüüd arvestame muutuva erisoojuse juures Dieselis tekkivad surved, temperatuurid, kasukraadi ja soojuseffekti välja.

Ülesanne 11. Dieselis komprimeeritakse 1cbm õhku 0,9 atmosfääri juures kuni $\frac{1}{15,73}$ esialgsest mahust; algtemperatuur on 100°C ja käigu juures sisespritsitava õli kütteväärtus on $Q_p = 622$ Cal/cbm.

Valemist 1hk48 saame, avaldades teda $\frac{T_1}{T_2}$ suhtes:

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(1 - \frac{\alpha T_1}{\kappa_0 - 1}\right)\left(\frac{V}{V_0}\right)^{\kappa_0 - 1} + \frac{\alpha T_1}{\kappa - 1};$$

katseliselt on leitud õhu jaoks

$$\kappa_0 = 1,41; \quad \alpha = \frac{0,572}{10,000}$$

Asetades need väärtused, saame

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(1 - \frac{0{,}572.373}{4100}\right) \frac{1}{15{,}73^{0{,}41}} + \frac{0{,}572.373}{4100} =$$

$$= \frac{0{,}9481}{15{,}73^{0{,}41}} + 0{,}0519 = 0{,}358.$$

Sellest järgneb

$$T_2 = \frac{100 + 273}{0{,}358} = 1041^\circ K^{1)}; \quad t_2 = 768^\circ.$$

Komprimeerimise surve p_1 arvestame välja vahekorrast

$$\frac{p_2 v_2}{T_2} = \frac{p_1 v_1}{T_1}$$ (vaata lhk. 9)

ja leiame

$$p_2 = p_1 \cdot \frac{v_1}{v_2} \cdot \frac{T_2}{T_1} = \frac{0{,}9 . 15{,}73}{0{,}358} = 39{,}6 \text{ atm.}$$

Kokkusurumistöö (kalooriates) on joon.32 peal äramõõta; ta võrdub $Q_{vII} - Q_{vI}$, joonestusel e-a = 159 cal/cbm.

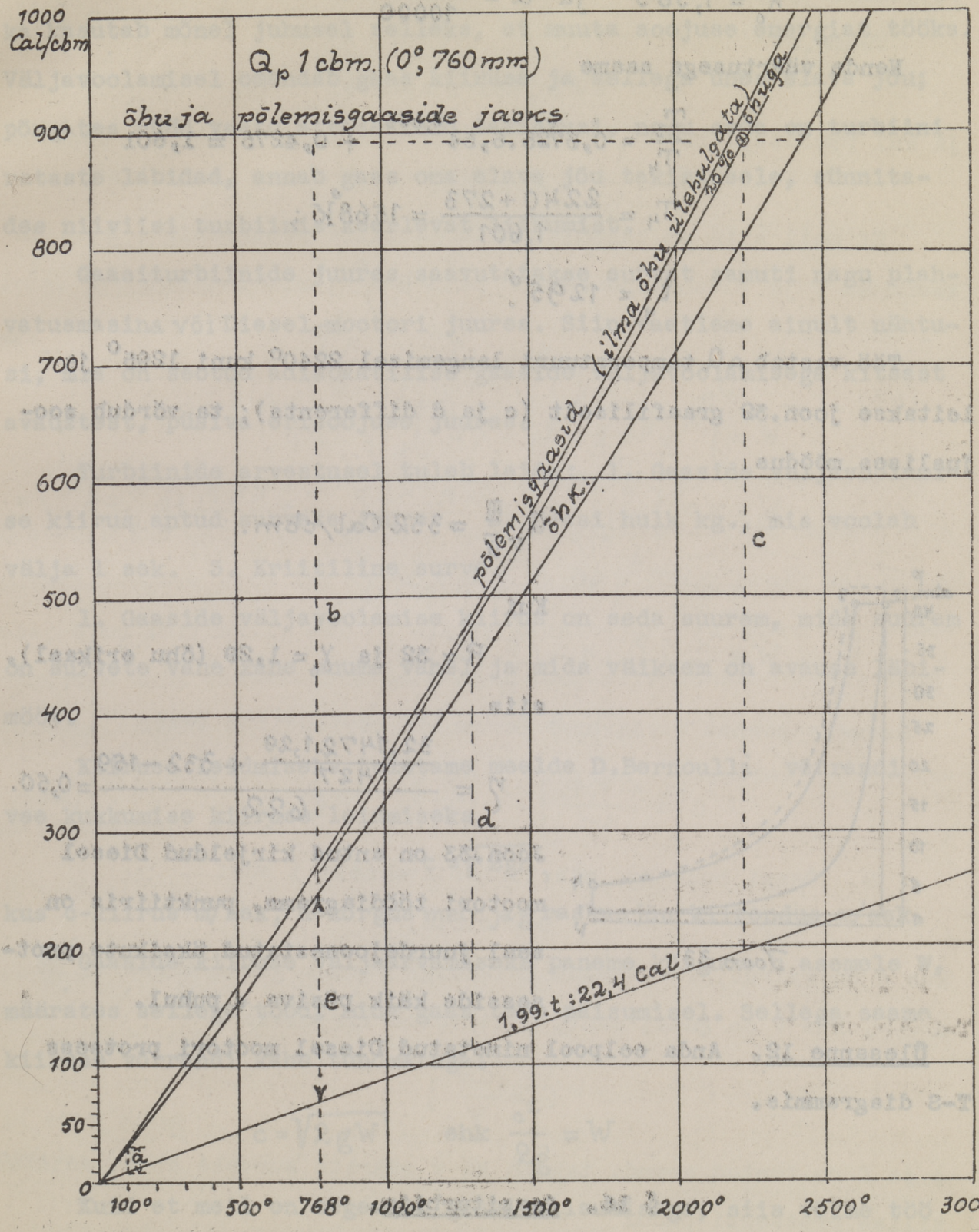
Protsessil 2-3 (kütteaine põlemisel püsiva surve juures) on Q_p = 622 cal ja $t_2 = 768^\circ$. Joon. 32 leiame graafiliselt (pikkus b), et põlemisgaasid 20 % üleliigse õhuga sisaldavad seda soojushulka $2240^\circ = t_3$ juures. Põlemisel gaasi maht kasvab $\frac{v_3}{v_2} = 2{,}405$ korda ja võrdub

$$\frac{2{,}405 - 1}{15{,}73 - 1} = 0{,}095 \text{ (ehk 9,5 \% esialgsest mahust).}$$

Protsessil 3-4 ei saa T_4 väljaarvestamisel endiseid väärtusi k_o ja α jaoks tarvitada, kuna meil ei ole enam tegemist puhta õhuga. Põlemisgaaside jaoks, mis sisaldavad 20 % õhku, võrdub

---

1) K - absoluut temperatuurid (Kelveni skaala).


1000
Cal/cbm
Qp 1 cbm. (0°, 760 mm)
õhu ja põlemisgaaside jaoks
900
800
700
600
500
400
300
200
100
50
0
100°
500°
768°
1000°
1500°
2000°
2500°
3000°C.
põlemisgaasid (ilma õhu ülehulgata)
20% õhuga
õhk.
1,99.t : 22,4 Cal
a
b
c
d
e

Joon. 32.

$$\kappa_0 = 1{,}383 \quad \text{ja} \quad \alpha = \frac{0{,}652}{10000}.$$

Nende väärtusega saame

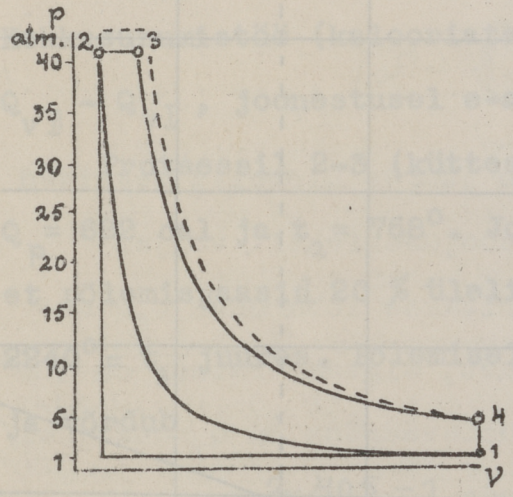
$$\frac{T_3}{T_4} = 0{,}5725 \cdot 6{,}54^{0{,}383} + 0{,}4275 = 1{,}601$$

$$T_4 = \frac{2240+273}{1{,}601} = 1568^\circ K;$$

$$t_4 = 1295^\circ.$$

Töö vastab ΔQ temperatuuri langemisel 2240° kuni 1295° ja leitakse joon.32 graafiliselt (c ja d differents); ta võrdub soojuslises mõõdus

$$Q_{v\,\overline{IV}}^{\overline{III}} = 332 \text{ Cal/cbm}.$$



Joon. 33.

Kui

$$R = 32 \text{ ja } \gamma_0 = 1{,}29 \text{ (õhu erikaal)},$$

siis

$$\eta = \frac{\frac{32 \cdot 1472 \cdot 1{,}29}{427} + 332 - 159}{622} = 0{,}50.$$

Joon.33 on antud kirjeldud Diesel mootori töödiagramm, punktiiris on seal juurdejoonestatud üksikute protsesside käik püsiva c puhul.

<u>Ülesanne 12</u>. Anda eelpool nimetatud Diesel mootori protsess T-S diagrammis.

§ 16. <u>Gaasiturbiin</u>.

Gaaside väljavoolamine kinnisest anumast suurema surve alt

läbi väikese avause ruumi madalama survega on nähtus, mida tehnika kasutab mõnel juhusel selleks, et muuta soojuse energiat tööks. Väljavoolamisel omandab gaas kiiruse ja sellega ühes elava jõu; põrgates nüüd vastu etteseatuid takistusi, nagu seda on turbiini rataste labidad, annab gaas oma elava jõu takistusele, sünnitades niiviisi turbiinis keerlevat liikumist.

Gaasiturbiinide juures saavutatakse survet samuti nagu plahvatusmasina või Diesel-mootori juures. Siin vaatleme ainult nähtusi, mis on seotud adiabaatilise gaaside väljavoolamisega kitsast avaustest, püsiva erisoojuse juures.

Turbiinide arvestusel tuleb leida: 1. Gaaside väljavoolamise kiirus antud survete juures. 2. Gaasi hulk kg., mis voolab välja 1 sek. 3. Kriitiline surve.

1. Gaaside väljavoolamise kiirus on seda suurem, mida suurem on survete vahe kahe anuma vahel ja mida väiksem on avause läbimõõt.

Kiiruse leidmiseks tuletame meelde D.Bernoulli võrrandi vee kukkumise kiiruse leidmiseks

$$c = \sqrt{2gh},$$

kus c-kiirus m/sek; h-kõrgus meetrites ja g raskusjõu kiirendus m/sek.

Gaaside kiiruse väljaarvamiseks paneme kõrguse h asemele W, määrates sellega tööd, mida gaas teeb paisumisel. Sellega saame kiiruse võrrandi kahe tundmatuga:

$$c = \sqrt{2gW} \quad \text{ehk} \quad \frac{c^2}{2g} = W$$

Kuid et meil on tegemist gaasi paisumisega, siis võime töö

väljendada p ja v abil.

Teame, et

$$W = pv, \text{ kui } p = \text{const},$$

ja kui $p \neq \text{const}$, siis

$$dW = vdp.$$

Et meil siin on tegemist adiabaatilise protsessiga, siis on teada ka p ja v vaheline suhe: $pv^{\kappa} = p_1 v_1^{\kappa}$; nii leiame:

$$W = \int_{p}^{p_1} v\,dp\,; \quad pv^{\kappa} = p_1 v_1^{\kappa}\,; \quad v = \frac{p_1^{\frac{1}{\kappa}} v_1}{p^{\frac{1}{\kappa}}}$$

$$W = \int_{p}^{p_1} p_1^{\frac{1}{\kappa}} v_1 p^{-\frac{1}{\kappa}}\,dp = v_1 p_1^{\frac{1}{\kappa}} \int_{p}^{p_1} p^{-\frac{1}{\kappa}}\,dp$$

$$W = v_1 p_1^{\frac{1}{\kappa}} \left| \frac{p}{1-\frac{1}{\kappa}} \right|_{p}^{p_1} = v_1 p_1^{\frac{1}{\kappa}} \frac{p_1^{1-\frac{1}{\kappa}} - p^{1-\frac{1}{\kappa}}}{1-\frac{1}{\kappa}} = \frac{\kappa v_1 p_1^{\frac{1}{\kappa}}}{\kappa-1} \left(p_1^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - p^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right) =$$

$$= \kappa \frac{v_1 p_1^{\frac{1}{\kappa}}}{\kappa-1} \left(1 - \frac{p^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}}{p_1^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}} \right) \cdot p_1^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}\,;$$

$$W = \frac{\kappa \cdot v_1 p_1}{\kappa-1} \left[1 - \left(\frac{p}{p_1} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right].$$

Asemele pannes W väärtuse Bernoulli võrrandisse saame

$$c^2 = \frac{\kappa \cdot v_1 p_1}{\kappa-1} \left[1 - \left(\frac{p}{p_1} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right] 2g \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (28)$$

2. Gaasi hulk kg, mis voolab avausest 1 sek.

$$G = c.f.d,$$

kus c on kiirus, f - avause põiklõige ja d - gaasi erikaal. Et $d = \frac{1}{v}$, kus v on gaasi maht, siis võime kirjutada

$$G = \frac{c.f}{v}\,;$$

c ja f on tuntud arvud, tahame ka v määrata survete abil. Adiabaatilise protsessi puhul

$$pv^{\kappa} = p_1 v_1^{\kappa}, \quad v = v_1 \left(\frac{p_1}{p}\right)^{\frac{1}{\kappa}}$$

$$G = \frac{cf}{v_1}\left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{1}{\kappa}};$$

asetades c asemele eelpool leitud väärtuse, saame:

$$G = f\sqrt{2g\frac{\kappa v_1 p_1}{\kappa-1}\left[1-\left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}\right]}\cdot\frac{1}{v_1}\left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{1}{\kappa}};$$

viies viimahe liige ka juure alla ja koondades, mis võimalik, saame:

$$G = f\sqrt{2g\frac{\kappa}{\kappa-1}\cdot\frac{p_1}{v_1}\left[\left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{2}{\kappa}}-\left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa}}\right]} \quad \ldots\ldots\ldots (29)$$

3. G on siin väljaarvatud $\frac{p}{p_1}$ funktsioonina. Teoreetiliselt kasvab G kui $\frac{p}{p_1}<1$ kuni teatava survete vahekorrani ja hakkab siis uuesti langema, ning kui $\frac{p}{p_1}=0$, siis ka G = 0. Tegelikult asi nii ei ole; G on küll null, kui $\frac{p}{p_1}=1$ ja tõusab järjest murru $\frac{p}{p_1}$ vähenemisega kuni teatava piirini, ning jääb siis konstantseks. Seda survete vahekorda, kus G = max. nimetakse kriitiliseks.

Kriitilise surve, s.o. p = max., leiame arvestades, kui võtame teguri

$$\left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{2}{\kappa}}-\left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa}}$$

esimese tuletise ja võrdume selle nulliga:

$$\frac{2}{\kappa}\left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{2}{\kappa}-1}-\frac{\kappa+1}{\kappa}\left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{1}{\kappa}}=0,$$

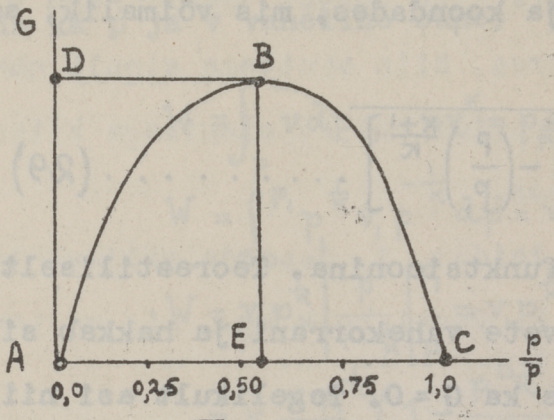
ja siit saame:

$$\frac{p}{p_1}=\left(\frac{2}{\kappa+1}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}}$$

Asetades nüüd leitud võrrandi survete vahekord kiiruse võrrandisse, saame kriitilise väljavoolu kiiruse:

$$c_0 = \sqrt{2g \frac{\kappa}{\kappa+1} p_1 v_1} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (30)$$

Graafiliselt võib kujutada gaasi väljavoolu hulga muutumist survete muutumisega järgmiselt (joon. 34).



Joon. 34.

Teoreetiline kõverik oleks ABC, tegelik aga on DBC. Nagu võrrandist selgub, oleneb gaaside maksimum k väärtusest. Õhu jaoks on $\frac{p}{p_1}$ suurus G maksimumi puhul

$$\left(\frac{p}{p_1}\right)_{kr} = 0{,}528.$$

§ 17. Küllastatud aurude üldomadused.

Aurudeks nimetakse sarnaseid gaasilisi kehasid, mis juba õige väikesel temperatuuri alanemisel kondenseeruvad, s.o. lähevad üle vedelikudeks, ehk harvem kindla seisusse.

Tehnikas on kõige tähtsam aur - vee aur, kuid tarvitatakse ka süsihappe (CO_2), ammoniaki (NH_3), väävlihappe (SO_2) aurusid.

Lähemalt aurusid vaadates selgub, et tuleb vahet teha kahe auru liigi vahel: 1) küllastatud aurud (ka "märg" aur - vedela vee ja vee auru segu kuulub selle liiki), mis asuvad ühes ruumis ja soojuslistes tingimustes vedelikuga, millest nad tõusnud, ja 2) küllastamata aurud ("kuiv" aur), mille kõrval ühes ruumis vedelas olekus aine püsida ei või; kõrge temperatuur (ülekuumendus)

ehk surve alanemine on küllastamata auru tekkimise tingimised.

Vaatleme lähemalt küllastatud veeauru omadusi. Karakter-võrrandit üldisel kujul küllastatud vee auru jaoks, mis seoks survet, mahtu ja temperatuuri, s.o. kus

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

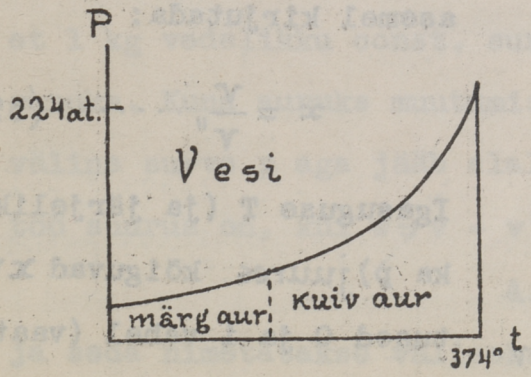
pole ülesseatud. Küll võib aga võrrandit seada eraldi kahe kaupa võetud tingimiste suhtes, nimelt:

1. Surve p ja temperatuuri T vahel,
2. Surve p ja mahu v vahel,
3. Temperatuuri T ja mahu v vahel.

1. Küllastatud aurul vastab igale survele ainult üks kindel temperatuur, mida nimetakse tema küllastus temperatuuriks, s.o. temperatuur, mille juures kondenseerub aur ehk keeb vedelik antud surve all. Küllastatud aurusi iseloomustab tingimine, et aurusurve p ainult äraripub temperatuurist T, s.o.

$$p=f(T).$$

Kui näit. püsiva T juures katsuda survet tõsta, juurelisades kinnises nõus auru, siis jääb p muutmatuks ja jurdelisatud aur veeldub.



Joon. 35.

Vee auru jaoks on temperatuuri äraripuvus survest mitmete teadlaste poolt katseliselt määratud; mitmed valemid on ettepandud, kuid sagedamini leiavad tarvidust eksperimentaalsete katsete tabelid (näit. tabel

lkg.69, esimene ja teine lahter). Selle funktsiooni üldkuju on näha joon.35.

2. Vahekord p ja v vahel, T=const. juures, s.o. isotermilisel protsessil, on õige lihtne. Kuna küllastatud auru puhul T= const. juures ka tema surve p= const., siis võib v kasvada ainult aurus sisalduva vee aurutamise tagajärjel ja kahaneda auru veeldumise tõttu, nii siis isotermilisel paisumisel märg aur läheb kuivemaks, ja kokkusurumisel - märjemaks. Kui 1 kg (v cbm) märga auru sisaldab x kg veeta auru (erimahuga v") ja 1-x kg vett (erimahuga v'), siis võime kirjutada:

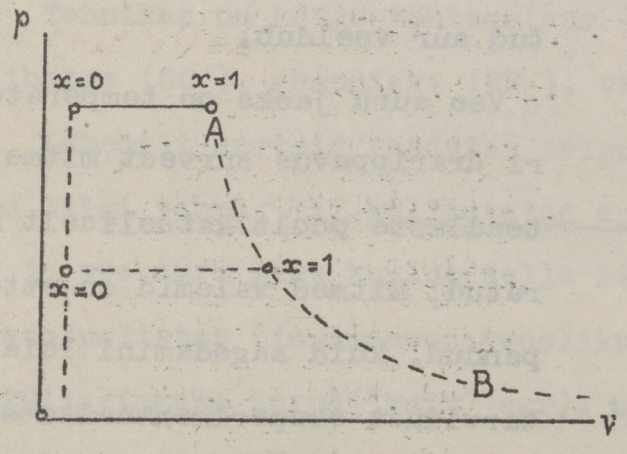
$$v = xv'' + (1-x)v',$$

kust

$$x = \frac{v - v'}{v'' - v'} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (31)$$

Vedeliku erimaht v' võrreldes auru erimahuga on õige väike ja tehniliste arvestuste juures võib teda küllaldase täpsusega panna

$$v' = 0{,}001 \text{ cbm/kg}.$$



Joon. 36.

Sellepärast võime (31) asemel kirjutada:

$$x = \frac{v}{v''} \quad \ldots\ldots (32)$$

Igasuguse T (ja järjelikult ka p) juures kõiguvad x väärtused 0 ja 1 vahel (vaata joon. 36); madalama surve

juures vastab juhusele x = 1 suurem erimaht ja piirikõverik AB, s.o. kõverik mis piirab küllastatud auru valda küllastamata aurudest, on hüperbel; Zeuner on selle piirkõveriku jaoks valemi väljatoonud

$$p.v^{1,0646} = 1,7618,$$

kus p ja v on antud tehnilises mõõdus. $\frac{kg}{cm^2}$ ja m^3

3. Suhte T ja v vahel annab Clapeyroni valem (19)

$$\frac{r}{v_2 - v_1} = AT\frac{dp}{dT},$$

kus v_2 on auru maht, v_1 vedeliku maht ja r auramissoojus.

Kogu auru soojuse sisu koosneb: 1. vedeliku soojusest ja 2. auramissoojusest.

1. Vedeliku soojuseks nimetatakse soojuse hulka, mis kulub, et vedelikku $t_o = 0^o$ C ja v_1 mahust soendada kuni temperatuurini t ja mahuni v', mille juures antud vedelik ühtlase surve juures hakkab keema. Seda soojust nimetatakse q ja ta on

$$q = \int_o^t c\,dt,$$

kus c on vedeliku erisoojus const. surve juures.

2. Auramissoojuseks r nimetatakse soojuse hulka, mis kulub, et 1 kg vedelikku const. surve juures t^o juures muuta kuivaks auruks. Kuna auruks muutumisel vedeliku maht suuresti paisub, väline surve p aga jääb alaliseks, siis teeb keha tööd. Selle töö suurus on, kui w = v - v' = mahu suurenemine:

$$A.p.w,$$

ja seda nimetatakse väliseks peidetud soojuseks. Sisemiste jõudude äravõitmiseks kulub ka soojust, mida märgime ρ ja mille

suurus on

$$\varsigma = r - Apw.$$

ς nimetame sisemine peidetud soojus.

Kogu auru soojuse sisu λ on soojus, mis kulus, et vedelikku 0° pealt alalise surve juures muuta kuivaks auruks keemise temperatuuri juures:

$$\lambda = q + r \quad \ldots\ldots\ldots \quad (33)$$

või

$$\lambda = q + \varsigma + Apw.$$

Märja auru juures tuleb aurutamise soojuse juures arvesse võtta veeta auru sisaldavus kõne all olevas märjas aurus, s.o. tema küllastuse kraadi; meie saame märja auru soojussisu, kui küllastuse kraadi märgime x:

$$\lambda = q + x.r.$$

Ülevaated, kuidas muutuvad q ja r temperatuuriga, pakkub aurutabel lkg 69.

Ülesanne 13. Kui suur on 1 kg märja auru ($x = 0,9$) erimaht ja soojuse sisu $p = 8$ kg/qcm juures ?

§ 18. Ülekuumendatud aur.

Küllastamata suru jaoks ei ole maksev valem

$$p = f(T),$$

kuid tema jaoks võib samuti kui reaalgaasidele ülesseada seisuvalemi. Sarnased valemid on küllastamata veeauru jaoks antud mitmete teadlaste poolt. Nimetame neist

KÜLLASTATUD VEEAURU TABEL.

Temp. t°	Surve p kg/qcm	vee eri-kaal kg/l	auru eri-kaal kg/cbm	vee soo-jus q cal/kg	aurutus-soojus r cal/kg
0	0,0062	1,00	0,0048	0,00	594,8
20	0,024	1,00	0,017	20,1	584,3
40	0,075	0,99	0,051	39,9	574,0
60	0,203	0,98	0,130	59,9	562,9
80	0,483	0,97	0,294	79,9	551,1
90	0,715	0,96	0,422	89,9	545,0
100	1,03	0,96	0,60	100,0	538,7
110	1,46	0,95	0,83	110,1	532,1
120	2,02	0,94	1,12	120,2	525,3
130	2,75	0,93	1,50	130,5	518,2
140	3,68	0,92	1,97	140,7	510,9
150	4,85	0,92	2,55	150,9	503,8
160	6,30	0,91	3,25	161,2	496,6
170	8,07	0,90	4,11	171,6	489,4
180	10,21	0,89	5,14	182,0	482,2
190	12,78	0,88	6,35	192,6	474,7
200	15,84	0,86	7,77	203,1	467,0
220	23,62	0,84	11,38	224,6	450,2
240	34,08	0,81	16,29	246,3	433
260	47,76	0,78	22,94	268,4	411
280	65,27	0,75	31,85	290,9	383
300	87,41	0,72	44,64	314,0	347
320	114,86	0,69	62,89	340,3	304
340	148,60	0,63	93,02	372,6	246
360	189,6	0,56	149,9	413,4	168
374	224,2	0,34	344,8	499,3	0

1. G. Zeuner'i oma:

$$pv = 0{,}00509\ T - 0{,}193^{0{,}25}\ p^{0{,}25} \quad (35)$$

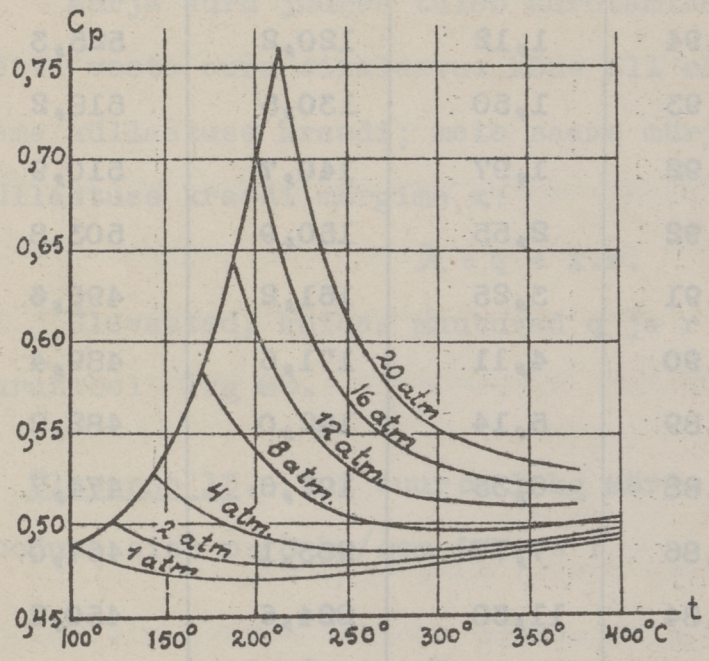
2. Tumlirtz'i oma:

$$p(v + 0{,}016) = 0{,}00471\ T \quad (36)$$

3. Callendar'i oma:

$$p\left[v + 0{,}075\left(\frac{273}{T}\right)^{\frac{10}{3}}\right] = 0{,}0047\ T \quad (37)$$

Kõigis neis võrrandeis on p kg/m^2 ja v m^3 tehnilistes üksustes: p = 10000 kg/qm ja v = cbm.



Joon. 37.

Enne peeti ülekuumutatud vee auru C_p konstantseks temperatuuri muutmisel, ja nimelt võrdseks 0,4805, kuid viimased katsed Müncheni Ülikooli füüsikaalses laboratoriumis tõestavad, et see vaade on ekslik; ülekuumutatud ja vee auru erisoojus muutub temperatuuriga ja survega. Joon. 37 on mõned neist katsete tulemustest kokkuvõtlikult antud survetele 1-20 atm.

Tehniliste arvestuste jaoks kasutatakse nimetatud katsete tulemused kokkuvõetud tabelitesse, milledest järgneb lühikene väljavõtte.

Ülekuumutatud vee auru C_p.

t^0C	1	2	4	8	12	20 atm.
150	0,479	0,492	-	-	-	-
200	0,473	0,485	0,507	0,556	0,615	-
250	0,472	0,482	0,498	0,536	0,575	0,673
300	0,473	0,480	0,495	0,524	0,555	0,619
350	0,474	0,481	0,493	0,517	0,543	0,583
400	-	0,483	0,494	0,514	-	-

Ülesanne 14. Määrata 1 kg kuiva vee auru soojussisu, kui auru surve on 12 atm. ja temperatuur 350° ?

§ 19. Aurude entroopia ja entroopilised protsessid.

Kuna protsesse gaasidega ka kergesti ilma entroopia mõisteta väljatuua ja käsitada võib, on aurudega lugu hoopis teine: ainult entroopiat tarvitusele võttes saame ülevaatliku pildi aurude tööst.

Nagu teada on üldine entroopia väljendus:

$$dS = \frac{dQ}{T}\ ;\quad S = \int_{t_1}^{t_2} \frac{dQ}{T}\ ;$$

Auru entroopia koosneb kolmest osast: 1. vedeliku entroopia soendamisest 0° kuni keemistemperatuurini, 2. aurutamise entroopia, 3. aurude soendamise entroopia.

Vedeliku entroopia leiame järgmiselt:

$$S_1 = \int_{t_1}^{t_2} \frac{c\,dT}{T}\ ;\quad S_1 = c.\ln\frac{T}{T_2}\ ;$$

$S_1 = \ln T_2 - \ln 273$, see on vee jaoks, kui c=1 ja soendamise algtemperatuur on 273°(absoluut).

ehk $S_1 = \ln T_2 - 5{,}609$.

Auruks muutumise entroopia on:

$$S_2 = \int_{t_1}^{t_2} \frac{dQ}{T} = \frac{Q}{T}; \quad S_2 = \frac{r}{T},$$ kui r on aurutamise soojus.

Aurude soendamise entroopia kuni temperatuurini T_2

$$S_3 = \int \frac{dQ}{T},$$

kuna $dQ = C_p (T_2 - T_1)$,

ja väiksemates intervallides $dQ = C_p dT$;

$$S_3 = \int \frac{C_p dT}{T}$$

$$S_3 = C_p \int_{T_2}^{T_1} \frac{dT}{T}.$$

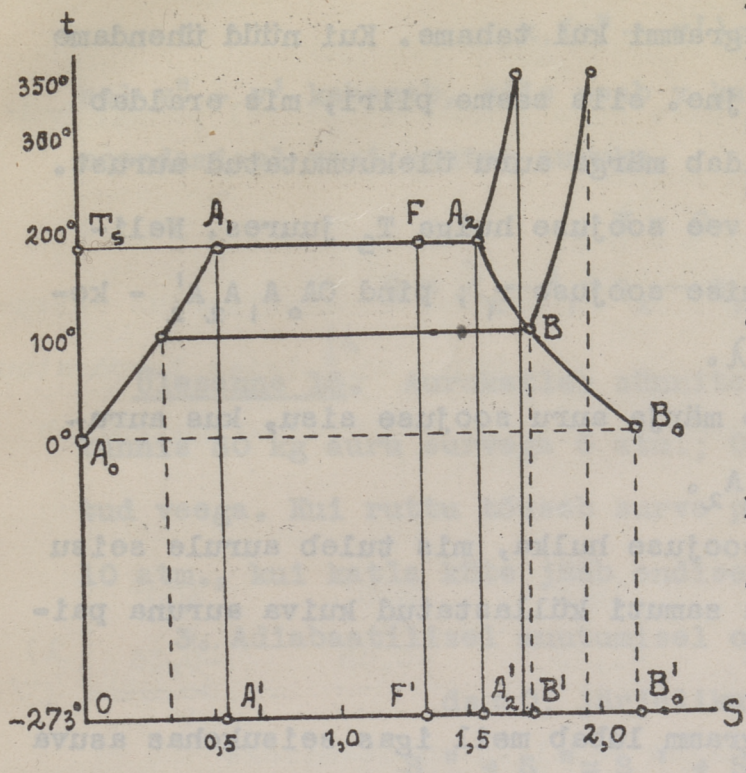
Nagu eelpool nägime ei ole reaalgaaside juures C_p konstant, sellepärast ei ole ka ülekuumutatud aurude jaoks niiviisi arvestatud entroopia täiesti õige, kuid kuni viiekümne kraadilistes piirides võib seda valemit tarvitada ilma suurema veata. Suuremate intervallide jaoks leiame C_p väärtuse tabelist (lhk.71).

Ülesanne 15. Konstruida vee jaoks temperatuuri ja entroopia diagrammi 1 ja 12 atm. rõhumise juures.

I. Vee auru entroopia diagramm 1 atm. juures.

1. Vee soendamise entroopia 0°-100° C:

$$S_1 = C_v \int_{273}^{373} \frac{dT}{T} = C_v \ln \frac{373}{273} = 0{,}35 \text{ Cal.}$$



Joon. 38.

kanname diagrammi abstsissi teljele entroopia suuruse 0,35 cal ja ordinaadile absoluut temperatuuri 373°.

2. Aurutamise entroopia 373° abs. juures r = 539,7 cal.

$$S_2 = \frac{r}{T} = \frac{539,7}{373} = 1,45 \text{ Cal};$$

kanname jälle abstsissi teljele aurutamise entroopia suuruse, kuna ordinaatteljel temperatuur jääb endiseks.

3. Soendame auru kuni 200° C ehk 473° abs. Auru soendamise entroopia on:

$$S_3 = C_p \int \ln \frac{T_2}{T_1} = 0,479 \ln \frac{473}{373} = 0,148 \text{ Cal};$$

kanname ka need suurused ära diagrammi.

II. Nüüd kordame samast entroopia arvestust, kuid aurutame vee 12 atm. surve all. Nagu tabelist leiame, keeb vesi 12 atm. all 187° juures ehk 460° abs.

1. $S_1 = C_v \int_{273}^{460} \frac{dT}{T} = 0,52 \text{ Cal.}$

2. $S_2 = \frac{r}{T} = \frac{476}{460} = 1,04 \text{ Cal.}$

3. Kuumutame veel 100° peale auruks muutumist

$$S_3 = 0,58 \int \frac{560}{460} = 0,58 \ln \frac{560}{460} = 0,12 \text{ Cal.}$$

Niiviisi võime konstrueerida ühe koordinaatide telje peale nii mitu auru entroopia diagrammi kui tahame. Kui nüüd ühendame joonega punktid A_0, A_1, A_2 jne. siis saame piiri, mis eraldab vett aurust, joon. A_2B eraldab märga auru ülekuumutatud aurust.

Pind $OA_0A_1A_1'$ kujutab vee soojuse hulga T_s juures. Nelinurk $A_1A_2A_2'A_1'$ kujutab auramise soojuse r_1; pind $OA_0A_1A_2A_2'$ - kogu kuiva auru soojuse sisu λ.

Pind A_0A_1F all kujutab märja auru soojuse sisu, kus aurukülastuse kraad on $A_1F : A_1A_2$.

Pind $A_2'A_2BB_0'$ kujutab soojuse hulka, mis tuleb aurule seisu korras A_2 juure viia, et ta samuti küllastatud kuiva auruna paisuks kuni B_0-ni.

Nii näeme, et see diagramm lubab meil igas seisukohas asuva auru soojussisu määrata.

Selle diagrammi abil võib rida praktikas ettetulevaid küsimusi otsekohe lahendada. Vaatleme siin lihtsamad protsessid küllastatud aurudega.

1. Isotermilisel (ja isobaarilisel) protsessil võrdub

$$W = pdv = p\,(v_2 - v_1);$$

asetades valemist (31) v_2 ja v_1 asemel erimahte ja küllastuse kraade, saame

$$W = p(x_2 - x_1)\,(v'' - v').$$

$$Q = (x_2 - x_1)\,\frac{r}{T}\,T = (x_2 - x_1)\,r.$$

2. Isohoorilisel protsessil on

$$v_1 = v_2 .$$

$$x_1\,(v_1'' - v_1') + v' = x_2\,(v_2'' - v_2') + v'$$

ehk

$x.(v'' - v') = \text{const.}$; kuna surve tõstmisel $v'' - v'$ kahaneb, siis peab x kasvama, s.o. isohoorilisel soendamisel vesi muutub auruks.

$$W = 0$$

$$Q = \lambda_2 - \lambda_1 = q_2 - q_1 + r_2 x_2 - r_1 x_1 .$$

Ülesanne 15. Aurukatlas sünnitakse iga cbm kohta katla mahust tunnis 50 kg auru survega 6 atm.; 0,65 katla üldmahust on täidetud veega. Kui ruttu tõuseb surve peale aurutoru sulemist kuni 10 atm., kui katla küte jääb endiseks.

3. Adiabaatilisel muutumisel on

$ds = 0$; järjelikult on

$$S_1'' + S_2'' = S_1' + S_2', \quad \text{ehk}$$

$$S_1'' + \frac{x_2 r_2}{T_2} = S_1' + \frac{x_1 r_1}{T_1} ,$$

Kuna väärtused S_1 ja $\frac{r}{T}$ on iga temperatuuri jaoks antud vastavates tabelites, võib eelpool nimetatud valemi abil x_2 väljaarvestada, kui tuntud on x_1. Lihtsam on siin graafiline arvestus T-S-diagrammil, kus x-jooned sissekantud (vaata joon.40); otsime üles punkti, kus T_1 vastav horitsontaal lõikab esialgse küllastusjoone x_1; sellest punktist tõmbame perpendikulaarselt S-teljele sirgjoone kuni horitsontaalini T_2 ja leiame, missuguse küllastusjoone x_2 ta selles horitsontaalis lõikab.

Vaatleme lähemalt, kuidas x muutub adiabaatilisel paisumisel. Selleks jaotame väikese soojushulga dQ, mis vee ja auru segule juurdelisatakse, kolme ossa:

a) dQ_1, mis kulutakse vee soendamiseks

$$dQ_1 = (1-x)c'dT,$$

kus c' on vee erisoojus.

b) dQ_2, mis kulutakse auru soendamiseks sel puhul, kui ta oma küllastuskraadi alal hoiab

$$dQ_2 = x.h\ dT.$$

Siin on h kuiva küllastatud auru erisoojus, s.o. erisoojus seisudes, mis vastavad piirkõverikule. Vee jaoks on h laias temperatuuri piirkonnas negatiivne; tema muutumist temperatuuriga näitab järgmine tabel.

t	=	0°	50°	100°	200°	300°	
h	=	-1,92	-1,46	-1,13	-0,68	-0,36	1)

c) dQ_3, mis kulutakse vedeliku aurutamiseks

$$dQ_3 = rdx.$$

---

1) Valemi h-väärtuste väljaarvestamiseks leiame järgmiselt: Differentsides valemi (34) saame:

$$dQ = d\lambda = dq + d(xr) = dq + T\,d\left(\frac{xr}{T}\right);$$

tingimisel, kui x = const $\left(\frac{dQ}{dT}\right) = h$,
ja asetades

$$dq = cdT$$

ning $$d\left(\frac{r}{T}\right) = \frac{Tdr - rdT}{T^2} = \frac{1}{T}\left(\frac{dr}{dT} - \frac{r}{T}\right)dT,$$

leiame

$$h = c' + x\left(\frac{dr}{dT} - \frac{r}{T}\right) \ldots\ldots\ldots (38)$$

Kuna c' vee erisoojus, x piirkõverikul = 1, ja r äraripuvus temperatuurist

$$r = 606,5 + 0,305\ t - c't,$$

siis on

$$\frac{dr}{dT} = 0,305 - c',$$

ja

$$h = 0,305 - \frac{r}{T}.$$

Nii siis

$$dQ = dQ_1 + dQ_2 + dQ_3 = (1-x)c'dT + xhdT + rdx.$$

Kuna

$dQ = 0$, siis on

$$dx = -\frac{1}{r}\left[c' - (c' - h)\,x\right] dT.$$

Adiabaatilisel paisumisel kahaneb p ja järjelikult ka T:

$$dT < 0.$$

Positiivse dx, s.o. vedeliku auramist, saame, kui

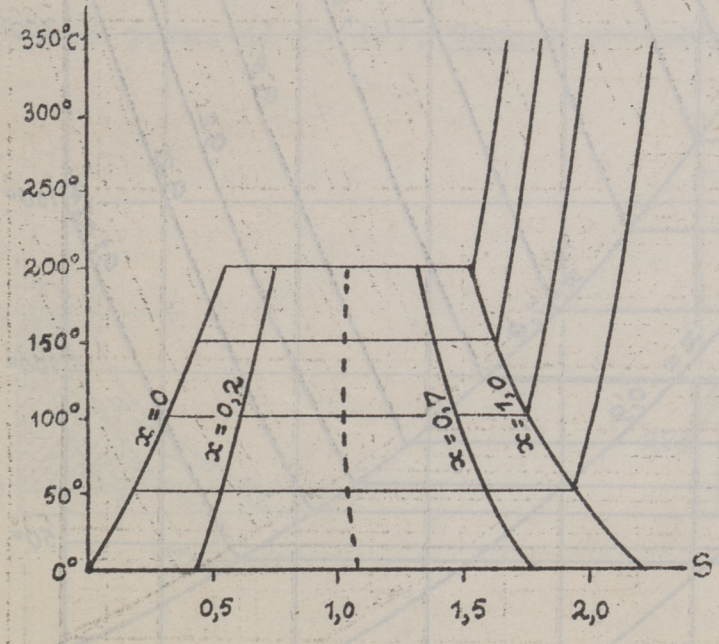
$$c' > (c' - h)\,x; \quad x < \frac{c'}{c'-h}.$$

Ümberpöördult, kui

$$x > \frac{c'}{c'-h},$$

siis on $dx < 0$,

ja aur osalt veeldub.



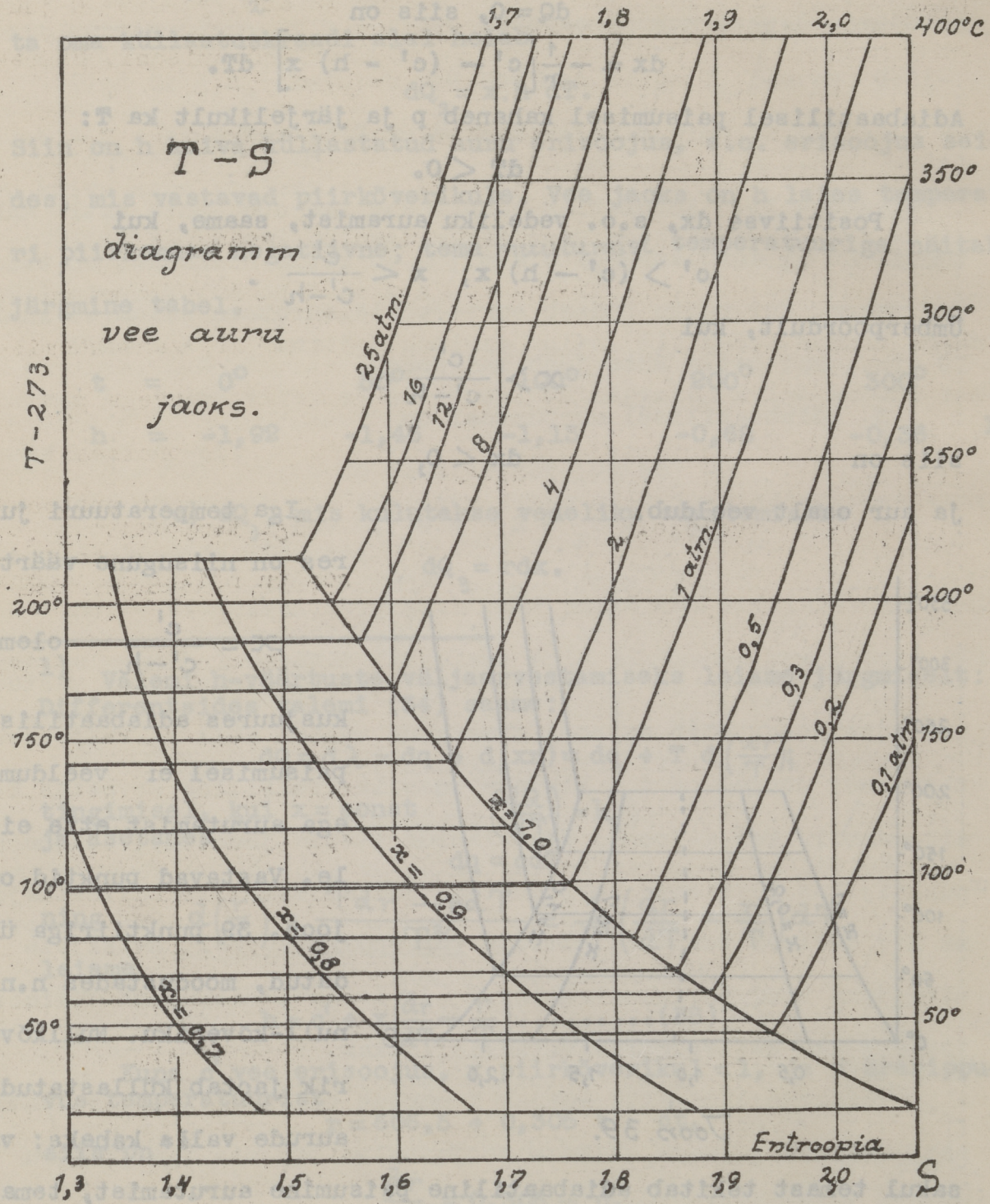
Joon. 39.

Iga temperatuuri juures on niisugune väärtus

$$x = \frac{c'}{c'-h}$$ olemas,

kusjuures adiabaatilisel paisumisel ei veeldumist ega aurutamist ette ei tule. Vastavad punktid on joon. 39 punktiiriga ühendatud, moodustades n.n. null-kõveriku. Nullkõverik jaotab küllastatud aurude valla kaheks: vasakul temast tekitab adiabaatiline paisumine aurutamist, temast paremal - veeldumist.

Adiabaatilisi (isentroopilisi) muudatusi ülekuumutatud aurudega



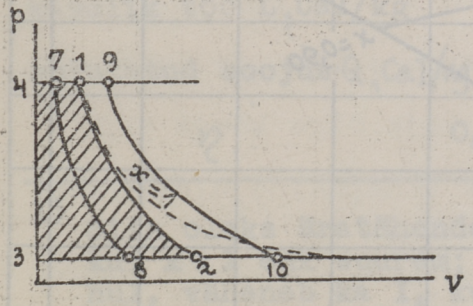
Joon. 40.

ja nende üleminekul küllastatud aurudeks võib kergesti jälgida T-S-diagrammil (Joon.40).

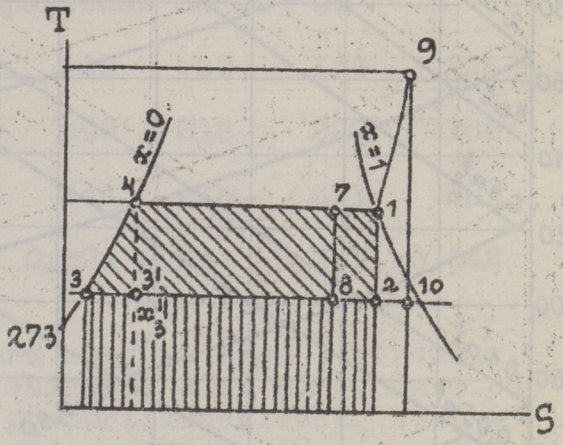
Ülesanne 16. Ülekuumendatud veeaur 12 atm. ja 270° C juures paisub adiabaatiliselt kuni 1 atmosfääri rõhumiseni. Määrata auru küllastuse kraad lõpuseisus.

§ 20. Aurumasinad ja auruturbiinid.

Ideaalsete aurumasinate (ja turbiinide) töödiagramm on piiratud kahe survega (ehk küllastute aurude puhul, kahe keemistemperatuuriga), katlasurvega p ja kondensaatori survega p_o. Praktikas töötab masin praegusel ajal harva Carnot protsessi järele, sagedamini Rankine - Clausius'i järele. Mõlemi protsessi vahe seisab äratöötanud auru veeldumise metoodis (vaata diagrammid joon. 41 ja 42); Carnot protsessil, näit. 4783', ära-



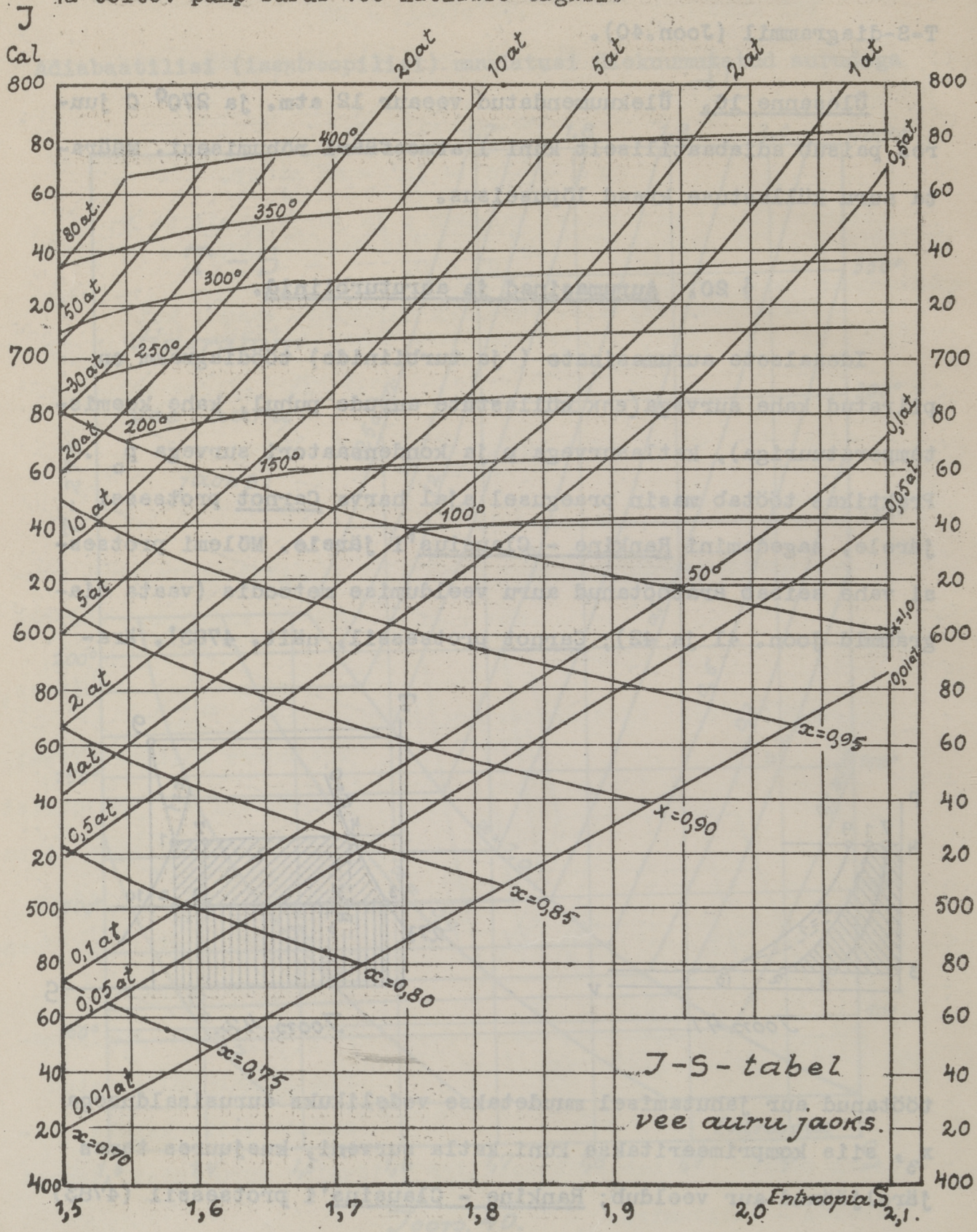
Joon. 41.



Joon. 42.

töötanud aur jahutamisel muudetakse vedelikuks aurusisaldusega x_3, siis komprimeeritakse kuni katla surveni, kusjuures temas järeljäänud aur veeldub; Rankine - Clausius'i protsessil (4783)

muutub aur intensiivse jahutamise tagajärjel täielikult veeks ja toitev pump surub vee katlasse tagasi.



Joon. 43.

Mõlema aurumasina soojusline kasukraad

$$\eta = \frac{Q_2 - Q_1}{Q_2}$$

võib väljaarvestada, tarvitades tabeli lkg 69. ja diagrammi joon. 40; rutem viib sihile R. Mollier'i poolt kokkuseatud I-S-diagramm, mis otse sisaldab 1 kg veeauru soojussisu väärtusi muutuva x, p ja t juurés (joon. 43) [1].

Ülesanne 18. Väljaarvestada η Carnot ja Rankine-Clausiuse järele, kui $p_1 = 12$ atm. ja $p_0 = 0{,}5$ atmosfääri.

Mida madalam p_0, seda suurem η; on püütud auru ülekuumendamisega ehk p suurendamisega η tõsta, kuid ideaalse aurumasina juures võidetakse nende abinõudega võrdlemisi vähe.

Viimasel ajal töötavad aurumasinad haruldaselt kõrge katlasurvega; ideaalse aurumasina η äraripuvus survest p on näidatud Rankine-Clausiuse protsessi puhul järgnevas tabelis; $p_0 = 0{,}1$ atm., $x = 1$ ja toitvee temperatuur on 20° C.

Surve p atmosfäärides	1	20	40	60	100	225
kasulik töö L, Cal/kg	82	189	209	218	222	165
kulutatud soojus Q, Cal/kg	619	649	647	640	621	481
η	0,133	0,292	0,323	0,341	0,357	0,342

---

1) Siin oleks äratähendada, et auru soojuse sisu I võrdub λ, kui $x = 1$ ehk suurem; kui x on väiksem, s.o. märja auru puhul, väheneb ka I, kuid mitte proportsionaalselt, sest $x = 1$ puhul on

$$I = r + \varsigma + Apdv$$
$$= r + \varsigma + Apd v''$$
$$= r + \varsigma + Ap(v''-v') + Apv';$$

nüüd võrdub (vaata valem 33)

$$\lambda = r + \varsigma + Ap(v''-v')$$

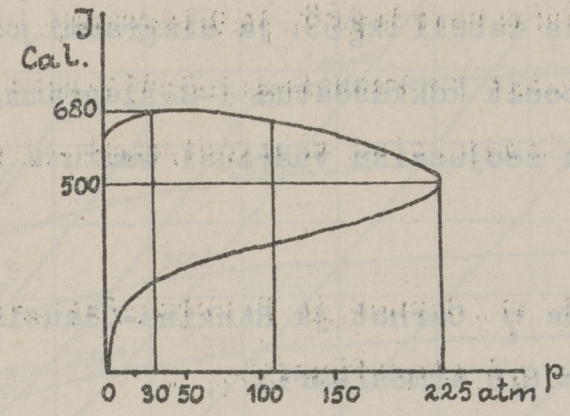
ja

$$I = \lambda + Apv' \quad \ldots\ldots\ldots \quad (39)$$

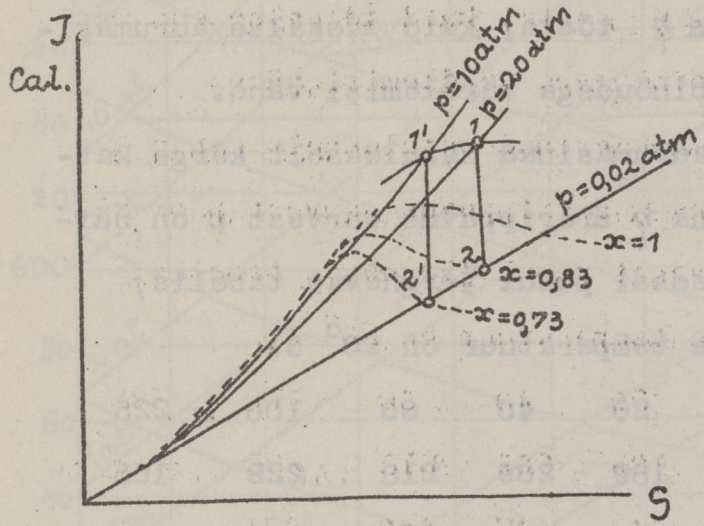
Märja auru jaoks on

$$I_x = x\lambda + Ap(1-x)v'.$$

Üle 100 atm. ei ole tõusu enam märgata.



Joon. 44



Joon. 45.

Veeauru soojuse sisu äraripuvust survest, $x = 1$ juures, pakub joon. 44.

Ärakulutatud soojuse kasukraadi tõstetakse veel aurude sissejuhtimisel toite vette, viimast sel teel eelsoendades; aurud võetakse mitmelt ammutuskohalt auru paisumise ajal masinas.

Peale nimetatud paremusi on kõrgerõhu aurumasinal ka omad pahed. Joonisel 45 on näha, et adiabaatilisel paisumisel on auru x seda suurem, mida kõrgem surve. Sellepärast on vaja õige kõrge auru ülekuumendus, või tuleb tarvitusele võtta vahepealne ülekuumendamine.

<u>Tegelikud aurumasinad</u> töötavad väiksema kasukraadiga kui ideaalne. Nende soojuskaotus sünnib peaasjalikult auru jahutamise tagajärjel tsilindri soojusjuhtivuse tõttu, mis auru osalist veeldumist esile kutsub. Tähtsamad abinõud selle soojusülemineku vähendamiseks on: 1) temperatuuri vahe wähendamine auru

ja teilindri seinte vahele ja 2) auru ülekuumendamine. Ülekuumendatud aurul on soojuse ülemineku tegur umb. 1000 korda väiksem, kui märjal aurul ja selle tõttu ja soojusjuhtivuse läbi sünnitatud kaotused väiksemad.

Auru turbiinides muudetakse analoogiliselt gaasi turbiinidele auru soojuse-sisu elavaks jõuks. Vee auru väljavoolamine sünnib samade seaduste järele, nagu seda leidsime gaasidele, ainult suurus k tuleb vastavalt muuta. Õhu jaoks oli k = 1,41; ülekuumutatud auru jaoks k = 1,3; märja auru jaoks on k = 1,035 + 0,1.x, kusjuures x on auru küllastuse kraad. Kui x = 1, s.o. kui kõik vesi on auruks muutunud ilma et auru temperatuur oleks tõusnud keemis temperatuurist kõrgemale, siis k = 1,135.

Samuti võime ka väljaarvata vee auru jaoks $\left(\frac{p}{p_1}\right)_{krüt}$, C_{max} ja G_{max} millede väärtused on järgmises tabelis antud.

	K = 1,135	k = 1,3
$\left(\frac{p}{p_1}\right)_{krüt}$	0,577	0,546
C_{max}	$3{,}23\sqrt{p_1 v_1}$	$3{,}33\sqrt{p_1 v_1}$
G_{max}	$1{,}9 f\sqrt{\frac{p_1}{v_1}}$	$2{,}09 f\sqrt{\frac{p_1}{v_1}}$

Kitsast avausest väljavoolava auru elav jõud on $\frac{c^2}{2g}$, see elav jõud peab võrduma tööga, mis vabaneb auru adiabaatilisel paisumisel.

Kui nimetame soojuse sisu, mis oli 1 kg aurul enne paisumist J_1 ja pärast paisumist J_2 - siis on mehaaniliseks tööks üleläinud soojuse hulk $I_1 - I_2$ ja see võrdub:

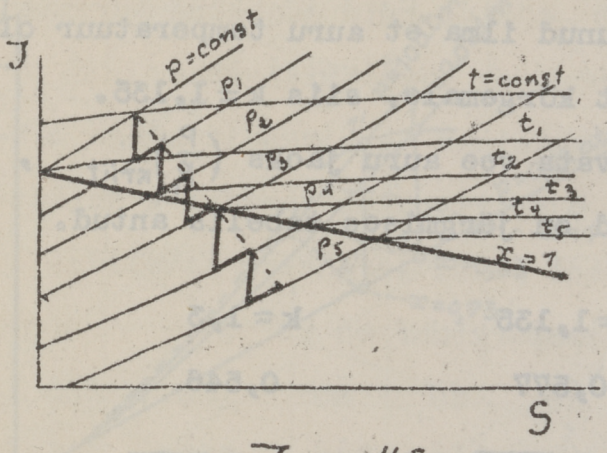
$$I_1 - I_2 = A\frac{c^2}{2g},$$

kui A on soojuse mehaaniline ekvivalent. Siit võime nüüd avaldada kiiruse c

$$c = \sqrt{2g(I_1 - I_2)427} = 91{,}5\sqrt{I_1 - I_2}\ \text{m/sek.}$$

I- suurused, mis on muutuvad ka survega, võib leida tabelitest, kuid lihtsam on neid leida diagrammist, mille konstrueeris R.Mollier (joon.43).

Ülesanne 19. Antud aur 12 atm. all 300° C juures, voolab ruumi, kus rõhumine 2 atm. Leida kiirus.



Joon. 46.

Ettekujutust soojuse ärakasutamisest turbiinis mitmeastmelisel paisumisel pakub joon. 46.

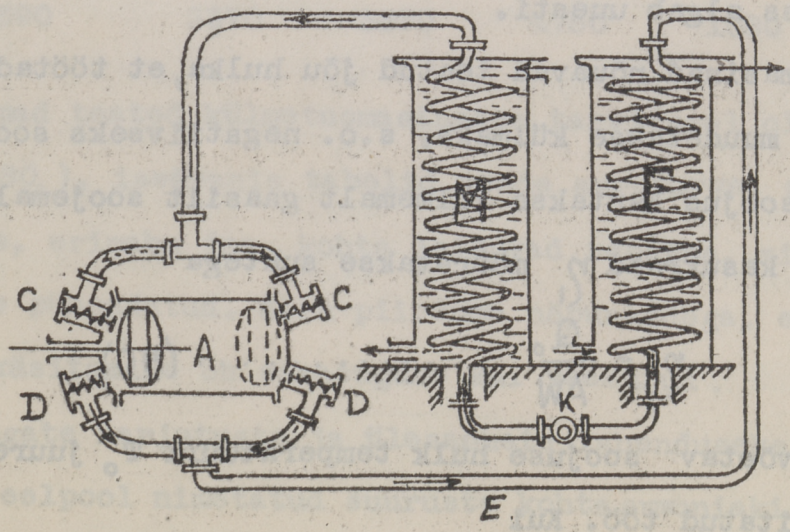
Auruturbiinide kasukraad on märksa suurem kui moodsal aurumasinal. Ka ehitatakse nad praegusel ajal väiksemate ratastega, kui enne, nõnda et nad enam nii palju ruumi ei võta. Suuremad jõu sisseseaded (üle 1000 HP) varustatakse nüüd harilikult auruturbiinidega aurumasinate asemel.

§ 21. Külmetusmasinad.

Kehasi (näit.toiduaineid) võib jahutada, alandades nende soojuse sisu (ja järjelikult ka temperatuuri), tekitades soojusülemineku külmemale kehale. Lihtsamas vormis teostakse seda ja-

hutamisel õhuga, veega ja jahutus segudega. Viimased on tarvitusel, kui nõutakse jahutamist alla 0° C; neis sisalduv jää peab aeg ajalt värskendatama ja selleks tuleb kuumal ajal jäätagavarasi hoida. See on tülikas ja suurte kuludega ja kaotustega seotud, iseäranis kui ümbruskondsoe. Teine võimalus külmema keha valmistamiseks kui ümbritsev õhk avaneb meile vastavate termodünaamiliste protsesside ärakasutamisega, nimelt soojusjõumasinate töötamisel pöördud protsessiga (vaata lhk.31). Kuna iseenesest soojus ainult üleläheb soojemalt kehalt külmemale, võib teda osalt, vastava töö kulutamisega, üleviia külmemalt kehalt soojemale. Iga jõumasinaprotsessi võib pöördud sihis töötades külmetusmasinas äratarvitada. Praktilistel põhjustel tarvitatakse külmetusmasinates protsesse aurudega: SO_2, CO_2, NH_3 ja veeauru.

Skeematiliselt on lihtsama külmetusmasina töö näidatud joon.47; tema koosneb: kompressorist A, ventiilidest CC ja DD,



Joon. 47

survetorustikust E, kondensaatorist F vee jahutamisega, ülemineku ventiilist K surve vähendamiseks ja refrigeraatorist M. Refrigeraatori spiraaltoru on mahutatud 20 % keedusoola lahusse, mis nõus ringi voolab. Soolavesi tarvitatakse mageda vee jahutamiseks alla 0°, s.o. kunstliku jää valmistamiseks, või õhu jahutamiseks; selleks pumbatakse teda läbi torude, mis jahutatava ruumi lae alla kinnitatud. Kui näit. masin töötab ammoniakiga, siis kompressori astub (-10° C juures) ammoniaki aur survega 3 atm.; seal komprimeeritakse tema kuni 12 atmosfäärini. Kondensaatoris jahutakse ammoniak kuni veeldumiseni ja veeldutuna voolab refrigeraatori torustikku. Ventiili abil vähendatakse surve kuni 3 atm. Ammoniak keeb ja peidetud aurumise soojuse annab temale -10° C juures külm keedusoola lahu; keedusoola lahu jahtub sellejuures ja tema temperatuur on alaliselt alla 0°. Ammoniaki aurud survega 3 atm. voolavad refrigeraatorist kompressorisse, saavad kuni 12 atm. komprimeeritud ja ringprotsess algab uuesti.

Külmetusmasinad nõuavad teatud jõu hulka, et töötada; osa sellest jõust muudetakse külmaks, s.o. negatiivseks soojuseks või õigemalt soojus kantakse külmemalt gaasilt soojemale. Külmetusmasinate kasukraad η_1 määratakse suhtega

$$\eta_1 = \frac{Q_0}{AW} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (40)$$

kus Q_0 on äravõetav soojuse hulk temperatuuri T_0 juures ja AW on äratarvitatud töö. Kui

$$AW = Q_1 - Q_0$$

siis võib kirjutada

$$\frac{Q_0}{AW} = \frac{Q_0}{Q_1 - Q_0} = \frac{T_0}{T_1 - T_0}\ ; \quad AW = Q_0 \frac{T_1 - T_0}{T_0}\ ;$$

sellest järgneb, et Q_0 on seda suurem püsiva jõu tarvituse juures, mida väiksem vahe $T_1 - T_0$. Kuna jõumasinate juures kasukraad tõusis selle vahe suurendamisegs ja näit. gaasimasinad on kasulikumad kui aurumasinad, külmetusmasinates on lugu vastupidine.

1 kg NH_3 neelab harilikudes külmetus sisseseadetes aurumisel 279 Cal; 1 kg SO_2 - 79 Cal ja 1 kg CO_2 - 40 Cal. Tuleb aga meeles pidada, et kompressori töö mainitud gaaside veeldumisel pole mitte ühesugune. Kui väljaarvestada, kui palju neelatakse soojust ühe HP-tunni kohta, siis saame järgmised andmed:

NH_3	SO_2	CO_2	H_2O	õhk
5390	5370	3820	4750	1080 Cal

Lähemad teated külmetusmasinates tarvitusel olevate aurude (CO_2, SO_2), iseäranis tabelid nende aurusurve, aurutamissoojuse, erimahu jne. kohta leiduvad teostes, mis külmetusmasinatele pühendatud. Siin piirdume näpunäidega, et põhimõttelikult käsitamine on samasugune kui veeaurul.

Mõningate harjutuste ja ülesannete lahenduseks on toodud siiski tabel eelpool nimetatud suuruste kohta ammoniaki juures.

Ammoniaki tabel.

Temperatur	Survе	Vedeliku erikaal	Auru erikaal	Vedeliku soojus	Aurutis soojus
C°	atm	kg/ltr	kg/cbm	q cal.	r cal
-30	1,1890	0,6715	1,002	-25,51	330,6
-25	1,5085	0,6654	1,250	-21,47	329,1
-20	1,9004	0,6593	1,548	-17,34	327,2
-15	2,3670	0,6532	1,905	-13,13	324,9
-10	2,923	0,6469	2,315	-8,83	322,3
- 5	3,579	0,6405	2,793	-4,47	319,4
0	4,348	0,6341	3,356	0	316,1
+ 5	5,241	0,6275	4,000	+4,54	312,5
+10	6,271	0,6207	4,739	+9,17	308,6
+15	7,451	0,6138	5,555	+13,87	304,4
+20	8,792	0,6067	6,493	+18,66	299,9
+25	10,308	0,5993	7,576	+23,53	295,0
+30	12,009	0,5918	8,772	+28,49	289,7
+35	13,906	0,5839	10,10	+33,52	284,0
+40	16,011	0,5756	11,49	+38,64	278,0

T ä h e l e p a n d u d t r ü k i v e a d.

Lhk.	rida	on trükitud	peab olema
1	9 ü.	.On tehniline termotü-	, on tehnilise termo-
		naamika	dünaamika
2	9 ü.	Garnot	Carnot
	7 a.	tingimust	tingimuse
	4 a.	, milline oleks maksi-	maksimaalsel tööl,
		maalne töö,	
3	3 ü.	thermodünaamika	termodünaamika
4	9 ü.	Barnesm	Barnes
5	7 a.	ülemineku	ülemineku
	6 a.	(Gal)	(Cal)
6	2 a.	jõuga kasvatatud mahu	mahu muutmisel kasva-
		muutmine	tatud jõuga
9	11 ü.	ilma, et	ilma et
	13 ü.	Lõputulemuse	Lõputulemusena
10	5 ü.	10,332L	10,332 tonsi
11	7 ü.	Erisoojuse	Erisoojus
	11 ü.	alaliseks teisel	alaliseks, teisel
14	2 ü.	vahekorda	vahekorra
	5 ü.	juurdeviimisel	juurdeviimisele
15	1 a.	1 kg/cm^2	1 kg/cm^2)
17	9 a.	pdw	pdv
	4 a.	seda väärtust	selle väärtuse
	2 a.	$dW = const. \frac{dv}{v^{\kappa}} = \frac{const}{1-\kappa}($	$dW = const. \frac{dv}{v^{\kappa}}$; $W = \frac{const}{1-\kappa}($ $W = \frac{1}{1-\kappa}(v_2 p_2 - v_1 p_1)$
18	13 a.	lastakse	lastakse adiabaatiliselt

lhk.	rida	on trükitud	peab olema
19	1 a.	sõnadega.	sõnadega:
23	5 ü.	ära annab soojuse Q_3	soojuse Q_3 annab ära
24	7 ü.	kasulikkuse tegevuse	kasulikkuse
25	12 ü.	neega-	nega-
	7 a.	aeg ja	alg- ja
26	1 ü.	$\left(\frac{\partial Q}{T}\right)_6$	$\left(\frac{\partial Q}{T}\right)_b$
28	12 a.	T, S-	T-S-
	6 a.	suurust	suuruse
30	2 a.	aurusse	aurusse ümbruskonnast
	1 a.	Q_1 ja	Q_1, ja
31	13 a.	lõputulemuses	lõputulemuseks
32	17 a.	tekib	tekkiv
	12 a.	pöörda	pöörda,
33	12 a.	kunata	kuna ta
	9 a.	jahutades	jahtudes
	4 a.	lhk.29	lhk.30
34	11 a.	Kui	Kuid
35	8 ü.	potentsiaal	potentsiaalne
	4 a.	analoogia	analoogias
36	7 ü.	liiguvad ruumis	ruumis liiguvad
37	1 ü.	tõenäolisemks	tõenäolisemaks
38	4 a.	ühetasane	ühetasase
	3 a.	Tds	TdS
39	7 a.	Clapayroni	Clapeyroni
42	7 ü.	gaasidele.	gaasidelt reaal gaasidele.
	8 ü.	protsessi	protsess

Lhk.	rida	on trükitud	peab olema
44	3 a.	ettepandud	ettepannud
45	12 a.	$c_p dT$ + Apdv.	$c_v dT$ + Apdv.
47	8 a.	$\frac{\alpha}{K_0 - 1 - T}$	$\frac{\alpha}{K_0 - 1 - \alpha T}$
48	7 a.	$= c_p$	$= \frac{c_p}{T}$
49	1 ü.	$-\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p dp$	$- A\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p dp$
	5 ü.	$-\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p$	$- T\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p$
	9 ü.	on n.n.	n.n.
	10 ü.	-0,310	$-0,31^o$
	12 ü.	juures,	juures),
51	4 a.	$W_2 = p_o v_o$	$W_2 = pv$
	3 a.	$W_3 = pv$	$W_3 = p_o v_o$
52	6 a.	Waalsi	Waalsi valem
53	14 a.	Täiusliku	Täielik
55	6 ü.	$p_3 = p_2$	$p_3 = p_2$;
57	2 a.	$\frac{0,572}{10,000}$	$\frac{0,572}{10000}$
58	1 a.	Kelveni	Kelvini
63	2 ü.	$\left(\frac{p}{p_1}\right)$;	$\left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{1}{K}}$;
	7 ü.	$\left(\frac{p}{p_1}\right)$ -	$\left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{2}{K}}$ -
64	8 ü.	gaaside	gaasi hulga
	7 a.	väävlihappe	väävlishappe
67	6 ü.	tehnilises mõõdus	kg/cm^2, ja m^3.
68	5 a.	suru	auru
70	2 ü.	$0,193^{0,25}$ p	$0,193\ p^{0,25}$
	3 ü.	Tumlirtz'i	Tumlirz'i
	7 ü.	ja v tehnilistes üksustes: p = 10000 kg/qm ja v = cbm.	antud kg/cm^2 ja v kuubmeetrites

Lhk.	rida	on trükitud	peab olema
70	8 a.	ja vee	vee
71	4 a.	soendamisest	soendamisel
75	6 ü.	Ülesanne 15.	Ülesanne 16.
79	3 ü.	Ülesanne 16.	Ülesanne 17.
81	3 ü.	1 kg 69.	1 kg 69
	8 a.	Apd"	Apdv"
82	1 ü.	ei ole tõusu	ei ole η tõusu
87	5 ü.	Kuna jõumasinate	Jõumasinate
	6 ü.	suurendamisegs	suurendamisega
88	2 ü.	Aurutis	Aurutus

EESTI AKADEEMILINE RAAMATUKOGU
1 0200 00144769 1