

Dinamična teorija o plinih.

OD DOPISUJUĆEGA ČLANA SIMONA ŠUBICA, PROFESORA FIZIKE NA SVE-
UČILIŠTU U GRADCU.

*Predano u sjednici matematičko-prirodoslovnoga razreda jugoslavenske akademije
znanosti i umjetnosti 26. ožujka 1874.*

U v o d.

1. §. Atomistična teorija o truplih sploh.

Mehanična teorija o toploti, ki se opira na živo molekularno moč po truplih, uči da toplota izvira iz kakega tresočega ali vibrajočega gibanja med trohincami po truplih ali med njihovimi atomi in moleküli. Toplotna teorija sili tedaj k premišljevanju tiste natorne osnove, po kateri se vežejo trohince z trohincami ali atomi z atomi, ko se delajo trupla iz trohinc.

Dosledno uka „atomistične teorije,“ ki ima dandanes največ veljavnosti, o sestavi trupel iz materije, obstojé trupla iz silo majhnih trohinc, katerih ni mogoče več razkrojevati. Te trohince se imenujejo atomi. Atomi se ločijo med saboj na toliko raznih trohinc, kolikor pozna kemija raznih enotnih sostavin ali prvin.

Atomi vlečejo z lastnimi močmi eden drugega na-se, ter se utegnejo združevati med saboj. Iz po več enacih ali pa raznih atomov se delajo prvotne zveze, po imenu „moleküli.“

Moleküli pa tudi vlečejo eden drugega na se, ter se delajo sploh trupla iz njih. Po trdih truplih pa ne napolnujejo moleküli vsega prostora po truplu, marveč ostaja veliko praznega prostora med njimi. Kar pa po truplih prostora ni napolnjenega z moleküli ali sploh z materijo, ga napolnuje večidel eter, neka hipotetična neskončno tanka prvina, koja je elastične natore pa nima v primeri k znanim truplom nobene teže. Eter obdaja atome in moleküle po truplih kakor obdaja ozračje našo zemljo. Eter je pa tudi razprostrten po

vsem neskončnem nebeškem prostoru, ter donaša nam s svojim vibriranjem gibanjem svetlobo in gorkoto od solca in od zvezd na nebu.

Po notranjih truplih pa trdi Clausius da ne dela gorkote vibrirajoči eter, ampak da toplota izhaja iz vibrirajočega gibanja med atomi in molekulami po truplih. Toplota se dela tedaj iz nekega molekularnega tresočega gibanja.

Po trdih truplih se gibljejo molekuli krog svojega pokojnega kraja, gibljejo se semtertje, ter pravimo da vibrirajo. Molekularno gibanje pa izvira iz tistih moči, ki jih imajo molekuli med seboj, in iz zunanjih živih moči, ktere truplo vá-se jemlje. Molekuli trdih trupel se utegnejo gibati po ravnih potih na vse kraje, mogoče pa je tudi, da se njihovi atomi gibljejo med seboj.

Pri kapljinah se utegnejo molekuli še lažje gibati in celo vrteti se krog svojega težišča na vse kraje, mogoče pa je tudi da se gibaje valé dalje po kapljini od kraja v kraj. Zveza, ki prihaja od natezanja med seboj je veliko slabša kot pri trdnih truplih; pozna pa se vendar še po zunanjih prikaznih, ker od malega tega natezanja prihaja to da se delajo kaplje in da se kapljina v odprti posodi vsaj nekaj časa ohrani. Ščasom pa zgine voda iz odprte posode. Vzrok tega je ta, da po vrhi izpuhteva in v zrak vhaaja.

2. §. Gazi obstojé kakor vodeni plin iz deročih molekulov.

Izpuhtevanje vodé sploh in posebno hlapenje vreče vodé so pa sila imenitne prikazni gledé zračnih trupel ali gazov. Pri izpuhtevanju in pri hlapenju se spreminja kapljoe truplo iz vidljivega svojega stanú v zračno truplo ali v gaz, kega ni videti več.

Ako po notranji kapljini dobé posamezni molekuli kaj več žive moči, tako da se gibljejo dalje iz svojega prvega kraja, zadenejo zopet druge molekule, ter se pomirijo s časom ko oddajo svoje moči onim, ktere so zadeli. Kadar pa na površji pridobé molekuli zadeti od spodnjih, na ravnost dereče gibanje, se pa kàj lahko primeri da njihova živa moč premaga natezanje med kapljino in da jih potegne iz kapljine kvišku kakor ko bi kdo po pesku brskal in posamezne zderna tako močno brcal, da bi se prah v zrak vzdigal.

Molekuli, ki so dosledno derečega ali rano-tekočega gibanja izpuhteli iz kapljine letajo kakor pušice po prostoru nad kapljino sem ter tje, ter pravimo v dejavnem življenju da se je iz kapljine naredil gaz ali plin. — Vodeni plin pa ima tiste glavne lastnosti na sebi kot zrak in drugi gazi.

Ako si domislimo to kar se godi vsled deročega gibanja, pri katerem vhaajajo moleküli iz kapljine v zunanji prostor, bomo hitro spoznali zunanje nasledke ali prikazni tega gibanja in izpuhtevanja. Vzemimo posodo, vá-njo dajmo nekaj kapljine in sicer vodé, nad vodó naj bo od začetka prostor popolnoma prazen, posoda pa na vrhi neproduhljivo zakrita. Ko izpuhteva voda se vzdigujejo leteči moleküli iz površja ter letajo kakor pušice po zgornem prostoru semtertje. Na stenah odletujejo moleküli ko jih zadevajo kakor ko bi mi elastične kroglice ob elastične stene metali.

3. §. Nekaj lastnosti vodenih plinov.

Kaj so nasledki tega molekularnega gibanja po prostoru nad kapljino? Moleküli ki po prostoru deró in zadevajo ob stene, zadevajo tudi ob površje vodé; na vodi pa ne odleté vsi zopet v zgornji prostor, ampak nekaj kar se jih globokeje vanjo potopi ostane v njej vsled natezanja med družimi vodenimi moleküli in vsled izgube svoje moči. Število izpuhtelih molekulov bo tedaj le takrat naraščalo se kadar o istem času izpuhti več molekulov nego jih pade nazaj v vodó. Kadar pa potone v istem času ravno toliko molekulov kolikor jih v istem času izpuhti iz vodé, se pa ohrani tisti čas vodeni gaz kakor je, ter ne prihaja ne gosteji ne redkeji. To je stan, o katerem pravimo da je prostor s parom do sitega napolnjen.

Kar velja o površji vodé velja tudi o vsakrteri steni v posodi, ktere se plin zadeva. Od začetka se poseda nekaj plinovih molekulov po notranjih straneh, kakor bi se stene rosa prijemala. Ščasom postanejo notranje stene vse rosne in mokre; videti je kakor bi bile oblite z vodo. Zdaj pa izpuhteva voda po stenah kakor po površji svojem, ter se godi po vseh notranjih straneh po posodi to, kar se godi na površji vodé. Povsód izpuhteva voda, plin prihaja tem gosteji, čem živeje je deroče gibanje med moleküli, ali čem viši stopinjo ima temperatura vodé.

Ko je pri tej temperaturi prostor do sitega napolnjen s plinom, ima tudi svojo gotovo goščo, ter se ne more bolje zgostiti pri tej temperaturi, ker zdaj potone vsak trenutek po vodenih straneh toliko plinovih molekulov kolikor jih pride iz vode v tistem trenutku.

Ako se pa temperatura povzdiguje, prihaja tudi živeje deroče molekularno gibanje, ter se v tistem času vzdigne zopet več molekulov iz vodenih površij nego jih potone, tedaj se dela pri viši tem-

peraturi tudi večja plinova gošča, dokler se prostor ne napolne zopet do sitega.

Iz deročega gibanja vodenih molekulov po prostoru nad vodó se tedaj lahko izpeljavajo vse tiste prikazni, ki jih nam iskušnje kažejo pri plinih.

4. §. Gazi imajo lastnosti pregrete pare.

Vodeni plini, ktere po navadi imenujemo soparje, kó se iz vrele vodé delajo, niso družega kot gazi. Vsa ta zračna trupla so nevidljiva kakor čisti zrak. Po svojem notranjem vlastiji se pa nekoliko ločijo med seboj. Pravi plini ali gazi kakor so zrak, vodenec, kislec in dušec, se tudi pod naj večim tiskom nikakor ne pusté zgostiti do kapljivega stanu, ter jih nobena moč nemore spremeniti v kapljine. Ta zračna trupla bomo v sledečem spisu imenovali stanovitne pline ali gaze.

Njim nasproti se pa pare ali sopari vdadó močnemu tisku ali velikemu mrazu, zgosté se od tlaka in od mraza, ter se utegnejo spremeniti v kapljine, kakor se na primer vodeni sopari spremené zopet v vodó.

Kakor smo v imenovanem izgledu od vodene pare videli, da para ni družega kakor razprašeni vodeni molekuli, ki po prostoru semtertje deró, enako si imamo misliti vse gaze obstoječe iz njihovih po prostoru deročih molekulov.

Po gazih in po parah so molekuli tako daleč vsaksebi, da nimajo nobene posebne moči eden do družega, ter se ne zlivajo skupaj kakor kaplja z kapljo ampak gibljejo se po prostoru kakor prosta trupla. — Tudi vodeni sopari dobé te lastnosti gazovega stanú, ako se v posebni posodi, kjer ni nič vodé, pregrevajo do višjih temperaturnih stopinj. Ko bi mi ohranili pregrete vodene soparje vedno v pregretem stanu, bi jih utegnil imeti za stanovitne pline, kdor jih še v nasitenem stanu ni ogledoval.

Spoznanje, da gazi niso družega kot razprašeni molekuli po prostoru deroči, je že kaj dolgo časa ponujalo se natoroznancem. Kakor se bere v *Pierre-Prevostovih* bukvah ¹ je že takrat veliko mož šteló se, ki so se pečali z mislimi, da zračna trupla obstojé iz posameznih semtertje letéčih molekulov. *Le Sage*, kterega misli se razkladajo v teh bukvah, trdi da bi lastnosti pri gazih izhajale iz dero-

¹ *Perre Prevost. Deux Traités de Physique mécanique, Genève et Paris 1818.*

čega molekularnega gibanja, in pravi, da so pred njim pečali se s takimi mislimi tudi: *Gassendi, Boyle, Parent, Daniel Bernoulli*.

5. §. Današnje misli o molekularni natori plinskih trupel.

Akoravno pa so prirodoslovci dolgo časa že pečali se s tacimi mislimi o plinih, vendar do naših dni sem ni bilo mogoče, dokazati z matematično natančnostjo, kako bi izvirale lastnosti zračnih trupel iz golega naravnost tekočega ali deročega gibanja njihovih molekulov. To so še le v naših dneh z neko večjo srečo dokazovali *Joule*,¹ *Krönig*² in *Clausius*.³

Po Krönig-ovih mislih gazni molekuli ne vibrirajo ampak deró na ravnost po prostoru semtertje in sicer z stanovitno hitrostjo, dokler ne zadenejo ob neproduhljivo steno ali drug ob druga. Tudi Clausius je teh misli, akoravno on trdi, da molekuli nimajo samo tega na ravnost tekočega gibanja, ampak da molekuli utegnejo imeti v sebi še druga gibanja.

Znano je v mehaniki, da kjer koli se dve krogli trčnite, se pridruži k njujinemu tekočemu gibanju sploh tudi vrteče gibanje krog njunega težišča. Samo v tistem naklonu, kadar nobena krogla poprej ni vrtela se krog sebe in kadar se trčnite kakor bi vsako skozi njeno težišče dregnil, samo takrat ne pridobite nobenega vrtečega gibanja. Ta naklon pa malokdaj nastopi, ker je preveč posebnih pogojev k temu treba.

Razun tega vrtečega gibanja pa sodi Clausius, da se po molekulih tudi nahaja sploh nekaj vibraškega gibanja. Naj bodo ti atomi trdi kakor hočejo, vendar je skoraj gotovo da v molekulu atomi niso tako trdno zvezani med seboj, da bi se med seboj ne mogli nekaj premikovati. Tedaj je sploh mogoče da se atomi po molekulih gibljejo tudi med seboj ali da vibrirajo.

Dokazal pa je Clausius z drugimi svojimi preiskavami, da plinski molekuli zunaj tekočega gibanja v resnici morajo imeti še kaka druga gibanja v sebi, ker v samem njihovem tekočem gibanji nimajo toliko žive moči kolikor jo je treba k njihovi toploti. Tedaj

¹ *Joule* Lit. and Phil. Soc. of Manchester; Phil. Mag. 4. Ser. Vol. XIV. p. 211.

² *Krönig* „Grundzüge einer Theorie der Gase“ Berlin, Hayn; Pogg. Aunal. der Phy. u. Chem. Bd 99 p. 315.

³ *Clausius*: Über die Art. der Bewegung, welche wir Waerme nennen, Pogg. Bd 100 p. 353; „Abhandlungen“ XIV.

ni drugače mogoče kot da imajo molekuli pri gazih v sebi še neko posebno gibanje. Naj bo to gibanje vrteče ali pa vibraško, hočemo ga imenovati: „gibanje po notranjem molekulū“ ali kakor ga Clausius imenuje: „gibanje molekulovih sostavin.“

Ko bi bilo mogoče, da bi cela suma molekulov kar jih je v gotovem prostoru, imela samo ravno-tekoče gibanje, gibanja po notranjem pa nobenega ne, bi vendar po mehaničnih pravilih v kratkem iz udarov ob-se in ob stene morale napraviti se tudi vrteče gibanje in gibanje med atomi po molekulih. — Pri vsakterem gasu bi tedaj naračalo se gibanje po notranjih molekulih bolj ali manj kakor so molekuli tega gasa bolj ali manj pripravi k notranjemu gibanju. Tedaj ima pri vsakterem gasu gibanje po notranjih molekulih svojo gotovo mejo; pri tem gasu je množina gibanja po notranjih molekulih v primeri k tekočem gibanju večja pri unem pa manjša kakor tirja njegova posebna natora.

Ako pristopi kaj zunanje žive moči med molekule v gas, se pomnoži moč njihovega ravno-tekočega gibanja, tedaj se pomnoži tudi njihovo gibanje po notranjih molekulih, in sicer v tisti gotovi primeri, ktera se prilega gasovi natori. — Tedaj se napravi pri vsakterem gasu iz pomnožene deroče moči njegovih molekulov tudi primerna množina gibanja po notranjih molekulih. Primera med ravno-tekočim gibanjem in med gibanjem po notranjih molekulih je tedaj druga pri družih gazih, pri tistem gasu pa je stanovitna, ker se med gibanjem ne spreminja natora gazovih molekulov od katerih izvira primera med tema gibanjema.

6. §. Podnožje matematičnega preiskovanja plinskih lastnosti.

Pri matematičnem razlaganju o zadevanji molekulov drug ob drugu se vzame vmišljenje na pomoč, da bi bili molekuli podvrženi pri svojem zadevanji vsem tistim postavam kakor elastične kroglice. To sicer v resnici ne velja natanko ampak samo po čez. Ako si mislimo dva molekula, sestavljena iz poveč atomov, ktera zadeta eden ob drugu, ne moreta odleteti vsaksebi s tisto hitrostjo in po tisti poti kakor bi odleteli dve elastični krogli. Vzrok tega je sostava molekulova iz več posamesnih atomov in pa gibanje atomov med seboj. Ker pa gibanje po notranjih molekulih doseže vselej svoj gotov stan in gotovo primero k deročemu gibanju, je pa očevidno, da tiste nerednosti o zadevanji v pozoru na vso sumo mole-

külov ne delajo drugega posebnega razločka od nasledkov gibanja med popolnoma elastičnimi in okroglimi moleküli. Iz tega vzroka se ne bo treba pečati s tistimi posebnimi nasledki, ki bi utegnili prihajati od posebnih zunanjih molekülovih podob in pa tudi ne tistih brezrednih prikazni, ktere izhajajo iz nerednega zadevanja med sestavljenimi atomi tistih dveh molekülov, ki se trčeta na svoji poti.

Vsi nasledki sledečega računjenja veljajo o resničnih molekülih in o njihovih prikaznih vse po čez, kakor bi tudi v natori gazne prikazni ohranile vse po čez svoje značaje, ako bi postavili enotne in okrogle elastične kroglice mesto razno sestavljenih molekülov.

I. PLINSKE LASTNOSTI.

7. §. Razstežljiva ali ekspanzivna moč pri plinih.

Kjerkoli hočemo shraniti ta ali uni gaz, treba ga je zapirati v neproduhljivo posodo, ker gazove trohince hite na vse kraje vsaksebi. Ako nalovimo v taki posodi kaj gaza, ki ima kaki posebni duh, in ako odpremo to posodo, se dušeči plin hitro razprostira po vsem prostoru okoli in okoli odprte posode. Mi sicer ne vidimo nič kaj da se godi pri iztoku, kjer je posoda odprta, misliti pa si utegnemo, da se vzdiguje iz notranje posode plin v zrak kakor se vzdiguje in razširja dim iz lonca, v katerem voda vré.

Gazovi moleküli pa ne hité samo iz odprte posode, ampak tudi v zaprti posodi hité vsaksebi kakor bi odbijali eden drugega na vse kraje. Ker pa hité vsaksebi, pritiskajo na vse stene neproduhljive posode. Ko odpremo posodo, pa planejo gazovi moleküli s tisto močjo iz posode, s katero so poprej tiščali na zaprto luknjično plan.

Mislimo si posodo z zamaškom ali z veho zaprto, in sicer tako da vemo koliko moči je treba, da se voha porine iz luknje. Od začetka naj bo slabo zaprta, tako da je plinov tlak na strani kar pahne iz luknje, ko je vá-njo vtaknemo. Močnejše ko tišči zrak od znotraj na luknjično plan, več moči je treba na vehi, da jo notranji tlak ne porine iz posode. — S takimi poskusi bi utegnili pozvedeti, koliko moči ima tlak zaprtega plina do tiste plani na steni, ki je zaprta.

Plinski tlak na notranje stene posode, v kateri je plin zaprt, prihaja iz glavne plinske lastnosti ali iz razstežljivosti.

Tlak, kar ga pride na vsak kvadratni črevej ali na

kvadratni meter, bomo pa posebno imenovali: razstežljivo ali ekspanzivno plinovo moč.

O plinski razstežljivi moči so storili prirodoslovci že veliko izkušenj, in dognali so njihove prikazni natanko noter do pravih natornih postav, po katerih se razvijajo prikazni plinskega tlaka, naj bo vsled toplote ali pa vsled prostornine njegove.

Mariotte je s svojimi izkušnjami našel neko glavno lastnost ali postavo o zadržanji zračnih trupel. Tukaj je treba samo da si pokličemo znano Mariottevo postavo v spomin. Gaz, s katerim imamo opraviti, naj bo shranjen v posodi z notranjim prostorom v , njegova temperatura ali gorkotna stopinja naj bo t in njegovi tlak do vsake enote plani ali do kvadratnega metra pa naj bo p . Ko se spremeni prostornina do v_1 naj ostane njegova temperatura stanovitna, ter še zmiraj t kakor od začetka, njegov tlak pa se spremeni s prostornino vred, ter je zdaj p_1 .

Vsled Mariotteve postave se manjša tlakova moč v ravno tisti primeri, v kateri raste prostornina zrakova pri stanovitni temperaturi, ter je

$$p : p_1 = v_1 : v.$$

Gay-Lussac je poskušaje našel tudi natanko tisto postavo, po kateri se spreminja gazov tlak, kadar se pri stanovitni prostornini spreminja samo temperatura njegova. Ako ima zrak od začetka tlak p , temperaturo t in prostornino v , na konci spremembe pa drugi tlak p_1 , drugo temperaturo t_1 kot pri prvi svoji prostornini, onda velja postava

$$p : p_1 = (1 + \alpha t) : (1 + \alpha t_1)$$

kjer pomeni α stanovitno množino 0.00366, ki je znana pod imenom raztežni gazovi koeficient.

Toplotni stan zračnega trupa se tedaj sploh določuje po trojih lastnostih in množinah: po njegovem tlaku, po njegovi prostornini in temperaturi. Mariotteva postava uči določevati tlak, kadar se temperatura ne spreminja; Gay-Lussacova postava pa takrat, kadar se prostornina ne spreminja. Sploh pa se utegnejo spreminjati vse te množine, ter se gazov tlak sploh določuje po obeh spremenljivih množinah, po temperaturi in po prostornini. V tem naklonu pa velja za gazove spremembe sestavljena Mariotteva in Gay-Lussacova postava, namreč:

$$p : p_1 = v_1(1 + \alpha t) : v(1 + \alpha t_1)$$

S pomočjo te sestavljene postave je vsakdanji stan stanovitnega gaza vselej popolnoma določen, kadar poznamo njegov tlak, njegovo temperaturo in prostornino na prvi stopinji, predno se jame spreminjati, in ako poznamo ob enem tudi dvojce teh množin tudi na zadnji stopinji, ko se jenja spreminjati zrak.

Zadnji enačbi se pa utegne dati drugo obličje

$$p : p_t = v_t \left(\frac{1}{\alpha} + t \right) : v \left(\frac{1}{\alpha} + t_t \right)$$

Ako postavimo za stanovitno množino $\frac{1}{\alpha} = \frac{1}{0.00366} = 273$ drugo znamenje $\alpha = 273^{\circ} \text{C}$, pa imamo

$$p : p_t = v_t (\alpha + t) : v (\alpha + t_t),$$

tedaj tudi

$$\frac{pv}{\alpha + t} = \frac{p_t v_t}{\alpha + t_t}.$$

Iz te oblike se vidi, da množina $\frac{pv}{\alpha + t}$, kojoj hočemo v kratkem zaznamovati z R ostane stanovitna pri vsacem gazovem stanu. Naj spreminjamo gaz kakor ga hočemo, na zadnje ko pride k po-koju ima njegova množina R zopet tisto vrednost, kojoj je imala od začetka predno se je jel spreminjati.

Iz zadnje enačbe izhaja tedaj druga pripravnejša za rabo, namreč

$$pv = R(\alpha + t).$$

Ako poznamo za gotov gaz njegovo stanovitno množino R , utegnemo preračuniti koliko znaša njegov tlak p ako poznamo njegovo temperaturo in prostornino.

Znesek te množine je tedaj tako imeniten, da ga je treba pozuati natanko. Po Regnault-ovih izkušnjah ima ta množina za vsak kilogram zraka pri ledeni temperaturi $t=0^{\circ}\text{C}$. in pod tlakom p , ki vzdiguje v barometru živo srebro do 760^{mm} (millimetrov), ta-le znesek : $R = 29.27$ kilogram-metrov. Tedaj naj pomeni v prostor-kilograma zraku ali kakega družega plina.

Iz tega zneska se pa lahko preračuni koeficient R_1 za vsakteri drugi gaz, ako poznamo goščo d_1 tega gaza v primer z zrakom, ter velja enačba

$$R_1 = \frac{R}{d_1}.$$

Ta enačba izhaja iz enačeb

$$pv = R(a + t) \quad \text{in} \quad pv_1 = R_1(a + t),$$

v katerih pomenita v in v_1 prostornini ki jih posedo *en* kilogram tega in unega plina. Ako pomenita s in s_1 specifično težo zrakú in plina, je pa

$$vs = 1, \text{ ter } v = \frac{1}{s}$$

tedaj tudi

$$\frac{p}{s} = R(a + t) \quad \text{in} \quad \frac{p}{s_1} = R_1(a + t),$$

ali pa

$$\frac{s_1}{s} = \frac{R}{R_1}.$$

Izraz $\frac{s_1}{s}$ pa pomeni gazovo goščo v primeri k zraku, imenujmo jo d_1 , pa imamo kar smo iskali:

$$d_1 = \frac{R}{R_1}.$$

Tedaj je

$$R_1 d_1 = R$$

stanovitna množina.

Iz vsega tega se vidi, da je koeficient R stanovitna množina samo za ta ali uni gotovi gaz, in da je nje znesek pri drugem gasu tudi drugi.

8. §. Te lastnosti so nasledki molekularnega gibanja.

Kako pa izpeljava mehanična teorija te po izkušnjah potrjene postave in glavne lastnosti zračnih trupel?

Nova teorija o gazih trdi, da gaz ni družega kakor suma prostih molekulov, kateri po prostoru na vse kraje semtertje deró: Moleküli leté z stanovito hitrostjo in naravnost dokler ne zadenejo eden ob družega ali pa ob neproduhljive stene v posodi, v kateri so zaprti. Po stenah odletajo moleküli kakor elastične kroglice; tam po sredi pa kjer zadevajo in trkajo eden ob družega zmenjavajo svojo hitrost, moč in svojo pot med saboj. Ker ima edini gaz, kakor si ga tukaj v misli vzamemo, samo edine molekule, se prenaša pri udarih gibanje med njimi tako kakor da bi ne motili se in ne trkali se med seboj, ampak kakor da bi drli kar naravnost z svojo hitrostjo po svojem prostoru naprej.

Naj bo kubična posoda *ABCDEFGH* (podobna 1), ki ima ravne

navpik ena na drugi stoječe štirivoglate stene, napolnjena s kakim gazom. Trohica m naj nadomestuje vsakteri molekul tega gaza.

Ker ni mogoče pozvedeti pot, po kateri se giblje vsakteri molekul posebej, je treba prašati po učinku ali po storitvi tega gibanja. Iz tega deračega molekularnega gibanja prihaja gazov tisk ali tlak na stene, ki se dela ko molekuli butajo ob stene. Izkušnje pa učé, da je tlak do enote pláni po vseh stenah enak. — Iz te izkušnje se spoznava, da v notranjem prostoru molekulí na vse kraje deró z enako močjo. Ker si pa mislimo, da imajo molekuli, ko je gaz na miru, prek srede enake žive moči in ker so njihova trupla enako velike, pa mora enako število molekulov ob istem času gibati se proti vsaki steni, ker drugače bi njihov tlak do vsake stene ne bi mogel biti enak.

Ker se posoda ali prostor sploh razprostira na tri kraje poleg navpičnih koordinat (podob. 1) AX , AY , AZ , si smemo misliti, da se giblje enako število molekulov poleg vsake koordinate, ker v tem naklonu delajo enak tlak na stenè.

Iz tega vzroka je že Krönig domislil se, da je prikazen taka kakor ko bi tretjina molekulov gibala se poleg vsaktere koordinate.

Ker pa vsaka koordinata ali navpična os zadeva dve navpični steni, in ker se giblje poleg koordinate tretjina molekulov ob istem času, in ker je tlak na desno steno $EFGH$ ravno toliko velik kakor na levo steno $ABCD$: je pa videti da tišči ta tretjina molekulov na dve nasprotni steni in sicer z enako močjo; tedaj si moramo misliti, da polovica te tretjine molekulov ob istem času dère na levo, polovica pa na desno po prostoru. Toraj dère šesti del ali šestina molekulov poleg AX tje proti $EFGH$ in šestina proti $ABCD$.

Naj bo n število gazovih molekulov v naši kubični posodi; tlak je tedaj tak kakor ko bi se jih gibalo $\frac{n}{3}$ poleg vsaktere osi AX , AY , AZ ; ali stene trpé tisti tlak kakor ko bi vsi molekuli v takem redu gibali se, da bi v tistem času šestina $= \frac{n}{6}$ molekulov tékló proti vsakteri steni naše posode.

Poiščimo zdaj tlak ali moč, s katero pritiskajo na stene po naši posodi deroči molekuli.

Po pravilih mehaničnih se meri moč P vsakterega letečega trupla po produktu iz njegove materije m in iz njegove hitrosti c , in sicer je

$$P = mc,$$

Množina mc se imenuje tudi gibavna moč, ona meri tlak vsakerega moleküla m . Ker se mera te moči opira na sekundo, je treba poiskati število vseh molekülov, ki zadenejo vsako sekundo ob steno. Moč vseh molekülov skupaj, kar jih buti ob steno vsako sekundo, nam dá tedaj gazov tlak do stene.

Moleküli se gibljejo s stanovitno hitrostjo c ; pot poleg koordinate AX je $AH = a$; molekül pa mora leteti po tej poti semtertje preden zadene drugič ob tisto steno. Ker stori vsako sekundo pot $= c$, pride $\frac{c}{2a}$ krat semtertje, ter toliko krat zadene ob steno s svojo močjo mc , tedaj je tlak njegov do stene $EFGH$

$$\frac{c}{2a} \cdot mc$$

Poleg vsake koordinate pa se giblje $\frac{n}{3}$ molekülov semtertje, kterih vsak toliko tlaka stori, toraj je tlak vseh teh skupaj

$$\frac{n}{3} \cdot \frac{c}{2a} \cdot mc$$

Stena $EFGH$ pa obsega plan $= b.c$, ako pomeni $AB = b$ in $AD = c$, ter je tlak do enote na steni

$$\frac{n}{3} \cdot \frac{c}{2} \cdot \frac{mc}{abc}$$

Produkt abc pa ni drugzega kot notranja prostornina naše posode ali prostornina v našega gaza, tedaj je $abc = v$. Tedaj je ta tlak p'

$$p' = \frac{n}{3} \cdot \frac{c}{2} \cdot \frac{mc}{v}$$

Tlak, kega pa vsaka enota naše stene v resnici trpi p je pa ravno polovico večí; stena se mora namreč opirati molekülom z to močjo p' dokler še naprej derò, potem pa se mora opirati vsakemu ravno tako močno, da ga zopet s njegovo prvo hitrostjo od sebe vrže; tedaj je $p = 2p'$.

Gazovi tlak do enote plani ali gazova ekspanzivna moč ima tedaj znesek

$$p = \frac{n}{3} \cdot \frac{mc^2}{v}$$

Odlomek $\frac{n}{v}$ pa ne pomeni drugzega kot število gazovih molekülov kolikor jih pride na vsako enoto njegove prostornine.

Število molekulov v enoti prostornine naj bo N , ter ima ekspanzivna moč tudi obliko

$$p = \frac{N \cdot mc^2}{3}.$$

Ker v resnici nimajo vsi molekuli enake hitrosti c , si je treba mesti nje misliti neko sredno hitrost, to je tista hitrost, pri kateri bi storili molekuli, ko bi se vsi enako hitro gibal, tisti tisk ali tlak kot ga storè v resnici ko se gibljejo z raznimi hitrostmi.

V predstojećem Krönig-ovem dokazu ni videti ali smo storili kaj veliko pogreško ali ne, ko smo pri izpeljavi čisto pozabili na „gibanje po notranjih molekulih.“ Clausius sicer trdi in pravi, da bi se pri dokazovanji ekspanzivne moči ne bilo treba pečati z gibanjem med atomi in z vrtenjem po molekulih; ker pa ne dokaze svojega trjenja, je pa varnejši, da ne verjamemo na gole njegove besede in da poskusimo izpeljavati dokaz na kak drugi način, kateri obsega tudi vsaktero gibanje po notranjih molekulih.

V Poggendorff-ovih Annalih ¹ sem jaz dokazal, da ni treba zanemariti nobenega molekularnega gibanja, ako se izpeljava ekspanzivna plinska moč iz hidrodinamičnega ali iz točnega kapljinkega tiska.

V kapljini, katera se steka sem ali tje, se giblje vsa njena materija; molekuli tekoče kapljine se ne gibljejo samo smentertje kakor pri gorkotnem gibanju ko je kapljina na pokoju, ampak molekuli tekó z kapljino naprej, ter se valé na vse kraje, in ni dvometi da bi se pri njihovem vertenji in valjanji ne gibali tudi njihovi atomi med seboj. V tekoči kapljini imajo tedaj molekuli gotovo ne samo tekoče ampak vsaktero drugo gibanje na sebi, ktero koli je v kapljinah mogoče.

Spomnimo se kako mehanika določuje kapljinke tlake. Kadar stoji kapljina v kaki posodi na pokoju se dobiva tlak njeni D , s katerim tišči na horizontalno dno v posodi, ako se vzame plan b posodnega dnù, višost h kapljine v posodi in pa s njena specifična teža, in sicer je

$$D = bhs.$$

Kadar pa kapljina teče in bije ob trdno navpik nasproti stoječo steno, ima pa kapljina svojo hitrost v mesti h . Je pa znano kako

¹ S. Šubic. Poggendorff Ann. der Phy. u. Chem. Bd. 145. p. 302.

se dela hitrost izstekajoče se kapljine iz njene višosti v posodi, in sicer tako da je

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

kjer g pomeni akceleracijo pri prostem padanju. Ako vzamemo iz te enačbe znesek $h = \frac{v^2}{2g}$ in ga postavimo mesti h v prejšnjo enačbo, pa dobimo izraz za tlak tekoče kapljine na steno, ki jo zadeva, in sicer

$$D = bs \cdot \frac{v^2}{2g}.$$

Zdaj si pa hočemo mesti kapljine vzeti v misli gaz, ki je v naši posodi (pod. 1). V tistem stanu, ko ohrani gaz po vsem prostoru svojo temperaturo in svoj tlak do sten, in ko je na videz na pokoji, mora raztežljiva moč po notranjem gazu na vse kraje biti enaka, tedaj morajo gazovi molekuli gibati se na vse kraje z enako močjo. Gibajoča moč pa bi bila v naši posodi tudi v tistem naklonu na vse kraje enaka, kadar bi se poleg vsake koordinate gibalo tretjina $= \frac{n}{3}$ molekulov, tedaj smemo pri računu mesti resničnega brezrednega gibanja vzeti v misli tisto redno gibanje, pri katerem se vstric trojih koordinat giblje poleg vsake tretjina molekulov.

V zadnji enačbi pomeni s specifično težo proti steni tekoče kapljine ali teža gaza, kar ga je v enoti prostornine in kar ga teče poleg koordinate proti steni. Ako pomeni N število gazovih molekulov v enoti prostornine, jih teče $\frac{N}{3}$ vstric koordinate. Ako je m množina molekulove materije in g akceleracija, je mg teža vsacega molekula, ter je teža q vseh tistih molekulov v enoti prostornini, ki tečejo vstric koordinate proti tisti steni,

$$q = \frac{N}{3} \cdot mg.$$

Dosled razumka hidrodinamičnega tlaka pa ta teža q ni družega kot teža proti v misli vzeti steni tekoče kapljine v enoti prostornine; ter je $s = q$.

Ako postavimo ta znesek mesti s v predzadnjo enačbo, dobimo tlak

$$D = b \cdot \frac{N}{3} \cdot \frac{mv^2}{2}$$

To bi bila tlakova moč do plani b , ko bi gazovi molekuli zadevaje ob steno zgubovali vso svojo moč kakor vodeni, ko voda za-

deva navpik trdno steno. Temu pa ni tako, temveč se gazovi molekuli zaženo od zadete stene nazaj s svojo elastično močjo, kakor se zažene elastična krogla nazaj od zadete stene. Elastična krogla pa ko odleti s prejšnjo svojo močjo nazaj od stene pa cabne ali buti zopet ob steno s tisto močjo kakor poprej ko jo je zadela, tedaj gazovi molekuli ponavljajo svoj tlak ko odletujejo, ter je moč njihovega tlaka polovico večja kot D , toraj velja za gaze

$$D_1 = b \cdot \frac{N}{3} \cdot mv^2.$$

Ker pa ekspanzivna gazova moč pomeni tisk p do enote plani, pa postavimo $b = 1$, ter je gazova razstežljiva moč izražena v obliki

$$p = \frac{N}{3} \cdot mv^2.$$

Iz tega pregledovanja se spoznava, da „gibanje po notranjih molekulih“ ne spremeni nič gazove ekspanzivne moči, ker zadnja oblika izhajajoča iz kaplinskega toka, pri katerem utegnejo molekuli imeti na sebi vsaktero gibanje, je edina z zneskom, ke smo ga našli poprej, ko nismo družega gibanja pri molekulih vzeli si v misli kot ravno tekočega.

9. §. Določitev ekspanzivne moči iz nerednega molekularnega gibanja.

Prašanje po dokazanji ekspanzivne plinske moči je tako imenitno, da je treba to stvar še od več družih strani ogledati, ker bi kdo utegnil ugovarjati, da smo po krivici izposodili si pri računu redno gibanje mesti nerednega, ki se nahaja v natori. Tedaj je treba poiskati tak popolnoma dokaz, da mu ni ugovarjati.

Mislmo si kako težko truplo, kakor je v 2. *podobi* prosto gibljiva zgornja stena ab ali M kake posode AB , v posodi pa naj leta gori in doli med to steno in med dnem elastična krogla m ; pri O naj zadevata skupaj in sicer s tako močjo, da odskočita vsaksebi in se povrmeta na svoje prvo mesto. Od tega mesta pa naj se ponavlja, kar se je ravno zgodilo in sicer tako po redu, da M padaje, m pa kvišku leté zadeneta vselej pri O skupaj in se vselej zopet tako trčneta, da gresta vselej v istem času nazaj na svoje mesto in da v istem času zopet priletita do kraja O .

Teško truplo M naj padaje doseže pri O hitrost C , krogla m pa

mu prileti nasproti z svojo stanovitno hitrostjo c . Njihove gibavni moči ste MC in mc . Ako hočemo, da po zadetji odskočite vsaka s svojo poprejšnjo hitrostjo nazaj, morate se zadeti tako da máh gre skozi njihove težišča, in njihove gibavni moči morate biti enaki

$$MC = mc.$$

Krogla m , ki na dno nazaj leti, naj pride sem in tje v $2t$ sekundih; gibljivo zgornje truplo M , ki se zažene kvišku do ab naj prileti nazaj v $2T$ sekundih. Ako se hočeta M in m na svojem starem mestu pri O zadeti, mora biti $t = T$ ker oba trupla morata ob istem času prileteti do O .

Iz mehanike vemo, da truplo M kvišku leté potrebuje ravno toliko časa kolikor ga preide ko pada nazaj, tedaj pomeni T čas, v katerem M leti kvišku. Mehanika pa nam daje zanj znesek

$$T = \frac{C}{g},$$

tedaj je tudi

$$t = \frac{C}{g}.$$

Iz enačbe $MC = mc$ in iz zadnje se da odpraviti množina C , ter se dobi nova enačba

$$\frac{mc}{t} = Mg.$$

Množina $Mg = Q$ pa ni drugega kot teža padajočega trupla M ; tedaj pravi zadnja enačba, da spodnja krogla m z svojim gibanjem in butanjem ob zgornjo steno dela tlak na zgornjo steno, kateri jo ravno tako močno kvišku pritiska kakor močno jo žene teža (truplo M) navzdoli.

Náša skakajoča krogla m pa pritiska tudi na spodnjo steno AB , na katero zadeva z hitrostjo c_1 , in sicer dela tukaj tlak Q_1

$$Q_1 = \frac{mc_1}{t}.$$

V kateri primeri pa sta tlaka Q in Q_1 ? Pomislimo da krogla m pada t časa, njena hitrost na zgornji stopinji pa je c , pada je pa pridobi vsled akceleracije še $g \cdot t$, ter je njena hitrost c_1 na spodnji steni

$$c_1 = c + g \cdot t;$$

tedaj pa je

$$\frac{mc_1}{t} = \frac{mc}{t} + mg$$

ali

$$Q_1 = Q + mg.$$

Zadnja enačba pravi, da naša skakajoča krogla pritiska na spodnjo steno toliko močnejše kot na zgornjo kolikor znese njena teža.

Mislino si, da bi naša skakajoča ali vibrirajoča krogla ne imela nobene teže, ali pa da bi njena teža v primeri k stenini teži Q bila tako majhna da bi jo ne bilo treba prištevati, bi pa bilo vsled zadnje enačbe

$$Q_1 = Q, \text{ ter tudi } c = c_1.$$

Ako je tedaj v posodi gori in doli skakajoča krogla v primeri k stenini teži silo majhna, se giblje ali vibra med stenama semtertje, ohrani stanovitno svojo hitrost in dela na obé steni enak tlak.

Ako pomeni h višost do ktere skače naša krogla, je pa

$$h = c \cdot t$$

ker t je čas vsacega poskoka. Spomnimo se da je $Q = \frac{mc}{t}$, ter dobimo produkt

$$Q \cdot h = mc^2.$$

Množina Qh ni drugega kot tisto delo, kega je treba opraviti, ko se bi zgornja stena M vzdigovala od dnu do O ; mc^2 pa je živa moč skakajoče krogle, z katero naša krogla vibriraje nosi zgornjo težo Q in je zdrži na gotovi višosti h . Delo te vibrirajoče krogle pa ni mc^2 ampak samo polovica te množine, t. j. $\frac{mc^2}{2}$, ter je delo vibrirajoče krogle $= \frac{Q \cdot h}{2}$; to se pravi:

ako hoče vibrirajoče truplo zdrževati kako težo pri gotovi višosti, potrebuje k temu samo polovico tistega dela, s, katerim se ta teža vzdigne do svoje višosti.

Kar zadeva moči naše krogle si je treba dobro zapomniti, da se ji njena moč od zgornega trupla M ohranjuje s tem, da teža na njo pritiska. Tam pri O kjer se zadevate trupli opravlja vsak svoje delo, krogla ga dá zgornji steni, stena pa krogli.

Zdaj si pa mislimo mesti ene krogle m neskončno veliko silo majhnih letajočih kroglic ki naj so zaprte v kaki štirivoglasti posodi (*podoba 3.*): Mi pa vzamemo eno teh kroglic, namreč m za namestnico vseh družil. Kroglica m se giblje s stanovitno hitrostjo

kamorbodi. Pušica kaže mér njene poti, ki dela z navpičnimi koordinati AX, AY in AZ zaporedoma kote α , β in γ . — Hitrost c te kroglice razložemo poleg teh koordinat, in sicer

$$c \cdot \cos\alpha \quad \text{poleg AX,}$$

$$c \cdot \cos\beta \quad \text{poleg AY,}$$

$$c \cdot \cos\gamma \quad \text{poleg AZ.}$$

Strani naše posode naj so $AH = a$, $AB = b$, $AD = d$; ter je končna plan ali stena $ABCD = bd = EFGH$, stena $ADFH = ad = BCFG$, in stena $ABGH = ab = ADEH$.

Kar v zgornjem dokazovanji pomeni višost h , to pomenijo tukaj a , b , in d . Tlak na plan bd , ki stoji navpik na a , hočemo tu imenovati Q_1 , tlak na plan ad pa Q_2 in tlak Q_3 na plan ab . Ako vzamemo zgornje hitrosti poleg koordinat in poišemo dela Oh , najdemo v tem naklonu

$$Q_1 \cdot a = mc^2 \cdot \cos^2\alpha,$$

$$Q_2 \cdot b = mc^2 \cdot \cos^2\beta,$$

$$\text{in } Q_3 \cdot d = mc^2 \cdot \cos^2\gamma$$

ako si mislimo samo eno kroglico m v naši posodi; v resnici je pa v nji gaz, ki obstoji iz neskončno veliko molekulov, ter moramo v vsaki enačbi na desni strani postaviti suma Σ vseh živih moči poleg tiste koordinate, tedaj velja za gaz

$$Q_1 a = \Sigma mc^2 \cdot \cos^2\alpha$$

$$Q_2 b = \Sigma mc^2 \cdot \cos^2\beta$$

$$Q_3 d = \Sigma mc^2 \cdot \cos^2\gamma.$$

Ako hočemo spoznati tlak p na enoto plani ali ekspanzivno moč, je treba mesto Q_i postavljati p , in sicer tako-le

$$Q_1 = p \cdot bd,$$

$$Q_2 = p \cdot ad,$$

$$Q_3 = p \cdot ab.$$

Te zneske postavimo v enačbe mesti Q_i , pa je

$$p \cdot abd = \Sigma mc^2 \cdot \cos^2\alpha$$

$$p \cdot abd = \Sigma mc^2 \cdot \cos^2\beta$$

$$p \cdot abd = \Sigma mc^2 \cdot \cos^2\gamma.$$

Produkt abd pa ni družega kakor prostornina v naše posode, tedaj dobimo soštevaje zadnje enačbe

$$3pv = \Sigma mc^2 \cdot \cos^2\alpha + \Sigma mc^2 \cdot \cos^2\beta + \Sigma mc^2 \cdot \cos^2\gamma.$$

Ker pa je

$$\Sigma mc^2 \cdot \cos^2\alpha = mc^2 \cdot \cos^2\alpha + m_1 c_1^2 \cdot \cos^2\alpha_1 + m_2 c_2^2 \cdot \cos^2\alpha_2 + \dots$$

$$\Sigma mc^2 \cdot \cos^2\beta = mc^2 \cdot \cos^2\beta + m_1 c_1^2 \cdot \cos^2\beta_1 + m_2 c_2^2 \cdot \cos^2\beta_2 + \dots$$

$$\Sigma mc^2 \cdot \cos^2\gamma = mc^2 \cdot \cos^2\gamma + m_1 c_1^2 \cdot \cos^2\gamma_1 + m_2 c_2^2 \cdot \cos^2\gamma_2 + \dots$$

pa dobimo soštevaje

$$3pv = mc^2 (\cos^2\alpha + \cos^2\beta + \cos^2\gamma) + m_1 c_1^2 (\cos^2\alpha_1 + \cos^2\beta_1 + \cos^2\gamma_1) + \dots$$

Ker pa je dalje

$$\cos^2\alpha + \cos^2\beta + \cos^2\gamma = 1,$$

$$\cos^2\alpha_1 + \cos^2\beta_1 + \cos^2\gamma_1 = 1, \text{ i t. d.}$$

za vsaki molekul, pa ostane samo

$$3pv = mc^2 + m_1 c_1^2 + m_2 c_2^2 + \dots$$

Ker je v misli vzeti gaz sam na sebi ne pa zmes drugih, ima samo enake molekule $m = m_1 = m_2 = \dots$ in sicer naj bo število vseh molekulov n kar jih je v naši posodi. Mesti raznih hitrost, ktere imajo molekuli v resnici, si pa mislimo, da bi imel vsak molekul tisto srednjo hitrost c pri kateri bi molekuli delali navadni gazovi tlak, ko bi vsi enako hitro derli semtertje. Tedaj velja enačba

$$3pv = mc^2 + mc^2 + mc^2 + \dots = nmc^2.$$

Kakor smo že zgorej omenili, pomeni $\frac{n}{v}$ število N molekulov v vsaki enoti prostornine, tedaj imamo zopet za gazovi tlak do enote plani ali za raztežljivo gazovo moč obliko

$$p = \frac{N}{3} \cdot mc^2.$$

Ta zadnji dokaz Stefan-ov¹ je ostreje izpeljan kakor poprejšni pa se vendar nekaj preveč drži rednega gibanja, ker opira se na pravila ravnatekočega gibanja, pri katerem se elastični krogli butate tako, da gre mah skozi njihova težišča. V natorj pa se ga-

¹ I. Stefan. Sitzungsberichte Bd XLVII.

zovi moleküli zadevajo tudi postrani, ter se dela razun druge poti po zadetvi tudi vrteče gibanje molekülov krog težišča. Kakor pa nas uči izpeljava raztežljive moči iz hidrodinamičnega toka, je pa videti da te nerednosti nimajo nobenega posebnega učinka.

Akoravno je dal Clausius v zgorej imenovanem spisu svojem dosti vterjen dokaz, da se ekspanzivna moč po mehanični teoriji res izrazuje v obliki zadnje enačbe, je vendar še veliko natoroznancov pečalo se s posebnimi dokazi. Med temi možmi je tudi V. Lang¹ skušal razlagati več plinskih prikazni jemaje na pomoč tisto redno gibanje kot ga je Krönig vmislil si pri svojem dokazovanji.

Ozrimo se na *podobo 4.* in mislimo si troje koordinatnih plani navpik ena na drugi; plan XAY naj spada s planjo tiste stene v posodi, do ktere mi išemo gazovi tlak. V tej plani vzemimo enoto plani = abcd, na njej vidimo v podobi postavljeno enoto prostornine ali kubični prostor Abcdefgh = xyz. V tem prostoru naj bo N molekülov. Ako bi ta kubični prostor za $f_1 = dz$ kvišku zrastel, bi v zgornem malem prostoru = $xy.dz$ bilo $N.dz$ molekülov. Od teh molekülov se pa giblje proti plani abcd poleg osi AZ samo tretjina = $\frac{N}{3} dz$.

Ako pomeni τ tisti kratki čas, ki preide od zadnje do bližnje zadetve ali od tega do drugega udaru tistega moleküla, se pa šteje pri molekülu vsako sekundo τ udarov ali zadetov z družimi moleküli. Pri vsaki zadetvi ob plan $abcd$ stori vsak molekül s svojo gibavno močjo tlak = mc . Ker pa se šteje $\frac{1}{\tau}$ udarov pri vsakem molekülu na vsako sekundo, napravi vsak molekül svoj tlak = $\frac{1}{\tau} mc$. Tedaj napravijo vsi moleküli, ki pridejo iz unega malega prostora nekaj malo tlaka dp , in sicer ker je njih stevilo $\frac{N}{3} dz$ je pa

$$dp = \frac{Nmc}{3 \tau} \cdot dz \cdot$$

Da pa vsi ti moleküli zadenejo v resnici ob plan $xy = Abcd$ pa ne sme nobeden od začetka stati dalje od te plani kot k večem toliko daleč, kolikor znese njegova srednja pot. Naj je srednja pot vsacega moleküla = ε . Ker pa je stanovitna hitrost = c in čas med dvema udaroma = τ , je pa $\varepsilon = c\tau$; tedaj je tudi

$$dp = \frac{Nmc^2}{3 \varepsilon} \cdot dz \cdot$$

¹ V. Lang. Sitzungsberichte Bd LXIV 1872, in Pogg. Ann. Bd. 145. p. 290.

Ker pa višost z nad planjo *Abcd* ne sme biti večja kot $z = \varepsilon$, da zadenejo naj zgornjeji molekuli ob plan, se pa dobi ekspanzivna moč ali tlak na enoto plani, t. j. na *Abcd*, ako se zadnja diferencijalna enačba integrava od meje $z = 0$ do meje $z = \varepsilon$ ter je

$$p = \int_0^{\varepsilon} \frac{Nmc^2}{3\varepsilon} \cdot dz = \frac{Nmc^2}{3}.$$

Zgornje določevanje ekspanzivne plinske moči ni prav natančno ker v natori ni najti tako rednega gibanja kakor si ga domišljuje Krönig in drugi, ki izpeljavajo tiste postavbe. Toraj si pa hočemo vzeti tukaj k preiskovanju najsplošnejši plinski stan.

Mislimo si posodo, v kateri ima število n_1 molekulov hitrost c_1

in daje n_2 " " c_2
 n_3 " " c_3

Ako razložemo hitrost c_1 poleg troje navpičnih koordinat, dobimo u_1, v_1, w_1 ;

in tako n_2 " " " " " u_2, v_2, w_2 ;

n_3 " " " " " u_3, v_3, w_3 ;

i t. d.

Ako vzamemo taki stan zadnemo boljše kakor kjerkoli poprej pravo natoro plinskih molekulov.

Prašanje, koliko velika je moč, z katero pritiskajo vsi ti molekuli ki so v posodi, na enoto plani?

Naj pomeni p_1 tlak, kateri izhaja od unih n_1 molekulov, ki imajo hitrost c_1 . Vsi molekuli naj so edinega plina, ter imajo enako množino materije $m = m_1 = m_2$. Ako vsako sekundo z molekulov bije ob enoto plani, katerih vsak ima svojo gibavno moč $= mw_1$, pa znesse tlak

$$p_1 = 2mw_1 \cdot z.$$

Dvakrat (2) se jemlje gibavna moč (mu_1) vsakega zaradi tega, ker stena jim ne vzame samo mu_1 , ampak ker odleté zopet z isto gibavno močjo mu_1 ter dvakrat se mu_1 prisigne v vakuum na steno.

Vzamimo na pomoč *podoba 5*. Naj bo m molekul namestnik vseh drugih; njegovo hitrost c_1 si mislimo razloženo poleg troje navpičnih koordinat. Plan MN , ki gre vstric k koordinatni plani XY naj pomeni steno, na katero zadevajo plinski molekuli.

Na plani MN si mislimo narisano enoto plani $= abcd = 1$. Iz kotov a, b, c, d , te plani potegnimo vstric k koordinatni osi

Z črte tako da pomeni $ae = bf = cg =$ dh tisto pot, kejo stori molekul vstřic OZ v silo majhnem času, kega imenujemo časni diferencijal dt ; ter je

$$ae = bf = w_1 dt.$$

Toraj meri prostornina

$$abcdefgh = V = abcd \cdot ae$$

in ker je $abcd = 1$, ter

$$V = 1 \cdot w_1 dt.$$

V enoti prostornine pa naj bo izmed n_1 molekulov suma $= N_1$; toraj jih je v narisani mali prismi

$$N_1 V = N_1 w_1 dt.$$

To je tisto število molekulov iz med n_1 kateri v času dt na zgorno steno zadenejo; drugih pa v dt ne more nobeden zadeti jo. Tedaj dobimo število z molekulov, ke zadene vsako sekundo ob enoto plani ako postavimo $dt = 1$, ter

$$z = N_1 w_1.$$

S pomočjo tega izneska pa dobimo po zgornjem

$$p_1 = 2mN_1 w_1^2.$$

Enako se skleplje za une druge molekule n_2 in $n_3, \dots$ ter je enako

$$p_2 = 2mN_2 w_2^2,$$

$$p_3 = 2mN_3 w_3^2, \dots$$

Gazovi tlak na enoto plani, ki izhaja iz vsih molekulov, iznaša tedaj $= p'$

$$p' = p_1 + p_2 + p_3 + \dots = 2m(N_1 w_1^2 + N_2 w_2^2 + N_3 w_3^2 + \dots).$$

Ker se pa ob istem času dt polovica molekulov proti steni, polovica pa od stene proč giblje, pa zadene samo ena polovica jih na steno, ter je v resnici tlak $= p$

$$p = m \Sigma N w^2.$$

Ako postavimo iznesek

$$N_1 w_1^2 + N_2 w_2^2 + N_3 w_3^2 + \dots = \overline{w^2} \cdot \Sigma(N)$$

pa $\overline{w^2}$ pomeni srednji iznesek hitrostnega kvadrata, in $\Sigma(N) = N$ pomeni vse molekule v enoti prostornine. Tedaj se piše tudi

$$p = m \cdot \overline{w^2} N.$$

Kakor je

$$\overline{w^2} = \frac{\Sigma N w^2}{\Sigma N},$$

je pa tudi

$$\overline{v^2} = \frac{\Sigma N v^2}{\Sigma N}$$

in

$$\overline{u^2} = \frac{\Sigma N u^2}{\Sigma N}.$$

Te zadnje enačbe soštevaje dobimo

$$\overline{u^2} + \overline{v^2} + \overline{w^2} = \frac{\Sigma N u^2 + \Sigma N v^2 + \Sigma N w^2}{\Sigma N} = \overline{c^2}$$

Ker $\overline{u^2}$, $\overline{v^2}$ in $\overline{w^2}$ niso drugzga kakor srednji izneski hitrostnih kvadratov, poleg troje koordinat in ker v pokojnem gazovem stanu ni spoznati nobenega razločka o gibanji poleg te in poleg une koordinate, in ker ni nobenega uzroka za tak razloček, je pa

$$\overline{u^2} = \overline{v^2} = \overline{w^2},$$

tedaj sledi iz poprejšnj enačbe

$$3 \overline{w^2} = \overline{c^2},$$

Ako postavimo le-ta iznesek v enačbo za p, pa dobimo na konci

$$p = \frac{Nm}{3} \cdot \overline{c^2}$$

To je pa zopet tista oblika, kejo je Krönig dobil za ekspanzivno moč.

10. §. Določevanje srednje molekulove hitrosti.

S pomočjo zadnje matematične oblike za gazovi tlak pa utegnemo odgovarjati na znamenito vprašanje: koliko metrov iznese povprek molekulova pot v sekundi ali kolika je molekulova hitrost?

V obliki za tlak

$$p = \frac{Nmc^2}{3}$$

pomeni c molekulovo hitrost, m množino njegove materije in N število molekulov v vsaki enoti prostornine. Tedaj Nm ni drugzga kot množina materije v enoti prostornine.

Ako pomeni s težo prostornine enote ali specifično težo gazo-
vo, je pa

$$Nm = \frac{s}{g}.$$

Ako pa mi hočemo računati z težno enoto, n. pr. po 1 kilo-
gramu, je pa bolje vpeljati v račun prostornino v , kejo posede en
kilogram tega ali unega gaza; v tej meri pa je

$$vs = 1, \text{ ter } v = \frac{1}{s}.$$

Tedaj je tlak

$$p = \frac{s}{3g}c^2,$$

ali pa

$$\frac{p}{s} = pv = \frac{c^2}{3g}.$$

Iz te oblike izhaja

$$c^2 = \frac{3pg}{s}$$

Pri določevanju hitrosti molekulov tega ali unega plina je pa
zarad primerjanja cden med družim treba jemati vsak gaz pri ka-
kem gotovem stanu v račun. Za tak podnožni stan velja stan
gazovi pri ledeni temperaturi $t = 0^\circ\text{C}$. in pod tlakom kateri vzdi-
guje o barometru živo srebro do 760^{mm} visoko. To je normalni
stan plinov, nanj se opira veliko določitev plinskih prikazen.

Pri barometru = 760^{mm} atmosferični tlak do kvadratnoga
metra iznese

$$p = 10334 \text{ kilogramov; in dalje je}$$

$$g = 9.81 \text{ metrov;}$$

specifična teža pa znaša za zrak . . . $s = 1.2931$ kilogramov

„ kislec . . $s = 1.4298$ „

„ zadušec. $s = 1.2562$ „

„ vodenec. $s = 0.0896$ „

in sicer vaga toliko vsak kubični meter teh gazov po naj gotovejših
Regnault-ovih izkušnjah.

Ako postavljamo te zneske v zadnjo enačbo pa dobavimo za
molekule vsacega teh gazov c^2 in potem $\sqrt{c^2} = c$ hitrost njegovih
molekulov v normalnem stanu: n. pr.

za zadušec

$$c^2 = \frac{3 \times 10334 \times 9.81}{1.2562} = 241925.36$$

ter

$$c = 491.85 \text{ metrov.}$$

Enako se preračuni

za kislec

$$c = 461 \text{ metrov,}$$

in za vodenec

$$c = 1844 \text{ metrov.}$$

11. §. Avogadro-va postava ali število molekulov v enoti prostornine.

Amadeo Avogadro¹ je že precej davno po kemičnih izkušnjah razsodil: da bi v enoti prostornine imel vsak gaz edino število molekulov. Kakor imenitna je ta postava dandanes, vendar še štirideset let za Avogadrom ni pridobila si toliko veljavnosti, da bi je bil leta 1850 imenitni francozki kemikar Viktor Regnault že kaj obračunal. Regnault je okoli leta 1850 še v svojih kemiških razpravah trdil, da bi bile izkušnje nasproti temu, kar si domišljuje več kemikarjev, da bi nesostavljeni gazi imeli v enakem prostoru enako število molekulov, ako se vzamejo ti gazi pri edini temperaturi in pod enakim tlakom.

Od leta 1860 sem je pa nova mehanična teorija o gorkoti tako močno napredovala, da je njena nova luč, ki je pregnala veliko krivih misel o gorkotnih prikaznih, tudi marsikatero kemične prikazni razodevala. Clausius² je prvi bil, ki je dokazal, da gorkotna teorija sili k spoznanju, da velja ta Avogadrova postava. Na njo se opiraje je pokazal Clausius, kako lahko se razlagajo na videz silo zapletene in zmedene postave o prostorninah sestavljenih in nesostavljenih gazov.

Zarad silno imenitnih nasledkov, ki se izpeljavajo iz Avogadrove postave, je pa truda vredno, da poiščemo to najrazložnejšo pot, ki pelje po gotovih kemičnih in fizikalnih izkušnjah k spoznanju Avogadrove postave.

Vzamimo si v misli posodo ABCDEFGH (*podoba 6*), katera je ravno *en* kubični meter velika. Stene te posode naj so trdne in neproduhljive, samo zgornja stena EFGH, ki meri z družimi vred

¹ Amadeo Avogadro. Journal de Physique. T. 73. juillet 1811 p. 58—76.

² Clausius. Über die Art der Bewegung, welche wir Wärme nennen. Abhandlungen XIV p. 254. — Poggend. Annal. der Phys. u. Chemie 1857 Bd. C. p. 353.

en kvadratni meter, naj ima tako napravo, da jo utegnemo rabiti kot nepremakljivo in zopet kot premakljivo steno, katera se brez zapreke dá premikati gori in doli.

V tej posodi imamo ravno *en* kubični meter zaprtega atmosferskega zraku. Od zunaj in od znotraj tišči na vsako steno, tedaj na vsak kvadratni meter zrakovi tlak, ki ima 10334 kilogramov moči. Kadar bi mi hotli premakljivo steno *EFGH* kvišku vzdigovati, bi morali vzdigovaje premagovati breme zunanjega atmosferskega tlaka, ter bi opravljali kako gotovo delo.

Zrak v kubičnem metru hočemo ogreti za *eno* stopinjo Celsijevega termometra, med tem pa naj bo zgornja stena premakljiva in zunanji zrak naj se opira s stanovitnim tlakom svojim. Ako ogrevamo pri taki napravi notranji zrak, pa odjenjuje zgornja stena pred notranjim močnejšim tlakom proti zunanjemu prostoru, dokler notranji zrak ne zmanjša svoje ekspanzivne moči do moči, s katero se mu opira zunanji atmosferski zrak. V tem naklonu se ogreva zrak v posodi pod stanovitnim zunanjim tlakom, ter je znana gorkotna množina, katere potrebuje da se zgreje za *eno* Celsijevo stopinjo. Le-ta primerna ali specifična gorkota znaša $C = 0.2375$ kalorij.

Ako pomeni *s* specifično zrakovo težo ali to kar vaga *en* kubični meter zraku v svojem normalnem stanu (pri toploti tajajočega se ledu in pod atmosferskim tlakom, ki vzdiguje živo srebro v barometru do 760^{mm}) se pa porabi k ogretvi našega zraku za vsako Celsijevo stopinjo gorkota $Q = C.s$ kalorij.

Pri tej ogretvi pa toplota Q ni samo ogrevala zaprtega zraka, ampak opravljala je tudi zunanje delo premagovaje zunanji atmosferski tlak $p = 10334$. Ako se je kubični meter narastel za $a = abcd$ *EFGH* kubičnih metrov, pa pomeni $\alpha = 0.00366$ ali kubični raztežni koeficient, ker se vselej pri stanovitnem zunanjem tlaku vsaka enota prostornine notranjega ogretega zraku za to množino naraste pri ogretvi za *eno* Celsijevo stopinjo. Ko je toplotna moč premagala breme p po prostoru α je pa storila razun ogretve tudi zunanje delo $L = p \alpha$.

Ako pa damo naši posodi tako napravo, da se ne da premagovati nobena stena, tudi zgornja *EFGH* ne, pa utegnemo zrak v kubičnem metru ogrevati pri stanovitni prostornini. V tem naklonu je tudi znana gorkotna množina, kejo potrebuje vsak kilogram zraka, da se zgreje za *eno* Celsijevo stopinjo. Le-ta primerna ali specifična toplota pa iznaša $c = 0.1684$ kalorij.

Ker zrak v kubičnem metru tehta s kilogramov, se pa porabi k njegovi ogretvi za eno Celsijevo stopinjo v zadnjem naklonu gorkota $Q = c \cdot s$ kalorij.

V prvem naklonu je gorkota Q razun ogretve tudi opravila zunanje delo $= pz$, tedaj se je tamkaj toliko več gorkote porabilo kakor v drugem naklonu (Q_1) kolikor jo je treba k opravljanju zunanjega dela. Tedaj je gorkotni razloček ($Q - Q_1$) opravil delo $= pa$. Ako pomeni A mehanični ekvivalent za vsako kalorijo, pa velja dosled toga enačba

$$A \cdot (Q - Q_1) = pz,$$

ter tudi

$$A = \frac{pz}{s(C - c)}.$$

Razumek zadnje oblike si hočemo posebno v spomin uzeti. Vsled dovršenih izkušenj pa ima razstežni koeficient α pri vseh stanovitnih gazih, ki so nabrani pod enakim tlakom, tudi enaki iznesek; tedaj je delo pz , kega opravi gaz pod stanovitnim tlakom vsake prostornine enote pri ogretvi za eno Celsijevo stopinjo, za stanovitne gaze enako veliko. Ali: delo pz je za vse stanovitne gaze neka stanovitna množina.

V zadnji enačbi se tedaj množine A in pz stanovištno, tedaj mora tudi množina $\dots s(C - c)$ biti stanovitna za vsakere gaze. Zadnja množina ima tedaj za vse stanovitne gaze enak iznesek al edino vrednost.

V navadi so zaznamnava zunanje delo $= \frac{pz}{s}$ katerega opravi vsak kilogram zraku pri ogretvi za eno Celsijevo stopinjo, s posebnim znamenjem $= R$,
ter je

$$A = \frac{R}{C - c}.$$

Ako postavimo za težo gazovega molekula znamenje mg , kjer pomeni m množino molekulove materije, g pa akceleracijo, se pa piše zadnja enačba tudi tako-le:

$$A = \frac{R mg}{(C - c)mg}.$$

Zgoraj smo spoznali, da ima množina $\dots s(C - c)$ pri vseh gazih enak iznesek; ko bi tedaj med specifično gazovo težo in med njegovo molekulovo težo mg veljala kaka primera, katera bi

bila pri vseh gazih enaka, bi pa morala. . . množina $= (C - c)mg$ imeti za vse gaze enaki iznesek. Ker ako je

$$s = \mu \cdot mg,$$

kjer je μ pri vseh gazih edina množina je pa tudi

$$s(C - c) = \mu \cdot (C - c) \cdot mg,$$

tedaj mora tudi

$$(C - c)mg \dots \text{za ove gaze biti edina množina.}$$

V pozoru na sestavne množine zadnjega produkta pa imamo dokončane izkušnje slovečega naravoslovca Regnault-a pred saboj, ter jih utegnemo porabiti k poskusu, ali je v resnici zadnji produkt za vse gaze edina množina ali ne? Vsled Regnaultovih izkušenj pa ima

	C	c	ter je C — c
vodenec =	3·40900,	2·41226,	0·99674
kislec =	0·21751,	0·15507,	0·06244
zadušec =	0·24380,	0·17273,	0·07107

Ako vzamemo za molekulovo težo spodej stoječe imenovanim gazom pristavljene števila, pa dobimo pridjane produkte kakor sledi

	mg	(C — c)mg
Za vodenec =	1,	0·99674
„ kislec =	16,	0·99904
„ zadušec =	14,	0·99498

Izneski poiskanega produkta $(C - c) mg$ se vjemajo dosti natanko da smo brez dvombe storiti sklep, da ima ta produkt za vse stanovitne gaze edino vrednost. Ako pomeni k neko stanovitno množino, pa utegnemo tedaj postaviti

$$s(C - c) = K_1$$

ter tudi

$$mg(C - c) = K_2,$$

in iz teh enačeb izhaja

$$\frac{s}{mg} = \frac{K_1}{K_2} = K,$$

kjer pomeni K množino, katera ima pri vseh stanovitnih gazih enaki iznesek. Ako zaznamnava s_1 specifično težo kakęga dru-

zega gaza, kateri stoji pod enakem tlakom pri enaki temperaturi je pa tudi

$$\frac{s_1}{m_1 g} = K,$$

ter tudi

$$\frac{s}{mg} = \frac{s_1}{m_1 g},$$

ali

$$s : s_1 = mg : m_1 g.$$

V enem kubičnem metru je pa gotovo število gazovih molekul skupaj, imenujmo to število $= N$; pri kakem drugem gasu pa naj bo to število $= N_1$. Ker se gazi samo pri enaki temperaturi in pod enakim tlakom eden z drugim primerovati utegnejo, pomenita tudi znamenja N in N_1 števila molekulov v enoti prostornine takrat ko imajo gazi enako temperaturo in ko stojijo ob enem tudi pod enakim tlakom. Ker vsaki molekul tehta mg , vsi (N) pa toliko kolikor tehta kubični meter gaza, je pa

$$s = N \cdot mg,$$

$$\text{in } s_1 = N_1 m_1 g.$$

Iz tega izhaja

$$N = \frac{s}{mg}$$

$$\text{in } N_1 = \frac{s_1}{m_1 g}$$

Ker pa ste zadnji množini v podobi odlomka $\frac{s}{mg}$ ena drugi enaki, pa morate tudi prvi na desni strani bi enaki, ter velja

$$N = N_1$$

V tej podobi je izražena Avogadrova postava, katera se po današnjem spoznavanju izgovarja:

Stanovitni gazi imajo, pri enaki temperaturi in pod enakim tlakom, v enako velikem prostoru enako veliko molekulov.

Ta postava ima veliko imenitnost zaradi določevanja tistih težnih primer, po katerih se prvine materije po kemičnih potih zvezujejo med saboj. Te primere se imenujejo sploh: kemični ekvivalenti. Gledè na atome, iz katerih obstoje ekvivalentni molekuli se pa utegnejo za te težne primere tudi tiste števila postavljati, katere pomenijo težo atomov, kateri se vežejo drug z

drugim in kateri nadomestujejo tudi v zvezah eden drugega. V tem pomenu se pa imenujejo prvinske primere v kemiji tudi: atomične peze.

Glede na ravno izgovorjeno postavo pa spoznamo, da se primerne teže raznih prvin lahko pozvedavajo pri tistih truplih, katere je mogoče spremeniti v plinski stan. Kadar je to ali uno truplo v plinskem stan tako pregreto, da v tem stanju izpolnjuje Mariottevo in Gay-Lussacevo postavo, tedaj velja za-nji zakon: da ima v enoti prostornine enako število molekulov kolikor jih ima kak drugi gaz pri isti temperaturi in pod istim tlakom.

Naj tehta kubični meter kakega plina kateremu iščemo njegov kemični ekvivalent, S kilogramov, število njegovih molekulov, naj bo N , teža vsacega mc , je pa

$$S = N \cdot mg.$$

Ako napolnimo zdaj kubični meter z vodenčevim plinom pri isti temperaturi in pod istim tlakom, pa tehta $= \sigma$ kilogramov ima v sebi ravno tisto število N molekulov, katerih vsaki tehta $= m g$, ter je pri vodencu

$$\sigma = N \cdot m_1 g.$$

Sledeča primera

$$\frac{S}{\sigma} = \frac{mg}{m_1 g} = k$$

se imenuje v kemiji: kemični ekvivalent.

Ako velja za drugo kemično zvezo ali prvino pod zgornimi pogoji

$$S_1 = N \cdot m_1' g,$$

je pa kemični ekvivalent te zveze ali prvine

$$\frac{S_1}{\sigma} = \frac{m_1' g}{m_1 g} = k_1;$$

tedaj dobimo primero

$$mg : m_1 g = k : k_1.$$

Toraj stoje teže prostorninske enote in pa teže molekulov pri raznih plinskih zvezah v ravno tisti primeri kakor njihovi kemični ekvivalenti.

Vse to obsega Avogadrova postava.

12. §. Živa molekularna moč, katera daje gazovim molekulom eno Celsijevo stopinjo, je pri vsakterih gazih enako velika.

Vzamimo si na pomoč zgorej dokazano enačbo ekspanzivne moči:

$$p = \frac{N}{3} \cdot mc^2$$

in pa enačbo Mariotteve in Gay-Lussaceve postave:

$$pv = R \cdot T.$$

Tukaj pomeni $T = a + t = 273 + t$ ali tisto po Celsijevih stopinjah premjereno temperaturo, katera se začne 273 stopinj pod zmrzajočo vodo. Temperatura T se imenuje absolutna. Kaj da pomeni spodnja meja absolutne temperature (absoluter Nullpunkt) se pozve iz zadnje enačbe, ako se za Celsijevo temperaturo t , katera se meri od zmrzajoče vode navzdoli in nazgorej, vzame $t = -273$ in se postavi v enačbo

$$p = \frac{R}{v} (a + t),$$

ker zdaj je

$$p = \frac{R}{v} (a - 273).$$

Ker pa je $a = 273$, je pa tukaj

$$p = 0.$$

Tedaj pomeni spodnja meja absolutne temperature T tisti gazovi stan, v katerim bi ne imel nobene ekspanzivne moči več.

Kakor smo zgoraj pozvedili ima množina R za vsak gotovi gaz svoj gotov in stanovit iznesek; pri kakem drugem gasu pa ima R_1 drug iznesek.

Iz prvih zgornjih dveh enačeb izhaja

$$T = \frac{2}{3} \cdot \frac{Nv}{R} \cdot \frac{mc^2}{2}.$$

Za kaki drugi gaz pri absolutni temperaturi T_1 pa velja po ravno tistem načinu

$$T_1 = \frac{2}{3} \cdot \frac{N_1 v_1}{R_1} \cdot \frac{m_1 c_1^2}{2}.$$

Iz enačbe Mariotteve in Gay-Lussaceve postave pa izhaja

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

in za drugi gaz

$$\frac{p_1}{T_1} = \frac{R_1}{v_1}$$

tedaj je v tistem naklonu, kader je

$$p = p_1 \text{ in } T = T_1$$

tudi

$$\frac{R}{v} = \frac{R_1}{v_1}$$

in pa kakor smo zgorej dokazali v ravno tem naklonu tudi

$$N = N_1$$

Toraj je

$$\frac{Nv}{R} = \frac{N_1 v_1}{R_1} \text{ stanovitna množina.}$$

Ako postavimo množino

$$\frac{2}{3} \cdot \frac{Nv}{R} = k$$

je pa vsled zgornje enačbe za T tudi

$$T = k \cdot \frac{mc^2}{2}$$

ali pa, ako postavimo množino $\frac{1}{k} = h$, tudi

$$hT = \frac{mc^2}{2}$$

Kadar je n. pr. $T = 1^\circ\text{C}$. dere molekul z gotovo hitrostjo po prostoru naprej, n. pr. z hitrostjo $c = u_1$, ter je zdaj

$$h = \frac{mu_1^2}{2},$$

tedaj pravimo, da stanovitna množina h ne promeni drugega kakor tisto živo moč deročega gibanja, katere je molekulu treba za eno ali za vsako Celsijevo stopinjo.

Iz tega pa spoznamo, da je res kakor smo trdili na čelu, da je tista živa moč deročega molekulovega gibanja, katera daje gazu eno Celsijevo stopinjo, enako velika pri vsakterih gazih.

Ker pa je množina h za vsakteri gaz enaka, pa nas uči predzadnja enačba da

„Živa moč deročega molekulovega gibanja je pri vseh gazih proporcionalna absolutni temperaturi,“ ali

z drugimi besedami: pri enaki (absolutni) temperaturi imajo molekuli vseh gazov enako živo moč v svojim deročem gibanju.

Ker smo pri izvodbi tega zakona v računu imeli $p = p_1$, bi pa utegnil kdo trditi, da ovi zakon o temperaturi takrat ne velja, kadar se spremeni samo tlak p tako da je $p \geq p_1$. Na to ugovorjanje pa nam natanko odgovarja Joule—tova izkušnja, katera uči, da se gazova temperatura ne ravna po njegovem tlaku ali da je absolutna temperatura neodvisna od tlakovih sprememb.

Joule je uzel k izkušnji dve bakreni posodi (*podoba 7*), kateri ste bili zvezani z cevjo, ke se je po volji zapirala ali odpirala z pipo r . Prva M teh posod je bila napolnjena z močno sostlačenim zrakom, druga N je bila zrako-prazna. Tako zvezani in pripravljeni posodi ste stali v „kalorimetru“ ali v drugi posodi, $ABCDabcd$, katera je bila z vodo toliko napolnjena da ste posodi stali popolnoma pod vodó. V kalorimetru je visel termometer, na katerem se je razodevala vsaktera sprememba v gorkotni stopinji.

Od začetka ste imeli posodi z sostlačenim gazom vred enako absolutno temperaturo T kakor voda, v kateri ste stali. Naj pomeni p gazovi tlak in v njegovo prostornino v tem začetnem stanu. V tem stanu velja toraj vsled Mariotteve in Gay-Lussaceve postav

$$pv = RT,$$

ni vsled dinamične teorije o plinskem gibanju tudi

$$\frac{3}{2} pv = Nv \cdot \frac{mc^2}{2},$$

ako prisvojimo črkami zgoraj omenjene razumke.

Ko je Joule poskušaje odprl pipo med posodama, je pa sostlačen zrak planil hitro iz svojega prostora v prazno posodo. Misliti bi utegnili, da se pri takem pretakanju zračnega trupla spremeni stopinja njegove gorkote. Joule je tedaj marljivo pazil na stopinjo živega srebra v termometru, ki je stal v kalorimetru, pa pri dokončani spremembi ko se je zrak pomeril v obeh posodah ni zapazil na termometru nobene gorkotne spremembe. — V tem drugem, stanu posoda zrak večji prostor, ker se razprostira po obeh posodah, teraj ima manjši tlak kakor v prvem stanu, iskušnje pa vendar kažejo, da si je ohranil prvo temperaturo.

Iz tega neovržljivega nasledka Joule-tovih izkušenj se vidi, da je gazova temperatura neodvisna od njegovega tlaka. — Mi pa mo-

ramo poiskati uzrok te prikazni in dokazati, da se zadnji zakon o temperaturi vjema z Joule-tovo izkušnjo.

Ako pomeni v drugem stanu p_1 spremenjen tlak, v_1 večjo zrakovo prostornino in T_1 njegovo absolutno temperaturo, kjer je $T = T_1$ pa veljate kakor poprej enačbi

$$p_1 v_1 = RT_1 = RT$$

in pa

$$\frac{3}{2} p_1 v_1 = N_1 v_1 \frac{mc_1^2}{2}.$$

Iz prvih dveh enačeb pa izhajajo, ker je $RT_1 = RT$ tudi

$$p v = p_1 v_1,$$

toraj mora vsled drugih dveh enačeb veljati

$$N v \cdot \frac{mc^2}{2} = N_1 v_1 \cdot \frac{mc_1^2}{2}.$$

Ker pa pomeni $Nv = n$ število gazovih molekulov, je pa tudi

$$Nv = N_1 v_1,$$

ker se ni nič zraka pogobilo, toraj velja tudi

$$\frac{mc^2}{2} = \frac{mc_1^2}{2},$$

kar nas uči, da se živa moč molekulovala nespremenjava z tlakom, toraj se vsled $hT^1 = k \cdot \frac{mc^2}{2}$ tudi absolutna temperatura ne spreminja. Toraj velja ta zakon sploh.

Clausius-u gre čast, da je prvi prav presodil omenjeno zadevo med temperaturo in med živo močjo deročega gibanja. V svoji razpravi: „über den Unterschied zwischen activem und gewöhnlichen Sauerstoff“¹ je Clausius to misel natanko izgovoril. V svoji razpravi o kakosti gibanja, katerega imenujemo toploto, je dokazal prostorninske primere plinskih trupel po sestavku (hipotezi): da imajo posamezni molekuli vsih gazov pri enaki temperaturi enako živo moč v svojim deročem gibanju. Dalje skleplje po tej hipotezi Clausius: ako je ta postava veljavna, pa morajo vsi gazi pri enaki temperaturi in pod enakim tlakom v enakem prostoru imeti enako število molekulov.

¹ Clausius: „Abhandlungen XVIII in Poggend. Annal. 1864 Bd. CXXI. str. 250.

Mi smo pa pot imenovanih sklepov obrnili, ter smo opiraje se na dovršene izkušnje poprej dokazali veljavnost Avogadrove postavbe, in z njeno pomočjo smo spoznali temu paragrafu na čelu zapisani sestavek.

13. §. Nekaj o živi moči molekularnega gibanja po plinskih zmesih.

Zgoraj smo za ekspanzivno plinsko moč najšli obliko

$$p = \frac{N}{3} mc^2 \text{ ali pa } pv = \frac{n}{3} \cdot mc^2,$$

kjer pomeni N število molekulov v enoti prostornine, n pa število molekulov v splošnem prostoru v . V navadi se pa dobiva v spisih mesto zadnje enačbe nekaj malo razločna oblika, ker se vzame $\frac{mc^2}{2}$ mesti mc^2 , ter se dobi oblika

$$\frac{3}{2} pv = n \cdot \frac{mc^2}{2}.$$

Oziraje se na to kar se godi po notranjih gazih med molekulami, ko se gibljejo med stenami kake zaprte posode semtertje, je pa treba zapaziti si, da utegne molekul m kakor sploh biti sestavljen iz vsakterih atomov ali pa enoten, ko obstoji v posebnih naklonih iz samega atoma.

Ako se napolne enota prostornine prvič z N posameznimi atomi, katerih vsak ima materijo m , hitrost c , drugič pa se napolne z enakim številom sestavljenih molekulov, katerih vsak ima n . pr. materijo $= \Sigma m$; je pa tlak prvič

$$p_1 = \frac{2}{3} N_1 \cdot \frac{m_1 c_1^2}{2},$$

in drugič

$$p = \frac{2}{3} N \cdot \frac{\Sigma mc^2}{2}.$$

Ako postavimo pogoj, da mora ekspanzivna moč v prvem in drugem naklonu biti enaka, je $p_1 = p$, ter tudi

$$\frac{m_1 c_1^2}{2} = \frac{\Sigma mc^2}{2}$$

Ker smo vzeli $N = N_1$. Iz tega pa spoznavamo, da mora v tem naklonu deroča živa moč atomova enaka biti z živo deročo močjo sestavljenega molekula.

Utegnemo pa si tudi misliti, da se pri raznih molekulih ali pri posameznih atomih njihove deroče hitrosti c in c_1 nekaj ločijo med saboj kakor se n. pr. ločijo hitrosti raznih trohine v tekoči vodi; v tem splošnem naklonu pa veljajo vnder še zgornje enačbe, toda zdaj $\frac{m_1 c_1^2}{2}$ in $\frac{\Sigma mc^2}{2}$ ne pomenijo prave žive moči ampak tisto srednjo živo moč deročega gibanja med molekulami, tedaj so c' in c tiste srednje hitrosti, s katerimi doseže plin tisto raztežljivo moč, katero v resnici v sebi ima.

Kakor smo v poprejšnem paragrafu spoznali, pa imajo molekuli vsch gazov pri enaki temperaturi počez enako živo moč v svojim deročem gibanju. Tukaj pa imamo izgled pred saboj, v katerim imata dva gaza z različnimi molekulami enake žive moči deročega molekularnega gibanja, ter sklepjemo, da imata ta dva gaza enake absolutne temperature.

Ako ima tedaj ta ali oni gaz obstoječ iz posameznih atomov, tisto temperaturo kakor jo ima kaki drugi obstoječ iz sestavljenih molekulov, imajo posamezni atomi prvega gaza ravno ta isto živo moč deročega gibanja kakor sestavljeni molekuli drugega gaza. Ako vzamemo zdaj naša dva gaza in jih pomešamo med saboj v tistem prostoru pri njihovi stari temperaturi, pa ostane tudi živa moč deročega gibanja med njihovimi molekulami kakor je bila poprej.

Zdaj si pa utegnemo misliti, da imamo plinsko zmes, v kateri zraven sestavljenih molekulov letajo semtertje vsakteri posamezni atomi, iz katerih so sestavljeni prvi molekuli. Le-ti posamezni atomi bi imeli tedaj vsak ravno isto živo moč v deročem gibanju, katero ima vsak sestavljen molekul. V pričo te zmesi bi pa mi v pozoru na sestavne atome vsakega molekula, kateri se tudi gibljejo med saboj, utegnili dočakovati, da si sestavljeni in posamezni atomi zadevaje se tako dolgo premenujejo svoje hitrosti in žive moči, dokler nimajo ti kot uni enakih živih moči. Te misli bi imele svojo pravico, ako bi kemična zveza med sestavljenimi atomi po molekulih ne storila o njihovem gibanju nobenega razločka.

V pozoru na atome, iz katerih so sestavljeni gazovi molekuli, je pa v resnici L. Boltzmann¹ po svojih analitičnih preiskavah

¹ L. Boltzmann. Ueber das Wärmegleichgewicht zwischen mehratomigen Gasmolekülen. Sitzungsberichte der kaiserl. Akademie der Wissenschaften in Wien Bd. LXIII, März 1871.

izpeljal prišel do te le razsodbe: „srednja živa moč deročega molekulovega gibanja je ravno toliko velika kakor srednja živa moč vsacega njegovih atomov.“

Boltzmann jemlje srednjo živo moč deročega molekularnega gibanja pomnoženo z vsimi molekulami kolikor jih je v enoti prostornine za razstežljivo moč; srednjo živo moč atoma, iz katerega se sestavlja molekul, pa za absolutno temperaturo, ter izpeljuje iz imenovane svoje postave sklep: da pri enaki temperaturi in pod enakim tlakom imajo vsi gasi v enakem prostoru enako število molekulov. Razumek zgornje enačbe

$$hT = \frac{mc^2}{2}$$

pravi, da se absolutna temperatura meri po srednji živi moči deročega gibanja. Vsled Boltzmann-ove postave pa pomeni množina $\frac{mc^2}{2}$ ob enem tudi srednjo živo moč vsakega atoma v sestavljenem molekulu, tedaj utegnemo po Boltzmann-ovih mislih le-to enačbo tudi s sledečimi besedami izgovarjati: „srednja živa moč atomova daje nam mero za absolutno gazovo temperaturo.“

Izkušnje, o katerih bomo pozneje prišli, bodo nam pomagale presoditi, katera postava se natori prilega, katera ne, te bodo pokazale, koliko se je zanašati na gole analitične razprave. Vsakteri analitični razpravi je podloženo kako gotovo vmišljenje, ter takim nasledkom in sklepom ni upati, dokler ni potrjena podlaga in posebno nasledek njihov.

14. §. O specifični gorkoti plinskih trupel.

Vzamimo si v misli gaz, kateri je na miru in ima po vseh svojih delih ali po vsem prostoru kolikor ga obseže enako gorkoto. V tem stanu je temperatura po vsem notranjem gazu enaka, ter je tudi živa moč molekularnega gibanja po vsem gazu enaka in mi pravimo da gaz ima neki stanovitni stan molekularnega gibanja.

V tem stanovitnem stanu naj pomeni $\frac{mc^2}{2}$ živo moč deročega molekula. Ker so molekuli sploh sestavljeni iz atomov, se pa moč njihovega gibanja z terčanjem ali butanjem eden ob drugem po-

deli tudi njihovim atomom. Molekuli imajo tedaj zraven ravno-deročega gibanja tudi še v sebi posebna gibanja med svojimi atomi ali med sestavnimi deli.

V našem stanovitnem stanu pri enaki temperaturi po vsem plazu mora pa tudi gibanje med atomi po molekulih biti povsodi enako. Gibanje med atomi se pa gotovo ravna po molekulovem gibanju, iz katerega izhaja, tedaj po živi moči $\frac{mc^2}{2}$ deročega molekularnega gibanja in pa po svoji osnovi in materialni natori. Ker je atomična osnova in materija v gotovih molekulih stanovitna, je tudi primera atomičnega gibanja po notranjem molekulu k zunanemu deročemu gibanju celega molekula stanovitna. Ako je ρ neka stanovitna množina, se dá tedaj gibanje med atomi izraziti po obliki

$$\rho \cdot \frac{mc^2}{2}.$$

Ako pomeni l vso srednjo živo moč molekulovo, katera se sestavlja iz deročega gibanja in iz gibanja po notranjem molekulu, je pa tedaj

$$l = \frac{mc^2}{2} + \rho \cdot \frac{mc^2}{2} = (1 + \rho) \frac{mc^2}{2}.$$

Ker smo pa zgoraj dobili

$$\frac{mc^2}{2} = hT,$$

je pa tudi

$$l = (1 + \rho) hT.$$

Po zgornjem premišljevanju pa smo spoznali, da je primerni koeficient ρ za vsak posoben ali za gotovi gaz neka nespremenljiva množina, tedaj se dobava iz zadnje enačbe sprememba vse srednje žive molekulove moči $\equiv$ d.l., katera spremljava temperaturno spremembo dT , ako se zadnja enačba diferencava pri stanovitni množini ρ , toraj je

$$dl = (1 + \rho) h \cdot dT$$

Naj pomeni zopet N število molekulov v enoti prostornine, ter pomeni

$$N \cdot dl = (1 + \rho) hN \cdot dT$$

množino vse tiste žive molekularne moči, katera se naraste v vsaki enoti prostornine, kadar se gazova temperatura pomnoži za dT .

Mislino si zdaj gaz v njegovem idealnem stanu, v katerem bi gaz popolnoma spolnaval Mariottevo in Gay-Lussacevo postavbo, in

naj pomeni γ pravo specifično gorkoto vsake enote prostornine ali specifično toploto enote prostornine pri stanovitni prostornini, $A\gamma$ pa tisto delo ali živo moč, ki je enakovredno z gorkoto γ (kjer pomeni A mehanični ekvivalent gorkote enote), — pa dobimo za gorkotno spremembo $N \cdot dl$ v enoti prostornine pri temperaturni spremembi dT tudi obliko

$$N \cdot dl = A\gamma \cdot dT;$$

toraj izhaja iz zveze te in predzadnje enačbe sledeča postava:

$$A\gamma = (1 + \rho) hN,$$

ali pa

$$\gamma = \frac{h}{A} \cdot N(1 + \rho)$$

V tej obliki pa so vse množine pri gotovem gasu nespremenljive, toraj se glasi postava: prava specifična gorkota vsake enote prostornine je za vsak gotovi gas gotova stanovitna množina.

Ako pa pomeni v prostornino vsake enote gazove teže, je $v\gamma = c$ ta prava specifična toplota njegove težne enote pri stanovitni prostornini, in namreč

$$Av\gamma = Ac = (1 + \rho) h \cdot Nv.$$

Ker pa Nv ne pomeni drugega kot število gazovih molekulov v težni enoti, katero število imenujemo sploh = n , je pa

$$c = \frac{h}{A} n (1 + \rho)$$

Ker je dalje število n gazovih molekulov, katero tehta ravno en kilogram stanovitno pri gotovem gasu, in ker je ρ stanovitna množina gotovega gaza, pa ima zadnja oblika na desni strani samo stanovitne množine glede na gotovi gas, tedaj se glasi zadnja enačba:

prava specifična toplota vsake enote gazove teže je pri gotovem gasu stanovitna množina.

V pozoru na določevanje tiste gorkote, katere potrebuje enota gazove teže da se ogreje do gotove temperaturne stopinje, si pa hočemo misliti gas tako popolnoma ali v tistem idealnem stanu, v katerem se spominja ta njegov tlak in prostornina z temperatura popolnoma po Mariottevi in Gay-Lussacevi postavi. Ako je splošen ta pogoj, pa smemo reči, da se gazovi molekuli ne nategujejo več toliko med saboj, da bi bilo treba preračunovati tisto trohico notranjega dela, kega je treba pri gazovem razstezanju opravi-

vljati, da se molekuli v večji prostornini bolje vsak sebi postavijo. V kratkem pravimo da gaz v idealnem stanu nima nobenega notranjega dela.

Naj bo ta pogoj izpolnjen in naj pomeni $A \cdot dQ$ tisto mrvo gorkote (izražene v podobi dela), kejo enota gazove teže vzame va-se, ko se njegova temperatura povikša za dT . Tisti odlomek te gorkote pa, kateri se pri tem spreminjevanji porabi samo k temperaturnem rastenju, naj se zaznamnuje z $\frac{dW}{A}$, in tisti odlomek, kateri opravlja zunanje delo, ko se gaz pri ogrevanju razširja, naj bo $= \frac{dL}{A}$, je pa vsled mehanične gorkotne teorije

$$A \cdot dQ = dW + dL.$$

Zdaj pa tirjamo, da se pri tej spremembi pripelje gazovem trupu ravno toliko gorkote, kolikor joj je treba da se od nje zgreje enota gazove teže do ene Celsijeve stopinje. V tem naklonu pa gazova težna enota potrebuje ravno tisto množino gorkote, kejo imenujemo specifično gorkoto C v pozoru na težno enoto, toraj je $\int dQ = C$; in $\int dW = c$ ni drugzega kot specifična gorkota prvi stanovitni prostornini v pozoru na enoto gazove teže. Tedaj dobimo integrovaje zadnjo enačbo

$$A \cdot C = A \cdot c + \int p dv$$

ako se poprej spomnimo, da dL prihaja od tod, da se zunanji tlak p po prostoru na poti dv premagoje in da je $dL = p dv$.

Vrednost ali iznesek zunanjega dela, kega opravi enota gazove teže raztezavaje se pod stanovitnem tlakom pri ogrevanju za eno Celsijevo stopinjo, se pa preračunava po Mariottevi in Gay-Lussacevi postavi

$$pv = R(a + t) = RT,$$

ter je

$$\int p dv = R \int_T^{T+1} \frac{dT}{T} = R.$$

Stanovitna množina R ne pomeni tedaj drugzega kot tisti iznesek zunanjega dela, katerega opravi težna enota gaza, ko se gaz pod stanovitnem tlakom razstezava, med tem ko se za ono Celsijevo stopinjo ogreva.

Ako postavimo le-ta iznesek v zgornjo enačbo, pa dobimo

$$A \cdot C = Ac + R$$

ali pa

$$C = c + \frac{R}{A}.$$

Kakor je zgoraj že pokazalo se ste pa množini c in R stanovitni pri gotovem gasu, tedaj pravi zadnja enačba:

„da je tudi specifična gorkota za težno enoto pod stanovitnim tlakom neka stanovitna množina gotovega gaza.

Iz zadnje enačbe se pa izpeljava tudi

$$C - c = \frac{R}{A},$$

ter tudi

$$\frac{C}{c} = \frac{R}{Ac} - 1$$

Prva teh dveh enačeb pravi, da je razloček med specifično gorkoto za težno enoto pri stanovitnem tlaku in med specifično gorkoto težne enote pri stanovitni prostornini tudi stanovitna množina gotovega gaza.

Druga enačba pa nas uči, da je odlomek $\frac{C}{c}$, katerega dostikrat nahajamo pri uku o gazih, tudi stanovitna množina gotovega gaza, ter se glasi postava, kejo naznannuje zadnja enačba tako-le: „primera ali kvocient obeh specifičnih gorkot v pozoru na enoto gazove teže, je pri gotovem gasu stanovitna množina.

Preden j še ni mehanična teorija o gorkoti bila razjasnila imenovanih množin, se je še okoli leta 1850 sodilo veliko drugače o specifičnih gorkotah; terdilo se je, da se specifične toplote spremenjajo z gazovo gostobo i. t. d. Tukaj imenovane postavbe je prvič izgovoril natanko R. Clausius¹ v svoji razpravi: „Ueber die bewegende Kraft der Wärme und die Gesetze, welche sich daraus für die Wärmelehre selbst ableiten lassen.“

Od tega časa sem se je o razumku gorkotnih prikazen veliko spremenilo, največ so razjasnile Regnaultove izkušnje; te kojih je leta 1853 na svetlo dal so razjasnile dvombo o zgornji Clausijevi razsoji ter so potrdile njegov sklep. Glede na našo zgornjo računjenje imajo pa Regnaultove izkušnje tudi zaradi tega

¹ Clausius. „Abhandlungen I. S. 43 und 44. Poggeendorff Annal. der Phys. u. Chemie LXXIX, 1850.

veliko imenitnost, ker potrdijo nasledke našega računa, ter tudi potrdijo, da je matematična podlaga naša o molekularnem gibanju ta prava.

15. §. 0 pravi molekulovi gorkoti ali o produktu iz molekulove teže in iz prave specifične gazove gorkote.

Naj pomenite črki c in c_1 te prave specifične gorkote težne enote dvojnih gazov (pri stanovitni prostornini v idealnem stanju), in spomnimo se, da velja za gotovi gaz enačba

$$c = n \cdot \frac{h}{A}(1 + \rho),$$

ter za vsak drugi gaz

$$c_1 = n_1 \cdot \frac{h}{A}(1 + \rho_1).$$

Iz teh dveh enačeb pa izhajata druga

$$n \cdot \frac{h}{A}(1 + \rho)c_1 = n_1 \frac{h}{A}(1 + \rho_1)c.$$

V tej enačbi pa pomenita črki n in n_1 števila molekulov kar jih gre na težno enoto; ako pomenijo oblike mg in m_1g molekulne teže, je

$$n \cdot mg = 1 \text{ in tudi } n_1 m_1 g = 1,$$

in za n iznesek

$$n = n_1 \frac{m_1 g}{mg}.$$

Ako postavimo le-ta iznesek v zgornjo enačbo, pa dobimo okrajševaje $\frac{h}{A}$

$$(1 + \rho)c_1 \cdot m_1 g = (1 + \rho_1)c \cdot mg$$

tedaj tudi

$$\frac{c \cdot mg}{(1 + \rho)} = \frac{c_1 m_1 g}{(1 + \rho_1)}.$$

Ker obliki c , mg in c_1 , m_1 , g ne pomenite drugzega kot pravo molekulovo gorkoto idealnega gaza (pri stanovitni prostornini), pa nas uči zadnja enačba spoznavati to-le postavbo: produkti iz prave specifične gorkote in iz molekulove teže niso sploh pri vsih gazih enaki eden drugemu, enake izneske imajo ti produkti samo pri tistih gazih, pri katerih je primera ρ gibanja med atomi po mole-

kulih in med gibanjem celih molekulov po prostoru enaka pri tem kot pri unem.

Treba bo tedaj poiskati kake pomoči, z katero si odpremo pot do razsojenja, pri katerem gazu da je primerna množina ρ ali $(1 + \rho)$ večja pri katerem pa manjša. Poprej pa utegnemo po izkušnjah posnemati posamezne izneske c in mg ter iskati produkta cmg in ogledovati ga ali ima pri raznih gazih tisto vrednost ali ne. Vzamimo za sledeče gaze tiste specifične gorkote c pri stanovitni prostornini, katere se izpeljavajo iz najbolj zanesljivih Regnaultovih izkušenj in porabimo pristavljene izneske za molekularno težo mg , pa dobimo pod obliko cmg postavljene izneske produkta, kega iščemo, namreč:

za gaze:	c	mg	cmg
kislec.	0.15507	16	2.4816
vodenec.	2.41226	1	2.4122
zadušec.	0.17273	14	2.4178
zadušecov oksidul.	0.18100	22	3.9820

Na teh izgledih je videti, da molekuleve gorkote sploh nimajo enake vrednosti, da se pa pri kislec, vodencu in zadušecu skoraj popolnoma vjemajo izneski.

16. §. Primera med vso živo molekularno močjo v kakem gazu in med živo močjo deročega gibanja njegovih molekulov.

V predzadujem paragrafu smo zvedili, da je razloček med specifičnima gorkotoma C in c stanovitna množina, in sicer:

$$C - c = \frac{R}{A} ;$$

od poprej pa vemo da je

$$pv = RT .$$

Iz teh dveh enačeb izhajajo ta-le:

$$pv = A(C - c)T .$$

Spomnit se je treba, da v tej enačbi v pomeni prostornino težne enote v misli vzetega gaza.

Naj nam pomeni znamenje G vso živo moč, katero ima gaz v težni enoti pri absolutni temperaturi T , to je vso živo moč gazovega molekularnega gibanja, in spomnimo se, da je A c tisto

delo ali tista živa moč, katera daje gazu pri težni enoti eno Celsijevo stopinjo ali $T = 1$, pa spoznamo, da je

$$G = A \cdot cT;$$

iz zgornje enačbe pa izhajajo

$$T = \frac{pv}{A(C - c)}.$$

Ako postavimo zadnji izrazek T v obliko G pa imamo

$$G = pv \cdot \frac{c}{C - c}.$$

Dalje naj pomeni D živo moč deročega molekularnega gibanja v težni enoti gazovega trupla, in spomnimo se da smo na zgornjem mestu našli

$$\frac{3}{2} pv = \frac{n \cdot mc^2}{2},$$

tedaj

$$\frac{3}{2} pv = D.$$

Ker mi iščemo primere med vso živo molekularno močjo G in med živo močjo deročega gibanja D gazovih molekulov, pa dobimo zdaj

$$G : D = \frac{c}{C - c} : \frac{3}{2}$$

ali pa

$$\frac{G}{D} = \frac{2}{3} \cdot \frac{c}{C - c}.$$

V zadnji enačbi pa utegnemo postaviti navadno obliko $\frac{G}{c} = z$, ter je

$$\frac{G}{D} = \frac{2}{3} \cdot \frac{1}{z - 1}.$$

Razun tega izraza iskane primere med G in D pa utegnemo najti še drugo obliko. Imeli smo namreč poprej

$$A \cdot c = (1 + \rho)h \cdot Nv,$$

tedaj je tudi

$$Ac \cdot T = (1 + \rho)h \cdot NvT$$

ali naša množina

$$G = h(1 + \rho)Nv \cdot T$$

Ako v zadnji enačbi postavimo ničlo $= 0$ mesti ρ pa izbrusimo iz enačbe tisti del žive moči, ki teče v notranjem gibanju po

molekulovih atomih, ter ostane samo tista živa moč, katera izvira iz molekularnega gibanja po prostoru, ter se G spremeni v zadnji enačbi v D , in mi imamo

$$D = hT \cdot N_V.$$

Iz zadnjih dveh enačeb pa dobimo novo obliko primere med množinama G in D , kejo iščemo, in sicer

$$\frac{G}{D} = (1 + \rho).$$

Ozrimo se na zgornjo obliko ravno iste primere med G in D pa spoznamo, da je

$$(1 + \rho) = \frac{2}{3} \cdot \frac{1}{z - 1}.$$

Z pomočjo te enačbe se najde tedaj primera ρ med gibanjem celega molekula in med gibanjem atomov v molekulu iz druge bolj znane množine $z = \frac{C}{c}$, katera ni drugega kakor primera med specifično gorkoto C pri stanovitnem tlaku in med specifično gorkoto pri stanovitni prostornini.

Pri tistih gazih, pri katerih se po čez sme vzeti $z = 1.41$ kakor n. pr. pri kislec, vodencu in zadušecu, iznaša tedaj

$$(1 + \rho) = \frac{2}{3} \cdot \frac{1}{1.41 - 1} = 1.626$$

tedaj je pri gazih te vrste

$$\rho = 0.626.$$

Clausius je najšel po drugem načinu prvi leta 1857 iznesek $\rho = 0.615$.

Zdaj ko poznamo zvezo med koeficientom ρ atomičnega gibanja po molekulu in med znano množino $\frac{C}{c} = z$ ali ko poznamo funkcijo $\rho = f(z)$, pa utegnemo v pozoru na tiste gaze, za katere je množina z znana, presoditi ali je pri teh gazih v zgornji obliki

$$\frac{c \cdot mg}{1 + \rho} = \text{stanovitna množina},$$

specifična molekulova gorkota ali produkt $c \cdot mg$ večji ali manjši pri tem gasu kot pri unem.

Ako postavimo stanovitno množino $\frac{c \cdot mg}{1 + \rho} = k$,
pa imamo tudi

$$c \cdot mg = k(1 + \rho),$$

tedaj sodimo po tej obliki da je prava molekulova gorkota pri tistem gasu večja, pri katerem ima primerna številka ρ večji iznesek. Poprašajmo izkušnje ali velja ta sklep ali je napačen? Ker se vsled zgorne enačbe funkcija $\rho = f(z)$ izraža po obliki

$$\rho = \frac{2}{3} \cdot \frac{1}{z - 1} - 1$$

bo pa množina ρ pri tistih gasih večja, pri katerih je množina z manjša. Tedaj bi po izkušnjah tisti gas imel imeti večji produkt $c \cdot mg$ kateri ima manjši primerno množino z . Izkušnje pa uče da ima pri sledečih gasih z izneske, kateri stoje pod znamenjem te črke, in zgoraj smo že preračunili pod obliko $c \cdot mg$ pristavljene produkte za ravno te gaze namreč

	z	$c \cdot mg$
pri kislec.	1.4026	2.4816
„ vodencu	1.4134	2.4110
„ zadržecu	1.4110	2.4178
„ zadrževem oksidulu	1.2497	3.9820

Ti po izkušnjah posneti izneski nas tedaj uče, da ima zgornji sklep svojo veljavnost, da zares ima gas več molekulovalo gorkoto manjši ko je iznesek njegovega koeficienta z . Tedaj potrjujejo ti nasledki tudi, da imajo gasi, katerih molekuli potrebujejo več gorkoto (ali gasi z večim produktom $c \cdot mg$) v resnici več atomičnega gibanja po svojih molekulih kot drugi.

Ozrmo se zdaj še nazaj na zgoraj imenovano Boltzmann-ovo postavu, ter prašajmo ali se vjemajo njeni nasledki z resničnimi primerami in prikazni ali ne. Po tej postavi je srednja živa moč vsacega atoma v molekulu ravno tako velika kakor živa moč deročega molekulovala gibanja. Ako pomeni n število molekulov v težni enoti tega ali unega gasa in ako je njihova srednja živa moč $= \frac{mc^2}{2}$ je pa živa moč deročega molekularnega gibanja katero ima gas v težni enoti

$$D = n \cdot \frac{mc^2}{2} .$$

Ako obstoje gazovi molekuli vsak iz z atomov, ima pa vsak molekul vsled Boltzmann-ove postave v sebi živo moč $= z \cdot \frac{mc^2}{2}$, toraj iznašava vsa živa moč G vseh n molekulov v težni enoti

$$G = n \cdot z \cdot \frac{mc^2}{2},$$

in tedaj bi morala veljati enačba

$$\frac{G}{D} = z.$$

Spomnimo se, da smo zgoraj dokazali, da je sploh

$$\frac{G}{D} = 1 + \rho,$$

tedaj bi tudi morala sploh veljati enačba

$$1 + \rho = z$$

ako bi Boltzmannova postava imela pravo veljavnost.

Na današnji stopinji naših vednost o gazih pa nam izkušnje in teoretični nasledki posiljujejo sklep, da so molekuli prvotnih gazov, kakor molekuli kislecovi, vodencovi, zadušecovi i. t. d. sestavljeni v njihovem rednem stanu vsak iz dveh atomov. Zgornja množina z ima tedaj pri teh prvotnih gazih iznesek ≈ 2 . Toraj bi pri kislecu, vodencu i. t. d. morala veljati enačba

$$1 + \rho = 2 \text{ ali } \rho = 1.$$

Ta nasledek Boltzmannove postave pa nasprotuje zgoraj dokazani pravi vrednosti množine ρ , katera iznaša pri teh gazih okoli $= 0.626$ ne pa $= 1$. — Tedaj ni kaj upati, da bi Boltzmannova postava v natori imela svojo veljavnost.

Na dalje preiskovaje veljavnost ali neveljavnost Boltzmann-ove postave vzamimo k razsojevanju zgornjo enačbo

$$(1 + \rho) = \frac{2}{3} \cdot \frac{1}{z - 1}$$

ter postavimo

$$(1 + \rho) = z$$

kakor to tirja Boltzmann-ova postava, pa dobimo novo primero

$$z = \frac{2}{3} \cdot \frac{1}{z - 1},$$

iz te pa izhaja

$$z = \frac{2}{3} \cdot \frac{1}{z} + 1.$$

V tej obliki se izraža je po Boltzmann-ovi postavi primera z med specifično gorkoto težne enote pri stanovitnem tlaku in med specifično gorkoto pri stanovitni prostornini.

Mi pa poznamo po izkušnjah posnete in na vse strani potrjene izneske te primere $\frac{C}{c} = z$ da je pri prvotnih gazih, kakor pri kislec, vodencu in zadušecu nje iznesek $z = 1.41$. Vemo pa tudi, da ni dvometi, da obstoje molekuli teh prvotnih gazov iz po dveh atomov, tedaj je pri kislec, vodencu, in zadušecu množina $z = 2$, ter bi vsled Boltzmann-ove postave morala primera z imeti iznesek

$$z = \frac{2}{3} \cdot \frac{1}{2} + 1 = 1.33 \dots$$

v resnici pa ima iznesek $= 1.41$.

Iz tega zopet toliko previdimo, da se Boltzmann-ova postava ne hoče prav prilegati naravnim zadevam.

V poprejšnem preiskovanji smo si pa pridobili še druge pripomočke k presojevanju imenovane Boltzmann-ove postave. Najšli smo bili za specifično gorkoto, kejo ima enota prostornine, v podobi dela obliko

$$A\gamma = (1 + \rho)hN;$$

tedaj vsled Boltzmann-ove postave

$$A\gamma = z \cdot hN.$$

Ker pa za vsakteri drugi gaz pri enaki temperaturi in pod enakim tlakom velja tudi

$$A\gamma_1 = z_1 \cdot Nh,$$

pa izhaja iz zadnjih dveh enačeb nova primerna zveza

$$\gamma : \gamma_1 = z : z_1$$

kateri bi plinske lastnosti imele zadostevati ako velja Boltzmannova postava. Vsled te enačbe bi morala primera med specifičnima gorkotama dveh gazov v pozoru na enoto prostornine enaka biti primeri med številoma njihovih atomov, iz katerih se sestavljajo njihovi molekuli.

Prašaje ali gazi izpolnavajo ta nasledek Boltzmann-ove postave

ali ne v sledeči sestavi za z tiste zneske, katere je Clausius¹ izvedil iz Regnaultovih izkušenj.

Plinska imena	kemično znamenje	γ	z	$\gamma : \gamma_1$	z : z ₁
kislec	O ₂	1·018	2	1	1
zadušec	N ₂	0·996	2	1	1
vodenec	H ₂	0·990	2	1	1
klor	Cl ₂	1·350	2	1·35	1
brom	Br ₂	1·395	2	1·40	1
zaduščev okis . . .	NO	1·018	2	1	1
ogljenev okis . . .	CO	0·997	2	1	1
vodenčev klore . .	HCl	0·975	2	1	1
ogljenečena kislina .	CO ₂	1·55	3	1·55	1·5
zaduščev okise . .	N ₂ O	1·64	3	1·6	1·5
vodeni soparji . . .	H ₂ O	1·36	3	1·4	1·5
žveplena okislina . .	SO ₂	1·62	3	1·6	1·5
vodenčev žveplec . .	H ₂ S	1·29	3	1·3	1·5
ogljenečev žveplec .	CS ₂	2·04	3	2	1·5
ogljenečev vodenec .	CH ₄	1·54	5	1·55	2·5
kloroform	CHCl ₃	3·43	5	3·4	2·5
oljetvorni plin . . .	C ₂ H ₄	2·06	6	2	3
amonijak	NH ₃	1·37	4	1·4	2
benzin	C ₆ H ₆	5·60	12	5·6	6
terpentinovo olje . .	C ₁₀ H ₁₆	13·71	26	13·7	13
lesna žestina	CH ₄ O	2·60	6	2·6	3
alkohol (evet) . . .	C ₂ H ₆ O	3·87	9	3·9	4·5
eter	C ₄ H ₁₀ O	6·87	15	6·9	7·5
etilov žveplec	C ₄ H ₁₀ S	6·99	15	7	7·5
etilov klore	C ₂ H ₅ Cl	3·21	8	3·2	4
etilov bromec	C ₂ H ₅ Br	3·76	8	3·8	4
holanška kapljina . .	C ₂ H ₄ Cl ₂	4·24	8	4·2	4
oceton	C ₃ H ₆ O	4·50	10	4·5	5
ocetni eter	C ₄ H ₈ O ₂	6·82	14	6·8	7
kremenčev klore . . .	SiCl ₃	4·21	4	4·2	2
fosforov klore	P Cl ₃	3·39	4	3·4	2
arzenov klore	As Cl ₃	3·77	4	3·8	2
titanov klorovec . . .	Ti Cl ₄	4·67	5	4·7	2·5
cinov klorovec	Sn Cl ₄	4·59	5	4·6	2·5

¹ Clausius. Abhandlungen VI Tabelle der specifischen Wärmen §. 296.

V tej tabeli se vjema večina množin, katere se izpeljavajo iz izkušenj in njihovih nasledkov, z nasledki Boltzmann-ove postave: tedaj bi po teh izneskih utegnili soditi, da bi v natori veljala Boltzmann-ova postava in da bi tisti izneski, ki se ne vjemajo ž-njo, izvirali iz kake druge zadeve. In res je Clausius sam pristavil svojim zgornjim izneskom specifičnih gorkot, da se izneski njegove tabele, kateri veljajo za množino specifične gorkote pri stanovitni prostornini, menda ne vjemajo ne vsi in tudi ne popolnoma z izneski prave specifične gorkote. Ako je ta misel prava, imamo vzrok zgornjih razločkov iskati v Clausijevih izneskih, ne pa v neveljavnosti Boltzmann-ove postave. Tedej s tim še ni rešeno naše oprašanje, temveč nas tabela zapeljuje verjeti na veljavnost Boltzmann-eve postave.

17. §. O znesku tiste stanovitne žive moči deročega gibanja po gazih, katera daje molekulu eno Celsijevo stopinjo ali o temperaturni nespremenljivki.

Ako pomeni oblika $\frac{mc^2}{2}$ srednjo živo moč deročega molekulo-vega gibanja, T absolutno gazovo temperaturo in h tisto živo moč tega gibanja, od katere se dela ena Celsijeva stopinja, ali ako pomeni h temperaturno nespremenljivko, pa velja, kakor smo v poprejšnjem dokazali, enačba

$$hT = \frac{mc^2}{2}.$$

Izvedili pa smo tudi sgoraj že, da razloček specifične gorkote težne enote pri stanovitnem tlaku in une specifične gorkote pri stanovitni prostornini dela za vsakteri gaz gotovo nespremenljivo množino, katera se izražava po obliki

$$C - c = \frac{R}{A}.$$

V tej enačbi pomeni R nespremenljivo množino (gotovega gaza) pri Mariotte-vi in Gay-Lussacevi postavi in sicer gledé na težno enoto tega ali unega gotovega gaza, A pa mehanični ekvivalent za gorkotno enoto, C in c pa specifični gorkoti v pozoru na težno enoto, prva pri stanovitnem tlaku, druga pri stanovitni prostornini.

Po ravno istem preiskovanji pa smo našli za temperaturno nespremenljivko iznesek

$$h = \frac{3}{2} \cdot \frac{R}{Nv}.$$

V tej obliki pomeni N število molekulov v enoti prostornine, v pa prostornino gazovo pri težni enoti.

Ako postavimo za množino molekulove materije znamenje m in za zemsko akceleracijo g , je mg molekulova teža, in ako dalje pomeni n število molekulov v težni enoti, je pa

$$Nv = n \quad \text{in} \quad nmg = 1;$$

ter je tudi

$$h = \frac{3}{2} \cdot Rmg.$$

Ako mi hočemo najti drugo enačbo, v kateri se izražava množina Rmg po drugem obrazu pa multiplikavajmo zgornji razloček specifičnih gorkot z molekulovo težo, pa je

$$(C - c) mg = \frac{Rmg}{A}.$$

V to enačbo vstavimo

$$Rmg = \frac{2}{3} h$$

iz predzadnje enačbe, ter dobimo

$$(C - c) mg = \frac{2}{3} \cdot \frac{h}{A}.$$

V tej enačbi pa se nam razodeva nova postava, katera se glasi: „produkt iz razločka specifičnih gorkot težne enote in iz molekulove teže ima pri vsih gazih edini nespremenljivi iznesek.

S pomočjo zadnje enačbe se pa dá določiti temperaturna nespremenljivka h , ako si poiščemo nasledke dovršenih izkušenj. Oblika zadnje enačbe kaže, da se množina h mora pozvediti iz molekulove teže, iz specifičnih gorkot gledé na enoto teže in iz mehničnega gorkotnega ekvivalenta.

Izvolimo si k računu naj zanesljivše nasledke Regnaultovih izkušenj, pa imamo za gaze:

	C	c	C — c
kislec	0·21751	0·15507,	ter = 0·06244
zadušec	0·24380	0·17273	0·07107
vodenec	3·40900	2·41226	0·99674

Vzamimo tudi kakor zgoraj za molekulove teže mg tiste izneske, kateri so se skazali kot naj gotovejši, pa najdemo zaiskano množino $\frac{2}{3} \frac{h}{A}$, tiste izneske katere vidimo v sledeči sestavi pod tem znamenjem, in sicer

za gaze:	mg	$\frac{2}{3} \frac{h}{A}$
kislec	= 16	= 0.99904
zadušec	14	0.99498
vodenec	1	0.99674.

V pozoru na te izneske iskane množine ni dvometi da bi $\frac{2}{3} \frac{h}{A}$ ne bila stanovitna množina; tedaj uče ti izneski, da ima temperaturna nespremenljivka h prvič pri vseh gazih edini iznesek, in drugič, da se ta iznesek bliža toliko enoti, da gledé pogreškov pri izkušnjah utegnemo postaviti

$$\frac{2}{3} \frac{h}{A} = 1,$$

tedaj ima nespremenljivka h iznesek

$$h = \frac{2}{3} A.$$

V tej enačbi se nam razodeva zopet nova postava, katera se glasi: „tista živa moč deročega molekulovega gibanja, katere je treba gazu za eno Celsijevo stopinjo, iznaša poldrugi mehanični gorkotni ekvivalent.“

Živa moč h se opira na tisto težno enoto kakor molekulova teža mg , toraj se opira tudi mehanični ekvivalent A na isto težno enoto v kateri se določuje molekulova teža.

Ker v sedanjih dnéh še ne poznamo molekulove teže kakoršna je sama na sebi, temveč izrazujemo molekulovo težo v primeri k teži vodenčevega molekula, pa utegnemo izvoliti si težno enoto po priložnosti; tedaj vzamemo mehanični ekvivalent po navadi v metriški meri $A = 424$ kilogram-metrov, in vsled te enote izražujemo molekulove teže po kilogramih gledé na enoto te teže, katero prisvojimo vodenčevemu molekulu (H_2), ter njegovo težo postavimo = 1 kilogram.

Število molekulov, kar jih gre na enoto teže, z črko n zaznamovaje, dobimo iz zgornje enačbe $h = \frac{3}{2} Rmg$ za tisto naraščanje

žive moči deročega gibanja v težni enoti, katera povikšava temperaturo za eno Celsijevo stopinjo, sledečo obliko

$$nh = \frac{3}{2}R.$$

Ako pomeni, gledé na vodenčeve molekule, n njihovo število v težni enoti, je pa $nh = h_1$ tisto naraščanje žive moči deročega gibanja, katerega potrebujejo vodenčevi molekuli, kar jih gre na en kilogram, k ogretvi za eno Celsijevo stopinjo.

Vemo pa po Avogadrovi postavi, da posede ta kot oni gaz pri enaki temperaturi in pod enakim tlakom enako število molekulov v enoti prostornine, in znano je da iznesek žive moči deročega molekulovega gibanja, iz katerega izvira enota temperature, je pri vsih gazih enak.

Kakor smo za težno enoto postavili en kilogram in težo vodenčevega molekula, ravno tako utegnemo izvoliti si enoto prostornine. Vzamimo tedaj prostornino, katero posede *en* kilogram vodenčevega gaza pri kakem podnožjem stanu za enoto prostornine, pa imamo pri vodencu združene obe enoti, enoto teže in enoto prostornine.

Naj pomeni N število vodenčevih molekulov v enoti prostornine in vzamimo isto prostornino tega ali unega gaza pri isti temperaturi in pod edinim tlakom, pa imajo vsi ti gazi v enoti prostornine enako število $= N$ molekulov, tedaj je $N = N_1$, in ker je živa moč deročega molekulovega gibanja za eno Celsijevo stopinjo, ali množina h pri vsih molekulih tega kot unega gaza enaka, je pa tudi

$$Nh = N_1h = h^1.$$

Ako se spomnimo, da je N ob enem tudi število molekulov v težni enoti vodenčevi, je pa $Nh = h_1 = h_1$, ter zapopadek te enačbe nam ne kaže družega, kot to-le postavbo:

„Molekuli tega ali unega gaza, kateri pri enaki temperaturi in pod enakim tlakom posedajo toliko prostornine kolikor je posedajo molekuli unega kilograma pri vodencu, ki ima isto temperaturo in trpi isti tlak, imajo tudi enake spremembe v živi moči svojega deročega gibanja, ako se njihova temperatura spremeni za eno Celsijevo stopinjo.

Ta sprememba žive moči deročega gibanja znaša tedaj v tem pomenu

$$h_1 = \frac{3}{2}A = 636 \text{ kilogram-metrov.}$$

Nasledek predstoječega preiskovanja se tedaj tako-le glasi: „Molekuli vsakega stanovitnega gaza, kater napolnuje tisto prostornino kakor en kilogram vodenca pri enaki temperaturi in pri enakem tlaku, potrebujejo k temperaturni povzdigi za eno Celsijevo stopinjo toliko naraščanje deročega gibanja med molekulami, da se naraste živa moč deročega gibanja za 636 kilogram-metrov.

§. 18. Določevanje zunanjšega molekulovega dela katerega opravlja raztezaje se pri ogretvi za eno Celsijevo stopinjo.

Zdaj ko smo določili iznesek tiste žive moči deročega molekulovega gibanja, katere je molekulu treba, da nam kaže ogretev za eno Celsijevo stopinjo, je pa treba poiskati poti, po kateri se bodo zgornji sklepi ali potrdili ali pa zavrgli se.

Ako porabimo v sledečem tiste enote o prostornini in o teži, katere smo v zadnjem paragrafu na pomoč vzeli, se pa oprostemo pri računjenji tistih zaver, kejih nam po drugih potih dela neznanost o številu gazovih molekulov v enoti prostornine.

Kadar vprašanje ne gre po zadevah posameznih molekulov ampak po molekularnih močeh gotove gazove teže, se razume to samo po sebi, da ni treba poznati vsakega molekula posebej. Ko se bodo pa v prihodnosti po izkušnjah dobivali tisti pripomočki, po katerih bo mogoče soštrevati molekule v tem ali unem gotovem prostoru ko stoji pri gotovi temperaturi in pod gotovem tlakom, se bo pa spoznalo resnično število N molekulov, kolikor jih je v enoti prostornine, ter se bo iz naše zgoraj vpeljane nespremenljivke h_1 , ki velja za tisto enoto prostornine, v kateri ima prostor en kilogram vodenčevih molekulov, po samem delenji te množine h_1 med N molekulov dobivala temperaturna nespremenljivka h , ki velja za vsak molekul posebej.

Naj pomeni v prostornino težne enote, p gazovi tlak do plani katera meri en kvadratni meter, T absolutno temperaturo in R nespremenljivo primerno množino gledé težne enote Mariotteve in Gay-Lussaceve postave; ter je

$$pv = RT$$

ali pa

$$p = R_s T,$$

ako se specifična teža gaza ali teža prostorne enote zaznamnava z črko s . Za ta ali uni drugi gaz, kateri ima enako temperaturo in stoji pod enakim tlakom, je pa

$$p = R_1 s_1 T,$$

toraj velja pri enakih temperaturah in pri edinih tlakih za vse gaze postava

$$R_s = R_1 s_1.$$

To se pravi, da je pri vsih stanovitnih gazih produkt iz nespremenljivke Mariotteve in Gay-Lussaceve postave in pa iz specifične gazove teže edina gotova nespremenljiva množina. Ako ima gaz v težni enoti n molekulov, je pa $\frac{v}{n}$ tista prostornina, katera odpade na vsak molekul, ker je v prostornina težne enote. Vzamimo V za znamenje te molekuleve prostornine, pa imamo

$$V = \frac{v}{n},$$

ter je vsled Mariotteve in Gay-Lussaceve postave tudi

$$pV = \frac{R}{n} T.$$

Zgoraj smo našli

$$\frac{R}{n} = \frac{2}{3} h = A,$$

tedaj velja tudi

$$pV = A.T$$

in pa

$$p = \frac{A}{V} \cdot T.$$

Ker je tudi

$$p = R_s.T,$$

se pa spoznava iz zadnjih dveh enačeb, da je dalje

$$A = R_s.V$$

Ako pomeni S specifično težo vodenčevega molekula je pa tudi

$$AS = R_s.VS,$$

Ker pa smo zgoraj enote naših množin tako izvolili si, da se merijo molekuleve teže po kilogramih, ter za težo vodenčevega mo-

lekula *en* kilogram, in ker smo izvolili za enoto prostornine tisti prostor, katerega posede en kilogram vodenca, je pa v zadnji enačbi v pozoru vodenca

$$VS = 1,$$

ter je

$$A = R \cdot \frac{s}{S}$$

V tej enačbi pomeni R tisto primerno nespremenljivo množino gledé težne enote, ki se nahaja v Mariottovi in Gay-Lussacevi postavi. Ker pa ta nespremenljivka, kakor smo zgoraj dokazali, ne pomeni drugega kot tisto zunanje delo, katerega opravi enota gazove teže, ko se gaz pri ogretvi za eno Celsijevo stopinjo pod stanovitnem tlakom razprostira, in ker je dalje s teža prostornine enote, pa pomeni Rs zunanje delo gazove prostorne enote pri ogretvi za eno Celsijevo stopinjo; tedaj se glasi postava, katera je izražena u zadnji enačbi tako-le:

„kvocient iz tistega zunanjega dela, katerega opravlja gaz, ki posede enoto prostornine ko se pri ogretvi za eno Celsijevo stopinjo razprostira premagovaje stanovitni zunanji tlak in iz specifične teže vodenčeve daje stanovitno in vsêmu gazom edino množino, katera ni drugega kot mehanični gorkotni ekvivalent.

Iz zgornje enačbe $pV = AT$ pa izhaja ob enem tudi množina tistega dela $\frac{pV}{T}$ katerega opravlja naš gazovi molekul ko se pri ogretvi za eno Celsijevo stopinjo pod stanovitim tlakom razprostira, iznesek

$$\frac{V}{pT} = A.$$

Razumek te enačbe pa se glasi tako-le:

„Zunanje delo, katerega opravlja tisto število molekulov tega ali unega stanovitnega gaza, kolikor jih gre v prostornino, kejo posedejo molekuli enega kilograma vodenca, pri ogretvi za eno Celsijevo stopinjo ko se razprostirajo premagovaje stanovitni zunanji tlak, je edino delo pri vsih gazih in znaša toliko kolikor mehanični gorkotni ekvivalent glede na enoto gorkote, namreč 424 kilogram-metrov.

Prašanje pa je, ali se nahajajo nasledki našega računstva v na-

teri ali ne? Zgoraj smo razvili matematične zveze med gotovimi po izkušnjah znanimi množinami po tako natanjenih oblikah, da ni nobene teže prepričati se, ali imajo nasledki našega premišljevanja svojo veljavnost pri naternih prikaznih ali ne. Dobili smo enačbo za iznesek mehaničnega gorkotnega ekvivalenta $A = R \cdot \frac{s}{S}$ katera pravi, da bi produkt iz nespremenljivke R in iz specifične gazove teže, kega dividiramo z specifično težo vodenčevega plina dajal kvocient, kateri je enak mehaničnemu ekvivalentu. Tedaj utegnemo po tej enačbi preračunovati pri raznih gazih iznesek imenovanega kvocienta in primerjaje z poznanim izneskom mehaničnega gorkotnega ekvivalenta = 424 presojevati veljavnost ali neveljavnost našega preiskovanja.

Ako jemljemo Regnaultove izkušnje na pomoč in ako se ozira iznesek R na težno enoto, ki velja *en* kilogram, se pa preračunijo po izkušnjah povzete vrednosti Mariotteve in Gay-Lussaceve nespremenljivke R kakor kaže spodej stoječa tabela, in iz tega izneska izhajajo izneski oblike $R \cdot \frac{s}{S}$ ter so v tabeli postavljeni pod to znamenje.

	R	$R \cdot \frac{s}{S}$
Za atmosferski zrak velja	29.272	423.00
„ kislec	26.475	423.50
„ vodenec	422.612	422.612
„ zadušec	30.134	421.876

Vsled zgornje enačbe bi imela oblika $R \cdot \frac{s}{S}$ imeti iznesek mehaničnega gorkotnega ekvivalenta = 424; vrednosti pa, ke smo jih tukaj za to obliko dobili, znašajo po čez 423, tedaj pravimo da se vjemajo te vrednosti zadosti z mehaničnim ekvivalentom tako sicer da ni dvometi, da bi ne veljala naša zgornja enačba.

Ker pa oblika $R \cdot \frac{s}{S}$ ne pomeni drugega kot nespremenljivko Mariotteve in Gay-Lussaceve postave v pozoru na enoto prostornine, kakor je zgoraj dokazalo se, pa vidimo, da ima tudi ta nespremenljivka za vse gaze enaki iznesek, in da tudi zunajje delo tega ali onega gaza, kolikor ga gre v prostornino onega vodenčevega kilograma pri isti temperaturi in pod enakem tlakom, pri ogretvi za eno Celsijevo stopinjo, pri vseh gazih iznaša v resnici toliko kolikor iznaša mehanični gorkotni ekvivalent.

Ker pa pri enaki temperaturi in pod enakim tlakom vsi gazi obdrže v enoti prostornine enako število molekulov, in ker je vsled rečenega zunanje delo prostornine enote tega ali unega gaza enako, ako stoji gaz pri enaki temperaturi pod istim tlakom, je pa očevidno, da opravlja vsak molekul, ker jih je povsodi v enoti prostornine enako veliko, enako delo.

Ta nasledek se tudi tako-le izgovara:

„zunanje delo tega ali unega gaza, ki se opravlja pri ogretvi za eno Celsijevo stopinjo ali sploh pri enaki ogretvi, je proporcijsalno številu gazovih molekulov, ali z drugimi besedami: vsak molekul katerega stanovitnega gaza si bodi opravlja pri enaki gazovi ogretvi enako veliko zunanjega dela.

Predstoječi sklep se izpeljava tudi iz zgornjih enačeb ne gledé na izkušnje.

Ako se po ogrevanju do temperaturnega povikšanja za dT razširja prostornina v tezne enote za dv , pa opravlja gaz raztezaje se in premagovaje zunanji tlak neko majhno delo $= dL$. Iz Mariotteve in Gay-Lussaceve postave

$$pv = R(a+t) = RT$$

pa izhaja za ta element dela

$$dL = pdv = RdT$$

Vsled zgoraj dokazanega pa velja

$$R = \frac{2}{3} nh,$$

toraj se dobi integrovaje med temperaturnima mejama T_1 in T_2 ako se ob enem vstavi iznesek za R ta-le enačba za zunanje delo

$$L = \frac{2}{3} nh (T_2 - T_1).$$

Iz te oblike pa se spoznava, da je iznesek zunanjega dela, kega opravlja ta ali uni plin raztezaje se pri gotovi ogretvi, tim večí čim več molekulov ima gaz v svoji težni enoti.

Vzamimo si v izgled votel valjar z pahom. Njegova notranja prostornina, ko pah stoji na konci valjarja, naj iznaša $= V$; ter naj bo $V = z_1 v$. V enoti prostora naj bo N molekulov; tedaj

bo v težni enoti ki obsega prostornino v število molekulov $= Nv = n$. Zdaj ima valjarjeva votlina V v sebi $n_1 = N \cdot z_1$ v molekulov. Tukaj je $n_1 = z_1 n$. V drugem naklonu pa vzamimo tako s o s t l a č e n plin v neproduhljivem valjarji zaprt, da ima V v sebi $n_2 = Zn_1$ molekulov.

Naj se ogreje v valjarjevi votlini zaprt plin v prvem kot v drugem naklonu za enako Celsijevih stopin, tako da obakrat iznesek oblike $(T_2 - T_1)$ ostane isti; naj pri tej ogretvi plin raztezaje se opravi v prvem nakloni delo L_1 v drugem pa delo L_2 , ko premaguje zunanji tlak, je pa

$$L_1 = \frac{2}{3} n_1 h (T_2 - T_1)$$

in

$$L_2 = \frac{2}{3} n_2 h (T_2 - T_1),$$

toraj tudi

$$L_1 : L_2 = n_1 : n_2,$$

in

$$L_2 = \frac{n_2}{n_1} L_1 = Z L_1.$$

Iz te oblike se pa zopet spoznava, da je delo, kega opravlja pri enaki ogretvi ista prostornina tega ali unega plina, ko se razstevava premagovaje zunanji tlak, tim večji, čim več ko ima plin molekulov v isti prostornini ali čim boljše je plin s o s t l a č e n.

Ta postava je kaj imenitna v pozoru na kalorične mašine, katere se gonijo in delajo z zaprtimi in ogretim plini. Ako se v teh mašinah plini ne rabijo v gostejem stanu kakor ga jim daje navedni atmosferski tlak, posedajo preveč prostora, kadar hočejo delati za kaj prida konjskih moči. Po zadnji naši postavi pa pozvemo, da se utegnejo tudi močne kalorične mašine napraviti, katere se napajajo in gonijo z s o s t l a č e n i m plinom.

Ta sklep se vjema popolnoma z tistim, ke smo ga izvodili v mehanični gorkotni teoriji po drugem načinu. Tukaj ima pa tem večjo vrednost spoznana postava, ker se opira na plinske lastnosti.

Ker je delo $p dv = R dT$, in vsaka sprememba dT naj bo pozitivna ali pa negativna prinese s saboj primerno pozitivno ali negativno spremembo gazove prostornine, se pa spozna, da se delo, kega pri ogretvi pridobimo, in delo kega pri ohlajenju zgu-

bimo, meri samo po številu gazovih molekulov. Iz tega se spoznava torej postava:

„da se dela dveh gazovih množin pri isti temperaturi spremembi, naj bo pri istem naj bo pri raznih plinih, primerjajo eden z drugim kakor se primerjajo števila molekulov teh množin.

19. §. Določevanje specifične teže ali gostobe plinskih trupel gledé na vodenec.

V razumkih: gostobe in specifične teže je treba tukaj sledeče opombe. Specifična teža ni drugzega kot to kar tehta enota prostornine, n. pr. en kubični meter. Gostoba pa pomeni sumo materije, kar je je v enoti prostornine. Ker pa imajo vsi gibi pri isti temperaturi in pod istim tlakom v enoti prostornine enako veliko molekulov, pa pomenijo nam števila specifičnih tež tudi primerne teže njihovih molekulov. In ker je v enoti prostornine enako število molekulov, bo gostoba tim večja, čim več materije vsak molekul ima ali čim teži so posamezni njihovi molekuli.

Prav za prav pa v drugem gasu, kateri ima tisto število molekulov, ni mogoče da bi bila prostornina bolj gosto napolnjena z materijo, ker molekuli plinski naj bodo nekaj težji ali lažji so enako redko razstavljeni po prostornini tega kot unega gaza. Ker si pa imamo molekule težke kakor lahke misliti v podobi točke po prostoru razstavljene, pa vidimo in spoznamo da ta kot uni gas naj bo v primeri teži ali lažjeji pri enaki temperaturi in pod enakim tlakom ima vsak isto gostobo točk v sebi. Tedaj bi mi morali reči, da so vsi plini enako gosti pri enaki temperaturi pod enakim tlakom, akoravno imajo razne specifične teže.

Iz tega se spoznava da se beseda: gostoba ne prilega k primerjevanju lastnost tega plina z lastnostmi kakega drugzega. Pač pa se spreminja gostoba molekulov pri istem gasu kadar se pred zunanjem ali notranjem tlakom spreminja prostornina. Ako se so-stlačita *dva* kubična metra tega ali unega plina tako da postane *en* kubični meter iz njega, se pa v stlačenim gasu nahaja v enoti prostornine v resnici tudi *dva* krat več molekulovih točk, ter je gas zdaj v resnici dvakrat *gostejši*.

Akoravno bi tedaj pri plinih bilo bolje da bi se v primerjanji plinov eden z drugim ne govorilo o gostobi ampak o specifični

teži, vendar hočemo pri poslednem preiskovanji zaradi vsakdanje navade rabiti navadne besede.

Spomnimo se poprejšne enačbe

$$h = \frac{3}{2} Rmg,$$

in vstavimo vanjo iznesek, ke smo ga najšli za h namreč $h = \frac{3}{2} A$, pa imamo novo enačbo

$$A = Rmg.$$

Spomnimo se tudi druge enačbe za isto obliko, namreč

$$A = R \cdot \frac{s}{S},$$

v kateri pomeni s specifično težo kakšnega gaza, S pa specifično težo vodenčevega plina. Toraj pomeni $\frac{s}{S}$ specifično težo tega ali unega gaza v primeri k specifični teži vodenčevi. Primerna teža se imenuje po navadi gostoba, toraj hočemo imenovati to primerno specifično težo gledé na vodenec po navadi gazovo gostobo, ter postavimo za gostobo (primerno specifično težo gazovih molekulov) znamenje d , pa imamo $\frac{s}{S} = d$, ter vstavljaje v zadnjo enačbo tudi dobimo

$$A = R.d.$$

Zdaj hitro spoznamo po oblikah zadnje in zgornje enačbe, da velja tudi ta le enačba:

$$d = mg.$$

V tej enačbi se ozirata obe množini d in mg na vodenčeve enote teh množin, ker dosled rečenega se postavlja za vodenec $d = 1$ in $mg = 1$. Toraj se glasi postava zadnje enačbe tako-le: »plinova gostoba ali primerna specifična teža v pozoru na vodenca ima ravno isti številni iznesek, po katerim se meri molekulovala teža v pozoru na vodenca.

Iz enačbe $A = Rd$ pa izhaja dalje primer

$$\frac{R}{A} = \frac{1}{d}$$

Ta enačba nas uči:

„da ima kvocient iz stanovitnega koeficienta Mariotteve in Gay-Lussaceve postavbe v pozoru na težno enoto plina in iz mehaničnega gorkotnega ekvivalenta isti iznesek, katerega dobimo ko razdelimo enoto (1) med število, ki pomeni gostobo gazovo.

Ker smo v poprejšnjem pozvedili, da velja enačba

$$C - c = \frac{R}{A},$$

pa dobimo še drugo obliko ako vzamemo za množino $\frac{R}{A}$ zgornji iznesek $\frac{1}{d}$ in sicer

$$(C - c) d = 1.$$

Ta enačba pa nam pripoveduje za vse pline veljavno postavbo: „da je produkt iz razločka med specifično gorkoto težne enote pod stanovitnim tlakom in med specifično gorkoto pristanovitni prostornini in pa iz gazove gostobe (ali prav iz za prav primerne specifične gorkote) enako vreden z enoto.

V mehanični gorkotni teoriji se nahajajo velikokrat oblike $\frac{R}{A}$ in $(C - c)$, tedaj vtegnemo vselej postaviti mesti tih oblik $\frac{1}{d}$, po kateri se posebno lahko računi kjer se ima rešiti kak izgled.

Prof. Zeuner¹, ki je prvi zapazil, da je mogoče, da bi veljala enačba $\frac{R}{A} = \frac{1}{d}$ pravi tamkaj, menda ni pravega uzroka ampak samo znamenito naključje, ako se iznesek nespremenljivke R za vodeni plin ne razloči kaj prida od mehaničnega gorkotnega ekvivalenta = 424 kilogram-metrov.... Na istem mesti Zeuner tudi omeni zadnjo obliko za $\frac{R}{A}$ pa pravi da še ni pripuščeno rabiti jo, akoravno bi se z-njo račun precej okrajšal, ker doslej še ni nikdor dokazal, da bi veljala le-ta zgornja enačba. — Zdaj ko sem jest tukaj s pomočjo temperaturne nespremenljivke isto enačbo izvodil, pa ne bo v prihodnje nobene zavire o njeni rabi.

¹ Zeuner. Gröndzüge der mechanischen Wärmetheorie, mit Anwendungen, insbesondere auf die Theorie der calorischen Maschinen und Dampfmaschinen. Zweite Auflage 1865. Seite 105.

20. §. Določevanje specifične teže ali gostobe plinskih trupel glede na atmosferski zrak.

Iz zgornje enačbe

$$A = R \cdot \frac{s}{S}$$

izhaja za specifično težo ta-le oblika

$$s = \frac{A}{R} \cdot S$$

Za specifično težo atmosferskega zraku vzamimo znamenje σ , za primerno specifično težo kakega gaza v pozoru na zrak (ali za gazovo gostobo) vzamimo pa znamenje d , ter dobimo iz zadnje enačbe po razumku

$$d = \frac{s}{\sigma},$$

tedaj tudi

$$d = \frac{A}{R} \cdot \frac{S}{\sigma}.$$

Ker pa smo zgoraj na dalje našli

$$\frac{A}{R} = mg,$$

se pa vstavlja ta iznesek v zadnjo enačbo najde za specifično težo tega ali unega plina oblika

$$d = \frac{S}{\sigma} \cdot mg$$

V tej obliki pomeni S specifično težo vodenčevega plina, σ pa specifično težo atmosferskega zraku, tedaj $\frac{S}{\sigma}$ ni drugega kakor primerna specifična teža vodenčeva v pozoru na zrak (ali po navadi: vodenčeva gostoba v pozoru na zrak). Postava, katera se nam oznanjuje v zadnji enačbi se toraj glasi:

„Primerna specifična teža tega ali unega stanovitnega gaza v pozoru na zrak (ali gazova gostoba v pozoru na zrak) ima isti iznesek kakor ga ima produkt iz teže gazovega molekula gledé na vodenec in pa iz primerne specifične teže vodenčevega plina v pozoru na atmosferski zrak.“

Ker pa Regnault-ove izkušnje uče, da je

$$\frac{S}{\sigma} = 0.06926$$

se pa primerna specifična gazova teža ali gazova gostoba v pozoru na atmosferski zrak spoznava po enačbi:

$$d = 0.06926 \text{ mg}.$$

Ako pomeni d_1 primerno specifično težo kakšnega drugega gasa, katerega molekuli v pozoru na vodenični molekuli tehta $= m_1g$, je pa tudi

$$d_1 = 0.06926 \text{ } m_1g,$$

tedaj velja primeroma

$$d : d_1 = mg : m_1g,$$

toraj je

$$\frac{d}{mg} = \frac{d_1}{m_1g} = \text{nespremenljivo}.$$

Iz predzadnje enačbe izhaja tudi

$$d = \frac{d_1}{m_1g} \cdot mg.$$

Primerjeva je z poprejšnjimi enačbami spoznamo, da ima tukajšnja nespremenljivka iznesek

$$\frac{d_1}{m_1g} = 0.06926.$$

Ker pa bi utegnili misliti, da je iznesek te nespremenljivke pri kakem drugem gasu bolj natančno določen kakor pri vodencu, in ker se nahajajo pri izneskih, kateri se dobivajo pri izkušnjah, manjši ali večji pogrški, je pa svetovati, da se pri njihovi rabi na-nje pazi.

Zadnjo nespremenljivko $\frac{d}{mg}$ hočemo po vrsti določiti po izkušnjah za sledeče pline; ti so: kislec, vodenec in zadušec. Postavimo tedaj pozvedene izneske

	<u>mg</u>		<u>d</u>
za kislec	16	po Regnaultu	= 1.10573
" "	—	" Freseniju	1.10832
" vodenec	1	" Regnaultu	0.06926
" zadušec	14	" "	0.97137.

Ako se porabijo te števila, se pa dobava po vrsti

za kislec	nespremenljivka	$\frac{d}{mg}$	po Regnaultu	=	0.06910
" "	"	"	" Freseniju	=	0.06927
" vodenec	"	"	" Regnaultu	=	0.06926
" zadušec	"	"	" "	=	0.06935.

Kakor smo vsled pogrškov, ki se storé pri opazovanji, dočakovali, uče nas zadnja števila, da se izneski iste nespremenljivke od plina do plina nekáj malega ločijo. Bolj natanjéno se dobi tedaj ta iznesek, ako se poišče srednja njegova vrednost. Ker se pa posamezni izneski naj močnejše pri kislecú ločijo ta od unega, se pa hitro spozna, da dobimo drugo srednjo vrednost kadar vzamemo v račun iznesek po Freseniju kakor takrat ko vzamemo unega po Regnaultovih izkušnjah. Ako soštevaje vzamemo v račun Regnault-ovi iznesek za kislec imamo

$$\frac{d}{mg} = \frac{0.20771}{3} = 0.06925,$$

ako pa vzamemo za kislec iznesek po Freseniju je pa

$$\frac{d}{mg} = \frac{0.20788}{3} = 0.06929.$$

Ako bi iz teh dveh srednjih izneskov hoteli zopet srednega vzeti, bi našli $\frac{d}{mg} = 0.06927$; ker se pa ta iznesek ne loči več kot za 0.00001 od našega zgornega koeficienta 0.06926, pa hočemo držati se zgornega.

Ker smo po zadnjem pregledavanji spoznali da velja enačba

$$d = 0.06926 \text{ mg}$$

se glasi postava, po kateri se dobiva primerna specifična gazova teža gledè na atmosferični zrak tako-le:

»primerna specifična teža tega ali unega gaza (ali gostoba) v pozoru na atmosferični zrak se dobiva, ako se teža plinovega molekula, vzeta v pozoru na vodenca, pomnožava z nespremenljivko 0.06926.

Poskusimo katere izneske bi dobili za gostobo sledečih plinov: kislec, vodenec, zadušec in zaduščev okisec, ako bi jih po zadnji enačbi preračunovali. — Preračunjene izneske postavimo pod znamenje d , zraven pa pristavimo po izkušnjah pristavljenih mož pozvedene izneske kakor sledi:

	d	
za kislec	$= 1.10816$,	po Regnaultu $= 1.1056$
		» Freseniju $= 1.1083$
» zadušec	0.96964	» Regnaultu $= 0.9714$
» zaduščev okisec	1.52372	» » 1.5241
» vodene soparje	0.62334	» » 0.6219

Ker se preračunjeni izneski prve vrste vjemajo do malega z izneski druge vrste, kateri so posneti po izkušnjah, je pa soditi, da velja moja zgornja oblika za določevanje primerne specifične teže pri gazih sploh, in da tudi pri soparjih moja enačba ne dela kaj prida različnega izneska od unega, kega uči izkušnja.

Kar pa zadeva po izkušnjah najdene izneske plinskih gostob, je pa videti, da se pri kislec u iznesek Regnaultovi ne vjema zadoosti z unim, kega je najšel Fresenij. Ker se pa dalje Fresenijevi iznesek bolje vjema z izneskom preračunjenim po moji matematični obliki, je pa soditi, da se je bolje zanesti na Fresenijevi kot na Regnaultovi iznesek kislečeve gostobe. Ko bi hoteli presoditi ali je ta sklep veljaven ali ne, bi morali poznati natančno vse dotike pri poskusih, po katerih sta našla Regnault in Fresenij svoja izneska.

21. §. O produkte iz molekulove teže in iz specifične gazorke gorkote pri stanovitnem tlaku.

Spomnimo se, da smo zgoraj dokazali, da je specifična gorkota C za težno enoto pod stanovitnem tlakom neka stanovitna množina gotovega plina in da velja enačba

$$C = c + \frac{R}{A},$$

kjer pomeni c specifično gorkoto istega plina pri stanovitni prostornini, R nespremenljivko Mariotteve in Gay-Lussaceve postavbe, A pa mehanični ekvivalent za gorkotno enoto.

Iz te enačbe se dobiva zaiskani produkt, ako pomeni mg molekulovo težo,

$$Cmg = cmg + \frac{Rmg}{A}.$$

Ako pomeni $\frac{mc^2}{2}$ srednjo živo moč deročega molekulovega gibanja, ρ pa tisto nespremenljivo primerno število, katero kaže koliko od te žive moči se nahaja posebej med gibljejočimi atomi, je pa $\rho \frac{mc^2}{2}$ živa moč atomičnega gibanja po molekulu tistega plina, kateri ima nespremenljivko ρ . Našli pa smo v poprejšnem da je

$$\frac{cmg}{1 + \rho} = K$$

kjer pomeni K stanovitno množino za vse gaze.

Ker je dalje $A = Rmg$, se pa zgornji produkt piše tudi

$$Cmg = K(1 + \rho) + 1$$

V tej enačbi se bere postava:

„da je produkt iz molekulove teže in iz specifične gazorve gorkote za težno enoto pod stanovitnim tlakom pri istem gasu sicer gotova nespremenljiva množina, da pa med različnimi gazi samo tisti imajo enaki iznesek v tem produktu, pri katerih stoji gibanje med atomi v molekulu v isti primeri k deročim gibanjem celega molekula.“

Utegnemo pa tudi preračunati resnične izneske tega produkta, ako vzamemo na pomoč iz 15. §. tiste števila, katere smo tankàj našli za pravo molekulovo gorkoto cmg ali za $K(1 + \rho)$, ter dobimo sledeče izneske

	$K(1 + \rho)$	Cmg
za kislec	= 2'4816	= 3'4816
„ zadušec	= 2'4178	= 3'4178
„ vodenecc	= 2'4110	= 3'4110
„ zaduščev okisecc	= 3'9820	= 4'9820.

Iz tega se spoznava, da produkt Cmg ima pri bolj sestavljenih gazih veči iznesek, kar izhaja od množine ρ , katera iznaša tim več čim več atomov ima vsak molekul v sebi.

Kar pa zadeva Dulong-Petitovo postavo, po kateri so pri trdnih prvinah in njihovih kemičnih zvezah produkti iz molekulove teže in iz specifične gorkote enaki pri tej kot pri uni prvini, se pa tudi tukaj natančno spozna po naši enačbi, da pri plinih ima ta enakost med produkti svoje ozke meje, ker Cmg se spreminja od te do druge sostave med atomi, ter nima enakega izneska kjer med atomi po molekulih ni enake primere o gibanji ali kjer število atomov po molekulih ni enako. Pa tudi pri molekulih kateri so sestavljeni iz enakega števila atomov utegne primerna množina ρ imeti drugi iznesek, ker ni treba da bi se gibanje po notranjem molekulu ravnalo samo po številu molekulovih atomov, temveč utegne tudi posebna zveza med atomi in njihova zunanja podoba in teža biti uzrok raznemu gibanju.

Sàj ve, da ko bi Boltzmannova postava veljala v natori, katera tirja da ima biti $(1 + \rho) = z$, kjer pomeni z število atomov v molekulu, bi pa iskani produkt Cmg saj pri tistih gazih moral imeti enak iznesek, katerih molekuli imajo v sebi enako ve-

liko atomov. V tem naklonu, kateremu pa prikazni ne zadostujejo, bi notranje gibanje ne ravnalo se po ničemor drugem kakor po golem številu atomov, iz katerih obstoji atom.

Ako bi veljala Boltzmannova postava, bi ne imela ne podoba posameznih molekulov ne njihova teža ne eter, po katerem se gibljejo, nobene moči do njihovega gibanja. Akoravno bi mi ne vedili, da se nasledki Boltzmannove postave ne vjemajo z prikazni, vendar bi po mehaničnih pravilih hitro utegnili presoditi, da postava tirja kaj takega, kar je zoprno mehaničnim pravilom, ker povsodi pri vsaki sestavi gibljčoh trupel ima tudi zunanja podoba, vlastna teža in zavera tistega trupla, ki jih obdaja, svojo gotovo moč do lastnega gibanja tega kot unega trupla.

22. §. 0 srednji hitrosti deročega gibanja posameznih molekulov.

Spoznali smo v poprejšnjem da velja

$$hT = \frac{mc^2}{2},$$

in da je

$$h = \frac{3}{2}A,$$

kjer imajo posamezne črke poprejšnje pomene. Iz teh dveh enačeb izhaja

$$AT = \frac{mc^2}{3},$$

in iz te enačbe utegnemo dobiti vrednost srednje molekulove hitrosti, namreč

$$c = \sqrt{\frac{3ATg}{mg}}.$$

Ker molekuli imajo pri drugi temperaturi T drugo deročo hitrost, kakor kaže ta enačba, se pa njihove hitrosti ne utegnejo primerjati drugače kakor pri isti gotovi temperaturi. Vzaminno toraj k temperaturnemu podnožiju tisto temperaturo $T_0 = 273^\circ\text{C}$. pri kateri voda zmrzuje, ter naj pomeni c_0 molekulovo hitrost pri ledeni temperaturi, in postavimo dalje iznesek akceleracije $g = 9.80896^m$ mehanični ekvivalent gorkotne enote pa $A = 424$ kilogram metrov. Ako pomeni na daljce mg molekulovo težo v pozoru na vo-

denčev molekul, katerega težo postavljamo = 1, pa dobimo za molekulovo hitrost pripravno obliko

$$c_0 = \frac{1845 \cdot 6^m}{\sqrt{mg}}.$$

Po tej obliki se hitro lahko preračunijo izneski molekulove hitrosti, katere so sestavljene v sledeči tabeli in sicer v obliki tistih hitrost, katere je našel prvič Clausius¹ po drugi poti in s pomočjo drugih po izkušnjah določenih množinah.

	po moji obliki	Clausius je našel
	c_0	c_0
za kislec	= 461·4 ^m	= 461 ^m
„ vodenec	= 1845·6 ^m	= 1844 ^m
„ zadušec	= 493·3 ^m	= 492 ^m

Izneski se vjemajo dosti natanko, tako da ni dvomiti, da bi moje določevanje s pomočjo temperaturne nespremenljivke $h = \frac{3}{2} A$ ne imelo veljavnosti.

23. §. O mehaničnem ekvivalentu gorkotne enote.

Ker se nahaja v zgornji enačbi $\sqrt{\frac{3ATg}{mg}}$ mehanični gorkotni ekvivalent A , se pa nam ponuja druga nova oblika za preračunjenje gorkotnega ekvivalenta, namreč

$$A = \frac{mc^2}{3T}$$

ali pa

$$A = \frac{mc_0^2}{3T_0}.$$

Clausius pa je v njegovi imenovani razpravi po drugim načinu našel za hitrost posameznih plinskih molekulov enačbo

$$u = 485^m \sqrt{\frac{T}{273\sigma}},$$

kjer pomeni u srednjo molekulovo hitrost, 273 pa = T_0 in σ primerno specifično težo ali gazovo gostobo v primeru k atmosferskemu zraku.

¹ Clausius. „Abhandlungen XIV. S. 256; Poggendorffs Annal. der Phys. u. Chem. Bd. C. S. 353.

Ako postavimo v Clausijevi obliki T_0 mesti T , pa dobimo iz-nje molekulovo hitrost pri ledeni temperaturi u_0 in sicer

$$u_0 = \frac{485^m}{\sqrt{\sigma}} ;$$

iz moje zgornje oblike pa izhaja za isto hitrost $c_0 = u_0$ oblika

$$c_0 = \sqrt{\frac{3AT_0g}{mg}}.$$

Iz teh dveh cnačeb se dobiva nova oblika pripravna k preračunjenju mehaničnega gorkotnega ekvivalenta, namreč

$$A = \frac{485^2 \cdot mg}{3T_0 \cdot \sigma g}.$$

Ta oblika se bo pa še boljše prilagala k računu, ako mesti σ vzamemo zgoraj dokazani iznesek za primerno specifično gazovo težo v pozoru na atmosferski zrak, namreč $\sigma = 0.06926mg$, ter najdemo

$$A = \frac{485^2}{0.20778T_0g},$$

ker pa je $T_0 = 273$ in akceleracija $g = 9.80896^m$, pa daje račun

$$A = 423.22 \text{ kilogram-metrov.}$$

Ker se tudi tukaj vjema nasledek mojega dokazovanja z trdo dokazanim in po izkušnjah potrjenim izneskom mehaničnega gorkotnega ekvivalenta, pa ni nobene skrbi več, da bi moje poprejšnje izpeljave s svojimi nasledki ne imele na vse kraje dobro vtrjenega podnožja.

24. §. Določevanje nespremenljivke R v Mariottevi in Gay-Lussacevi postavi.

V poprejšnjem smo našli za molekulovo težo v pozoru na težo vodenčevega molekula obliko $mg = \frac{A}{R}$ in iz te izhaja množina R , po kateri je tukaj prašanje, namreč

$$R = \frac{A}{mg}.$$

V tej obliki zapopadena postava se glasi:
„nespremenljivka Mariotteve in Gay-Lussaceve

postavbe (v pozoru na težno enoto) je enaka kvocientu iz mehaničnega gorkotnega ekvivalenta in iz molekulove teže vzete v pozoru na težo vodenčevega molekula.

Iz te oblike se preračunijo izneski, katere vidimo v spodnji tabeli združene pod znamenjem R , ako se vzamajo za molekulove teže mg vrednosti, ki stojijo pod tem znamenjem. Tem izneskom nasproti stojijo pa tudi tiste vrednosti iste množine R , kakor se izpe-ljavajo po naj zanesljivših Regnaultovih izkušnjah

	mg	R	po Regnaultu
za kislec	= 16	= 26·412	= 26·475
„ vodenec	= 1	= 424	= 422·612
„ zadušec	= 14	= 30·190	= 30·134
„ zaduščev okisec	= 22	= 19·273	

Tudi ti izneski se vjemajo z adosti, samo pri vodencu znaša razloček = 1·38, ter sodim, da imajo tiste po izkušnjah povzete množine, po katerih je preračunjen Regnaultovi iznesek pri vodencu med tem drugim plinom naj večje pogrške o zadevi opazovanja.

25. §. O atomovi gorkoti ali o produktu iz atomove teže in njegove prave specifične gorkote.

V poprejšnjem smo za pravo specifično gorkoto c (ali za specifično gorkoto gazovo pri stanovitni prostornini in v idealnem gazovem stanu) našli obliko

$$c = \frac{h}{A} \cdot n(1 + \rho),$$

kjer pomeni n število gazovih molekulov v težni enoti, h tisto nespremenljivo množino žive moči deročega molekulovega gibanja, kar je gre na enoto temperature, črka ρ pa primero notranjega gibanja po molekuli med atomi. Na vsako enoto deročega molekulovega gibanja odpada toliko notranjega gibanja kolikor iznese množina ρ za gotovi gaz, o katerem se govori.

Ker nam pomeni mg molekulovo težo in ker imamo n molekulov v težni enoti, je pa tudi $n \cdot mg = 1$, toraj izhaja iz zadnje enačbe za pravo molekulovo gorkoto oblika

$$cmg = \frac{h}{A}(1 + \rho)$$

Naj pomeni z število atomov, kolikor jih ima vsak molekul v sebi, črke $\mu_1, \mu_2, \mu_3, \dots$ pa naj pomenijo množine materije raznih molekulovih atomov, in črke $c_1, c_2, c_3, \dots$ naj pomenijo prave specifične gorkote za težno enoto pri atomih v molekulu. Ako je sploh z_1 število atomov t e, z_2 število atome u n e, z_3 število atomov kake druge materije ali prvine, se pa molekulova gorkota sestavlja vsled zakona ohranitve žive moči iz prave atomove gorkote kakor kaže sledeča enačba

$$cmg = z_1 c_1 \mu_1 g + z_2 c_2 \mu_2 g + z_3 c_3 \mu_3 g + \dots$$

tedaj velja tudi

$$z_1 c_1 \mu_1 g + z_2 c_2 \mu_2 g + \dots = \frac{h}{A}(1 + \rho)$$

Ker pa smo v poprejšnjem dokazali, da je prava specifična gorkota c za vsak gotovi gaz nespremenljiva množina, in ker to dokazujejo tudi Regnaultove izkušnje, pa mora tudi primerna množina ρ biti nespremenljiva pri gotovem gasu. Ako si tedaj vzamemo gotov gaz v spomin pa za njega ni samo ρ stanovitna množina ampak tudi molekuli njegovi nespreminjajo svojih sestavnih atomov, ter so tudi množine $z_1, z_2, z_3, \dots$ stanovitne.

Ako tedaj diferencujemo zadnjo enačbo, dobimo

$$z_1 d(c_1 \mu_1 g) + z_2 d(c_2 \mu_2 g) + \dots = 0$$

toraj je tudi

$$d(c_1 \mu_1 g) = 0 \text{ in } d(c_2 \mu_2 g) = 0.$$

Ker produkt: $c_1 \mu g$ ne pomeni drugega kakor atomovo gorkoto, pa pravijo zadnje enačbe da je atomova gorkota nespremenljiva množina.

Vzamimo za nespremenljivo atomovo gorkoto znamenje k , in sicer $k_1, k_2, k_3, \dots$ pa utegnemo pisati tudi tako-le

$$z_1 k_1 + z_2 k_2 = \frac{h}{A}(1 + \rho)$$

Pri gotovi molekularni osnovi ali pri gotovem gasu so množine $z_1, z_2, \dots$ in ρ stanovitne. Ako tedaj spreminjamo te množine, pa prihajamo od te do une molekularne osnove ali od tega do unega gaza. Spremenimo tedaj te množine diferencovaje pa imamo

$$z_1 dk_1 + k_1 dz_1 + z_2 dk_2 + k_2 dz_2 = \frac{h}{A} d\rho.$$

Zdaj ko imamo pred saboj drugo molekularno osnovo pa tirjamo zopet od nje, da ima njena primerna množina ρ biti zopet stanovitna, ter velja zdaj $d\rho = 0$, tedaj tudi

$$z_1 dk_1 + k_1 dz_1 + z_2 dk_2 + k_2 dz_2 = 0.$$

Gledé izkušnje s kislecom, vodencom, zadušcom in z drugimi gazi, pri katerih so molekuli sestavljeni iz po dveh atomov, in kateri imajo vsi skoraj isti iznesek nespremenljive primere, namreč po čez $\rho = 0.626$, — glede teh nasledkov jc pa soditi, da se primerna množina ρ te ali une gotove molekularne osnove ne spremeni, ako se pri tej gotovi molekularni osnovi spreminja samo materija atomov ne pa število atomov po molekulih. Ker se pa ta iznesek množine ρ dobava iz srednjega izneska primere med specifičnima gorkotoma, namreč iz $\frac{C}{c} = 1.41$, se pa vidi da velja samo prek srede. Zunaj tega pa smo v poprejšnjem tudi spoznali da je oblika $\frac{cmg}{1+\rho}$ enaka stanovitni množini. Ker pa je pri kislecu $cmg = 2.4816$, tedaj nekaj veči kakor pri vodencu in zadušcu, katera imata po vrsti $cmg = 2.4110$ in 2.4176 , pa mora primerna množina ρ pri kislecu nekaj večja biti kakor pri vodencu in pri zadušcu.

Omenjeni razločki med izneskom množine ρ pri imenovanih prvotnih plinih so tako majhni, da bi jih utegnili pripisovati pogreškom, kateri se pripetavajo tudi pri naj ostrejšem ogledovanju in izkušnji. Tedaj bi mi vendar smeli upati, da izkušnje podpirajo naše zgornje izposojene misli (hipotezo), da se množina ρ ne spremeni, ako se v molekulih spremeni samo atomična materija ne pa število sestavnih atomov.

Ako mi tedaj pri zgornji spremenjeni molekularni osnovi v novič spremenimo samo materijo atomov po molekulih, števil atomov pa ne, pa izhaja po tej hipotezi iz zadnje enačbe ta-le:

$$z_1 dk_2 + k_2 dz_1 + z_2 dk_1 + k_1 dz_2 = 0.$$

Ako odvzamemo ali subtrahujemo zadnjo enačbo od predzadnje pa dobimo

$$z_1(dk_1 - dk_2) + (k_1 - k_2) dz_1 + z_2(dk_2 - dk_1) + (k_2 - k_1) dz_2 = 0,$$

ali pa

$$z_1(dk_1 - dk_2) + (k_1 - k_2) dz_1 - z_2(dk_1 - dk_2) - (k_1 - k_2) dz_2 = 0,$$

ter tudi

$$(z_1 - z_2) (dk_1 - dk_2) + (k_1 - k_2) (dz_1 - dz_2) = 0.$$

Ker pa mi utegnemo molekularno osnovo izvoliti si s temi ali unimi izneski z_1 , z_2 , pa pravimo, da so v računu množine z_1 in z_2 brez pogoja ali prostovoljivne; toraj so tudi dz_1 in dz_2 brez pogoja, ter se zadnja enačba ne more izpolniti drugače kakor s tem, da je

$$k_1 = k_2, \text{ in } dk_1 = dk_2.$$

Ker k_1 in k_2 ne pomenita drugzega kakor nespremenljive atomove gorkote, pa uči nas zadnji nasledek:

„da atomova gorkota ni samo nespremenljiva množina ampak da je njeni iznesek pri vsih atomih enak.

Ta nasledek velja samo pod tem pogojem, da velja zgornja hipoteza: da se pri isti molekularni osnovi utegne spremeniti materija po atomih, in da ta sprememba ne prinese s saboj nobene spremembe v primeri ρ . Po tej hipotezi bi se tedaj pri spremembi atomičnih prvin po gotovih molekulih ne spremenilo notranje gibanje po molekulih, kakor ko si n. pr. mislimo, da imamo v tej posodi kislec s po dvema atomoma po molekulih, v uni posodi pa vodenec, ki tudi obstoji iz molekulov po dvoje atomov; — v kislecju imajo atomi po molekulih gotovo notranje gibanje, ko bi mi imeli moč spremeniti kislečeve atome v vodenčeve, bi pa v prvi posodi po tej hipotezi notranje gibanje ne smelo spremeniti se, akoravno bi pri tej spremembi iz kisleca postal vodenec. Ker se v vodencu nahaja skoraj isti iznesek množine ρ , smo pa že zgoraj mislili si, da je ta hipoteza dopuščena.

Ako bi izkušnje povsodi potrdovale to hipotezo, bi pa nam razdžale s tim naše sedanje razlaganje o natezâvanji ali o atrakciji med trupli. Ako bi se živa moč dveh trupel, katera se vsled atrakcije gibljeta eden proti drugemu ali eden krog drugega, ne spremenila vsakikrat kolikor krat bi mi spremenili težo teh trupel, — in to se pripeti v resnici ko si mislimo da iz kislecovega molekula postane vodenčev molekul, — bi pa mi morali na atome gledé odreči veri na tisto hipotetično moč, z katero si razlagamo prikazen, da vlečejo trupla na-se drug drugzega.

Obrnimo se zopet k molekulu, ter si mislimo da je sestavljen iz z atomov iz katerih prvin si bodi, in mislimo si da bi veljalo zgornje domišljenje in pa da bi vsled tega atomova gorkota bila za vsaktere prvine edina, namreč $k = e_1 \mu_1 g = e_1 \mu_2 g = \dots$, pa dobimo iz zgornjega

$$z \cdot c_1 u_1 g = \frac{h}{A}(1 + \rho)$$

tedaj bi iznesek atomove gorkote k imel obliko

$$k = \frac{h}{A} \cdot \frac{1 + \rho}{z}$$

Ker je vsled zgornje hipoteze k nespremenljivka, pa mora biti tudi

$$\frac{1 + \rho}{z} = a$$

kjer pomeni a gotovo nespremenljivo množino, katera bi morala imeti edini iznesek pri vsih plinih.

Kakor smo zgoraj dokazali bi pa v tistem naklonu, ko bi v natoru veljala Boltzmannova postava, imeli enačbo $1 + \rho = z$, toraj bi zadnja množina imela iznesek

$$\frac{1 + \rho}{z} = a = 1.$$

Ta nasledek Boltzmannove postave pa nas poduči, da mora osnova Boltzmannovega analističnega računjenja biti taka, da je v njej zapletena nevidno naša zgornja hipoteza. Ker naša hipoteza tirja, da ima množina a biti edina pri vsih plinih, ako bi imeli v resnici vsakteri atomi edino gorkoto, Boltzmannova postava pa tirja, da mora ta edina množina biti celo natanko $a = 1$, se spozna da bi vsled Boltzmannove postave atomična nespremenljiva gorkota morala imeti iznesek

$$k = \frac{h}{A} = \frac{3}{2} = 1.5$$

Treba bo zdaj presoditi po izkušnjah, ali je v resnici množina $\frac{1 + \rho}{z}$ stanovitna ali ne. Ako potrdijo izkušnje, bo pa potrjena tudi veljavnost naše hipoteze. V poprejšnjih enačbah imamo tudi pripomočke k preračunjenju tistega izneska te množine, kateri se priloga natornim zadevam. Iz zgornje enačbe

$$cmg = \frac{h}{A}(1 + \rho)$$

izhaja, ker je $(1 + \rho) = az$,

tudi

$$cmg = \frac{h}{A}az,$$

in ker iznaša $\frac{h}{A} = \frac{3}{2}$, dobimo tudi

$$cmg = \frac{3}{2}az$$

Oblika ta nas uči, da ko bi veljala naša zgornja hipoteza, bi morala prava molekulovala gorkota v isti primeri naraščati se v kateri se narašča število atomov v molekulu.

Na dalje se dobiva iz zgornjih enačeb tudi primera med absolutno temperaturo in med živo molekulovalo močjo. Vsled zgornje enačbe za atomovo gorkoto k se piše le-ta množina v podobi dela

$$A \cdot k = h \cdot \frac{1 + \rho}{z} = ha.$$

Ako na obeh krajih multiplikujemo z absolutno temperaturo T , pa imamo na levi strani stoječe vse tisto delo $= AkT$, katero je nabrano v atomovem gibanju pri njegovi temperaturi T , in sicer

$$AkT = ahT.$$

Utegnemo pa tudi srednjo živo moč atomovo ali delo, ke je v njem nabrano pri temperaturi T , zaznamovati po navadni obliki: $\frac{\mu v^2}{2}$, toraj imamo tudi

$$AkT = \frac{\mu v^2}{2},$$

tedaj velja primera

$$ahT = \frac{\mu v^2}{2}.$$

Ker ste a in h stanovitni množini, je tudi ah nespremenljiva in pri vsih gazih enaka množina, ako velja v resnici zgornja hipoteza. Pod tem pogojem pravi zadnja enačba:

„da bi živa moč atomova rastla v tisti primeri, v kateri raste njegova absolutna temperatura in da bi tedaj pri enaki temperaturi imeli vsi atomi vsakih plinov enake žive moči.

Spomnimo se, da smo v poprejšnjem našli, da pomeni h tisto srednjo živo moč deročega molekulovala gibanja, od katere dobiva molekul po eno stopinjo Celsijeve temperature, in pogledjmo obliko zadnje enačbe, pa spoznamo, da ah ne pomeni družega kakor tisto srednjo živo moč atomovo, katera daje atomu enoto temperature. Ako bi v natori veljale tiste zadeve med gibanjem po molekulih

in po atomih, pri katerih bi množina a imela iznesek $a = 1$, bi pa veljala tudi enačba

$$\frac{mc^2}{2} = \frac{\mu v^2}{2},$$

katera pravi, da bi v tem naklonu srednja živa atomova moč bila enaka srednji živi moči deročega molekulovega gibanja. Tedaj bi v tem naklonu veljala Boltzmannova postava.

Zdaj pa ni druge rešitve mogoče, kot da pokličemo na pomoč naravne prikazni in da po množinah, katere se pozvedavajo pri izkušnjah, presodimo natančno: prvič ali ima zgornja naša hipoteza veljavnost v natori ali ne, in drugič ali je res da v tistem naklonu kadar bi veljala hipoteza množina a ni samo enaka in nespremenljiva pri vsih plinih, ampak ali je res da bi imela iznesek $a = 1$, in da bi zraven naše hipoteze veljala tudi Boltzmannova postava?

26. §. Določevanje množine $a = \frac{1}{z} + \frac{1}{z}$ po izkušnjah.

Iz zadnje enačbe za produkt cmg se izpeljava za našo množino a , kejo iščemo pripravnega oblika

$$a = \frac{2}{3} \cdot \frac{cmg}{z}$$

po kateri se njeni iznesek lahko preračunava iz takih množin, katere se po izkušnjah pozvedo in katere merijo prave resnične natorne zadeve.

V sledeči tabeli so sestavljeni računovi nasledki in izneski te množine a pri tistih gazih, katerih imena se bero spredež v vsaki vrsti. K računu so na pomoč vzete za molekulove teže mg tiste števila, katera stoje pod tim znamenjem, za pravo specifično molekulovo gorkoto pa so vzeti izneski, katere je Clausius¹ našel s pomočjo Regnaultovih izkušenj. Ako se jemljejo izneski za c , cmg , in z iz prve tabele se pa dobe izneski druge.

Imena plinov	kemična sestava	c	mg	z
kislec	O ₂	0.1551	16	2
zadušec	N ₂	0.1727	14	2
vodenec	H ₂	2.4110	1	2

¹ Clausius „Abhandlungen VI. p. 296; Poggendorff Annal. der Phys. n. Chemie Bd. CXVI. p. 73.

Imena plinov	kemična sastava	c	mg	z
klor	Cl_2	0.0928	35.5	2
brom	Br_2	0.0429	80	2
zadušćev okis	NO	0.1652	15	2
ogljenev okis	CO	0.1736	14	2
vodenčev kloreč	HCl	0.1304	18.25	2
ogljeneva kislina	CO_2	0.1720	22	3
zadušćev okiseč	N_2O	0.1810	22	3
voden par.	N_2O	0.3700	9	3
žveplena okislina	SO_2	0.1230	32	3
vodenčev žvepleč	H_2S	0.1840	17	3
ogljenev žvepleč	CS_2	0.1310	38	3
ogljenev vodeneč	CH_4	0.4680	8	5
kloroform	CHCl_3	0.1400	59.75	5
oljetvorni plin	C_2H_4	0.3590	14	6
amonijak	NH_3	0.3910	8.5	4
benzin	C_6H_6	0.3500	39	12
terpentinovo olje	$\text{C}_{10}\text{H}_{16}$	0.4910	68	26
lesna žestina	CH_4O	0.3950	16	6
alkohol (cvet)	$\text{C}_2\text{H}_6\text{O}$	0.4100	23	9
eter	$\text{C}_4\text{H}_{10}\text{O}$	0.4530	37	15
etilov žvepleč	$\text{C}_4\text{H}_{10}\text{S}$	0.3790	45	15
etilov kloreč	$\text{C}_2\text{H}_5\text{Cl}$	0.2430	32.75	8
etilov bromec	$\text{C}_2\text{H}_5\text{Br}$	0.1710	54.5	8
holanška kapljina	$\text{C}_2\text{H}_4\text{Cl}_2$	0.2090	49.5	8
aceton	$\text{C}_3\text{H}_6\text{O}$	0.3780	29	10
očetni eter	$\text{C}_4\text{H}_8\text{O}_2$	0.3780	44	14
kremenčev kloreč	Si Cl_3	0.1200	67.25	4
fosforov kloreč	P Cl_3	0.1200	68.75	4
arzenov kloreč	As Cl_3	0.1010	90.75	4
titanov kloroveč	Ti Cl_4	0.1190	96	5
cinov kloroveč	Sn Cl_4	0.0860	130	5

Imena plinov.	cmg		
	cmg	z	a
kislec	2.4816	1.2408	0.8272
zadušec	2.4178	1.2089	0.8059
vodeneč	2.4110	1.2055	0.8037
klor	3.2944	1.6472	1.0981
brom	3.4320	1.7160	1.1440

Imena plinov.	cmg	cmg	a
		z	
zaduščev okis	2·4780	1·2390	0·8260
ogljencev okis	2·4304	1·2152	0·8101
vodenčev klorece	2·3798	1·1899	0·7933
ogljenceva kislina	3·7840	1·2613	0·8608
zaduščev okisece	3·9820	1·3273	0·8848
voden par	3·3300	1·1100	0·7400
žveplena okislina	3·9360	1·3120	0·8746
vodenčev žveplec	3·1280	1·0426	0·6950
ogljencev žveplec	4·9780	1·6593	1·1062
ogljencev vodence	3·7440	0·7485	0·4990
kloroform	8·3650	1·6730	1·1153
oljetvorni plin	5·0260	0·8376	0·5584
amonijak	3·3235	0·8308	0·5538
benzin	13·6500	1·1275	0·7517
terpentinovo olje	33·3880	1·2840	0·8560
lesna žestina	6·3200	1·0533	0·7022
alkohol	9·4300	1·0460	0·6973
eter	16·7610	1·1170	0·7446
etilov žveplec	17·0550	1·1370	0·7580
etilov klorece	7·9582	0·8698	0·5732
etilov bromec	9·3195	1·1649	0·7766
holanška kapljina	10·3455	1·2932	0·8622
aceton	10·9620	1·0962	0·7308
ocetni eter	16·6320	1·1878	0·7918
kremenčev klorece	8·0700	2·0176	1·3450
fosforov klorece	8·2500	2·0625	1·3750
arzenov klorece	9·1657	2·2914	1·5276
titanov klorovec	11·3240	2·2648	1·5098
cinov klorovec	11·1800	2·2360	1·490

Števila, katera stoje v zadnji vrsti pod obliko a nam dajo prave izneske te množine, kakor jih tirjajo izkušnje. Na teh izneskih ni drugega ometavati kakor da utegnejo kak majhen pogrešek imeti v sebi; taki pogreški pa večji del ne zadevajo več kakor k večemu tretjo ali drugo decimalo, toraj je lahko presoditi do gotovega toliko, da množina a nima pri vseh plinih enakega izneska. Po tabeli se spoznava tedaj postava:

„zgornja hipoteza se ne prilega s svojimi nasledki

natornimi zadevami — toraj tudi Boltzmannova postava ne, primerna množina a ni nespremenljiva za vse gaze, toraj tudi ni res, da bi pri enaki temperaturi imeli atomi vseh plinov enake žive moči.

Ko bi kdo le hotel trditi, da so pogreški pri ogledovanju toliko veliki, da iz njih izvirajo taki razločki v množini a , in ko bi nam ponujal izneske množine a pri plinih pri kislec, zadušcu, vodenju in zaduščevem okisu, rekoč, da ni dvomiti da bi srednji iznesek njihovih množin a ne vjemal se z to množino pri drugih plinih, bi pa računili kakor sledi.

Srednji iznesek množine a pri imenovanih plinih je

$$= \frac{0.8272 + 0.8059 + 0.8037 + 0.8260}{4} = 0.8148.$$

Po tem nasvetovanju si imamo tedaj misliti, da bi naša primerna množina imela srednji iznesek $a = 0.815$.

S pomočjo tega izneska se pa dobiva atomova gorkota k , katera bi po tem takem imela nespremenljiv iznesek, in sicer

$$k = \frac{h}{\Lambda} \cdot a = \frac{3}{2} \cdot 0.815 = 1.2225.$$

27. §. Določevanje specifične gorkote težne enote pri stanovitnem tlaku in pri stanovitni prostornini s pomočjo hipoteze: $k = 1.2225$.

Zgoraj smo našli za pravo molekulo gorkoto enačbo $cmg = \frac{3}{2} az$, toraj je

$$cmg = \frac{3}{2} \cdot 0.815 \cdot z = 1.2225z.$$

V poprejšnjem smo imeli pa tudi

$$(C - c)mg = \frac{2}{3} \frac{h}{\Lambda} = 1,$$

toraj porabimo tukaj obliko

$$Cmg = 1 + cmg,$$

ali

$$Cmg = 1 + 1.2225z$$

Kadar se po dognanih izkušnjah pozna število z atomov v molekulu, se pa dobiva prvič množina $1.2225 z$, in kadar je tudi mo-

lekulova teža znana, se pa pozvedava po računu prava specifična gorkota ali specifična gorkota pri stanovitni prostornini po obliki

$$c = \frac{1.2225z}{\text{mg}}.$$

Kakor hitro pa poznamo množino cmg , imamo tudi Cmg , ter dobivamo specifično gorkoto pri stanovitnem tlaku po obliki

$$C = \frac{1 + \text{cmg}}{\text{mg}} = \frac{1}{\text{mg}} + c.$$

S pomočjo teh oblik so preračunjeni tisti izneski v sledeči tabeli, kateri stojé pod znamenji cmg , Cmg (po računu), c (po računu). Zapaziti je samo treba, da zraven preračunjenih stojé tudi izneski, kateri so se pri izkušnjah našli in sicer po naj zanesljivših Regnaultovih pozvedbah, in da v zadnji vrsti c prav za prav nikdar ni iz gole izkušnje pozvedeno, ampak preračunjeno s pomočjo primere $z = \frac{C}{c} = 1.41$.

Imena plinov	kemična sestava	z	mg	cmg	Cmg	
					po računu	po izkušnjah
kislec	O ₂	2	16	2.445	3.1150	3.490
zadušec	N ₂	2	14	2.445	"	3.415
vodenec	H ₂	2	1	2.445	"	3.409
klor	Cl ₂	2	35.5	"	"	4.310
brom	Br ₂	2	80	"	"	4.440
zaduščev okis . .	NO	2	15	"	"	3.470
ogljencev okis . .	CO	2	14	"	"	3.470
vodenčev klore .	H Cl	2	18.25	"	"	3.365
ogljenceva kislina	CO ₂	3	22	3.6675	4.6675	4.760
zaduščev okise . .	N ₂ O	3	22	3.6672	"	4.925
voden par	H ₂ O	3	9	"	"	4.175
žveplena okislina.	SO ₂	3	32	"	"	4.970
vodenčev žveplec.	H ₂ S	3	17	"	"	4.120
ogljencev žveplec.	CS ₂	3	38	"	"	5.985
ogljencev vodenec	CH ₄	5	8	6.1125	7.1125	4.710
kloroform	CH Cl ₃	5	59.75	"	"	9.370
oljetvorni plin . .	C ₃ H ₄	6	14	"	"	5.170
amonijak	NH ₃	4	8.5	4.8900	5.8900	4.320
benzin	C ₆ H ₆	12	39	"	"	14.640
terpentinovo olje.	C ₁₀ H ₁₆	26	68	31.7850	32.7850	34.410
lesna žestina . .	CH ₂ O	6	16	"	"	8.328
alkohol (cvet). .	C ₂ H ₅ O	9	23	11.0025	12.0025	10.380
eter	C ₄ H ₁₀ O	15	37	"	"	17.635
etilov žveplec . .	C ₄ H ₁₀ S	15	45	"	"	18.020

Imena plinov	kemična sestava	z	mg	cmg	Cmg	
					po računu	po izkušnjah
etilov kloreć . . .	C_2H_5Cl	8	32·75	3·7800	4·7800	8·825
etilov bromec . . .	C_2H_5Br	8	54·50	"	"	9·895
holanška kapljina	$C_2H_4Cl_2$	8	49·40	"	"	11·350
aceton	C_3H_6O	10	29	12·2250	13·2250	11·965
ocetni eter	$C_2H_5O_2$	14	44	17·1150	18·1150	17·630
kremenčev kloreć .	$SiCl_3$	4	67·25	4·8900	5·8900	8·890
fosforov kloreć . .	PCl_3	4	68·75	"	"	9·252
arzenov kloreć . .	$AsCl_3$	4	90·75	"	"	10·180
titanov kloroveć .	$TiCl_4$	5	96	6·1125	7·1125	12·125
cinov kloroveć . .	$SnCl_4$	5	130	"	"	12·205

Imena plinov	C		c	
	po računu	po izkušnjah	po računu	po izkušnjah
kislec	0·2153	0·2175	0·1528	0·1551
zadušec	0·2461	0·2438	0·1746	0·1727
vodenec	3·4450	3·4090	2·4450	2·4110
klor	0·0971	0·1209	0·0688	0·0928
brom	0·0430	0·0555	0·0306	0·0429
zaduščev okis . .	0·2297	0·2317	0·1630	0·1652
ogljenečev okis . .	0·2461	0·2450	0·1746	0·1736
vodenčev kloreć .	0·1887	0·1852	0·1339	0·1304
ogljenečeva kislina	0·2122	0·2169	0·1667	0·1720
zaduščev okisec .		0·2262		0·1810
voden par	0·5186	0·4805	0·4075	0·3700
žveplena okislina.		0·1544		0·1230
vodenčev žvepleć .	0·2745	0·2432	0·2157	0·1840
ogljenečev žvepleć		0·1569		0·1310
ogljenečev vodeneć		0·5929		0·4680
kloroform		0·1567		0·1400
oljetvorni plin . .		0·4040		0·3590
amonijak	0·6810	0·5084	0·5750	0·3910
benzin		0·3754		0·3500
terpentinovo olje	0·4821	0·5061	0·4674	0·4910
lesna žestina . . .		0·4580		0·3950
alkohol	0·5218	0·4534	0·4783	0·4100
eter		0·4796		0·4530
etilov žvepleć . .		0·4008		0·3790
etilov kloreć . . .		0·2738		0·2430
etilov bromec . . .		0·1896		0·1710
holanška kapljina		0·2293		0·2090

Imena plinov	C		c	
	po računu	po izkušnjah	po računu	po izkušnjah
aceton		0·4125		0·3780
ocetni eter	0·4117	0·4008	0·3889	0·3780
kremenčev kloroc		0·1322		0·1200
fosforov kloroc . .		0·1347		0·1200
arzenov kloroc . .		0·1122		0·1010
titanov klorovec . .		0·1290		0·1190
cinov klorovec . .		0·0939		0·0860

Primerjaje izneske preračunjenih množin z unimi izneski, kateri so se pozvedili po izkušnjah, spoznamo hitro, da je vse polno takih razločkov med temi izneski, da uzroka teh razločkov ni moč iskati v pogreških pri ogledovanji ampak da mora biti hipoteza, ki se je zgoraj nam posilila, napačna. Kakor smo že pri poprejšnji tabeli spoznali obstoji vzrok tega sosebno v napačnem domišljenji, da bi množina a ali atomična gorkota pri vsch gazih bila enaka. Iz naših tabel se spoznava, da to ni mogoče, da je toraj napačna zgornja hipoteza in š njo vred Boltzmannova postava.

Ko bi si prizadevali množinami predstojee tabele pozvedeti tiste izneske, katere bi morale imeti te množine ko bi veljala Boltzmannova postava, bi pa morali mi postaviti v računu kakor smo zgoraj dokazali, $a = 1$. Toraj bi postavljali tudi za atomično gorkoto $k = \frac{3}{2}$ mesti $k = 1$. 2225. Po Boltzmannovi postavi bi imeli tedaj

$$c = \frac{1.5z}{mg}$$

in

$$C = \frac{1 + 1.5z}{mg},$$

ter bi dobivali za v prašanji stoječa produkta: Cmg in cmg pri plinih, kateri se v sledečem spoznajo po svojih znamenjih podstavljene izneske kakor sledi:

	O ₂	H ₂	N ₂	Cl ₂	NO	CO ₂	N ₂ O	H ₂ O	NH ₃	C ₂ H ₆ O	C ₁₀ H ₁₆
cmg	3	3	3	3	3	4·5	4·5	4·5	6	13·5	39
Cmg	4	4	4	4	4	5·5	5·5	5·5	7	14·5	40

Kdor hoče sprašavati Boltzmannovo postavo, pri vsih gazih ina v teh dveh vrsticah dosti izgleda. Primerjaje te Boltzmannove izneske z unimi v zadnji tabeli ke jih dajo izkušnje, se pa koj

spoznava kako sila velike razločke dela v izneskih Boltzmannova postava. Ti razločki prihajajo tim veči čim več imajo plinski molekuli atomov v sebi.

28. §. Dulong-Petit-ova postava v pozoru na plinske trupla.

V poprejšnjem še ni bilo mogoče do konca dognati vprašanja o veljavnosti Dulong-Petitove postave pri gazih. Zgornje enačbe pa nam ponujajo dosti pripomočkov to vprašanje dognati do konca. Našli smo za Dulong-Petitov produkt obliko

$$Cmg = 1 + cmg.$$

Poprej pa tudi

$$cmg = \frac{3}{2}az,$$

toraj velja za produkt med molekulovo težo in med specifično gor-koto v pozoru na težno enoto pri stanovitnem tlaku enačba

$$Cmg = \frac{3}{2}az + 1.$$

Spomniti se moramo pa tudi, da smo imeli še drugo obliko

$$Cmg = k(1 + \rho) + 1,$$

kjer množina k pomeni nespremenljivko

$$k = \frac{cmg}{1 + \rho}.$$

Ker velja tukaj

$$a = \frac{1 + \rho}{z},$$

pa iz oblike k izhaja

$$cmg = k \cdot az,$$

tedaj izhaja glede druge zgornje enačbe za nespremenljivko k iznesek

$$k = \frac{3}{2}.$$

V poprejšnjem se nismo mogli razsoditi ali je iznesek Cmg enaka množina pri vseh plinih ali ne, ker v tedanji enačbi še nismo poznali popolnoma uda: $K(1 + \rho)$, ter ni bilo mogoče razločiti ali je po Boltzmannovi postavi

$$1 + \rho = z$$

ali ne. — V predzadnji tabeli pa smo dokazali po izkušnjah, da množina a , katera bi imela biti $a = 1$, ko bi veljal Boltzmannov nasledek $(1 + \varphi) = z$, da množina a ni ne $= 1$ in tudi ni enaka pri vsih gazih. Tedaj je v obliki tega produkta:

$$Cmg = \frac{3}{2}az + 1$$

primerna množina a spremenljiva od gaza do gaza, toraj produkt Cmg , ki bi po Dulong-Petitovi postavi imel imeti enake izneske, tudi pri tistih plinih, pri katerih so molekuli sestavljeni iz enacega števila z molekulov, ni enak pri tem kot pri unem plinu, ker pri tem plinu velja množina $= a$, pri unem pa ima ta množina kak drug iznesek $= a_1$.

Iz tega se spoznava postava: pri tistih gazih, pri katerih so molekuli sestavljeni iz enakega števila atomov bi utegnili spolnavati se Dulong-Petitova postava, ko bi množini $a = a_1$ bili; sploh pa popolnoma veljavnosti nima Dulong-Petitova postava, in produkt Cmg se ne ravna samo po številu atomov v molekulih ampak tudi po prvinskih lastnostih vsakterega plina.

Množina gorkote, katero potrebujejo tiste teže prvin, katere so si ekvivalentne v kemičnem pomenu, tedaj niso pri vsih gazih enake za eno Celsijevo stopinjo, kakor bi to imelo biti po Dulong-Petitovi postavi, ampak te ekvivalentne gorkote se nahajajo samo pri tistih plinih, kateri imajo v svojih molekulih enaka števila atomov in zraven tega še enako množino a .

Kar zadeva določevanje produkta Cmg ali tiste gorkote, kejo potrebuje ekvivalent te ali une prvine k ogretvi za eno Celsijevo stopinjo, se pa dosega ta iznesek po več zanesljivih potih. Tukaj omenim naj poprej doslej neznano pot, na katero nam kažejo enačbe predstoječe. Ker je za ta plin

$$Cmg = \frac{3}{2}az + 1,$$

je pa za drugega

$$C_1m_1g = \frac{3}{2}a_1z_1 + 1,$$

Iz teh dveh enačeb se izpeljava nova

$$Cmg = C_1m_1g + \frac{3}{2}(az - a_1z_1),$$

ker je dalje

$$a = \frac{1 + \rho}{z} \text{ in } a_1 = \frac{1 + \rho_1}{z_1},$$

je pa

$$az - a_1 z_1 = \rho - \rho_1$$

tedaj imamo

$$Cmg = C_1 m_1 g + \frac{3}{2} (\rho - \rho_1)$$

Ko bi tedaj po gotovih izkušnjah spoznali C , m , g za gotovi plin, kateri ima primerno gibanje ρ_1 med svojimi atomi, bi pa utegnili iz samih teh množin preračunovati gorkoto prvinenega ekvivalenta, ako bi ne poznali za to prvino drugega kakor primero ρ njenega atomičnega gibanja. Ker pa dandanašnji še ne poznamo množine ρ na vsakteri plin, je pa treba iskati druge poti pri prashnji po iznesku množine Cmg .

29. §. Določevanje prave specifične gorkote ali gorkote težne enote kakega popolnoma plina pri stanovitni prostornini.

Zgornja enačba $(C - c) mg = 1$ nam daje pripomočke k preračunjenju množine c , ker iz te izhaja pripravna oblika

$$c = C - \frac{1}{mg}.$$

Po tej obliki se tedaj preračunava iznesek prave specifične gorkote c za vsakteri plin, za katerega poznamo navadno po izkušnjah pozvedeno specifično gorkoto C težne enote pod stanovitnem tlakom in pa težo mg kemičnega ekvivalenta tega plina v pozoru na težo vodenčevega ekvivalenta.

V sledeči tabeli se nahajajo preračunjene prave plinske gorkote pod obliko c in zraven v rajdi z imenom „Clausius“ stojte tisti izneski, katere je našel naj prvi Clausius po precej zapletenim računu iz Regnaultovih izkušenj o navadni specifični gorkoti. Razun teh množin se nahajajo v tabeli k računu porabljene množine za C in mg , kakor veljajo te po naj zanesljivših izkušnjah.

Imena plinov	mg	C	c	c
		po izkušnjah	po računu	po Clausiju
kislec	16	0·2175	0·1588	0·1551
zadušec	14	0·2438	0·1724	0·1727
vodenec	1	3·4090	2·4090	2·4110
klor	35·5	0·1209	0·0928	0·0928

Imena plinov	mg	C	c	c
		po izkušnjah	po računu	po Clausiju
brom	80	0·0555	0·0430	0·0429
zaduščev okis	15	0·2317	0·1650	0·1652
ogljenečev okis	14	0·2450	0·1736	0·1736
vodenčev klorec	18·25	0·1852	0·1305	0·1304
ogljenečeva kislina	22	0·2169	0·1715	0·1720
zaduščev okisec	22	0·2262	0·1807	0·1810
voden par	9	0·4805	0·3694	0·3700
žveplena okislina		0·1544		0·1230
vodenčev žveplec	17	0·2432	0·1844	0·1840
ogljenečev žveplec				
ogljenečev vodenec				
kloroform				
oljetvorni plin	14	0·4040	0·3326	0·3590
amonijak	8·7	0·5084	0·3908	0·3900
terpentinovo olje	68	0·5061	0·4914	0·4910
lesna žestina				
alkohol	23	0·5434	0·4100	0·4100
eter		0·4797		0·4530
etilov žveplec		0·4008		0·3790
etilov klorec		0·2738		0·2430
etilov bromec		0·1896		0·1710
holanška kapljina		0·2293		0·2090
aceton				
ocetni eter	44	0·4008	0·3781	0·3780
kremenčev klorec		0·1322		0·1200
fosforov klorec		0·1347		0·1200
arsenov klorec		0·1122		0·1010
titanov klorovec		0·1290		0·1190
cinov klorovec	130	0·0939	0·0862	0·0860
benzin	39	0·3754	0·3498	0·3500

Primerjaje izneske naše preračunjene po zgornji obliki $C - \frac{1}{mg}$ s pristavljenimi v Clausijevi vrsti pa spoznamo, da smo na zanesljivi poti, katera je v pozoru računa veliko zložnejša, ker ni treba paziti na druge zadeve kakor na C in mg , ki so naj bolje znane pri gazih. Med vsimi izneski se naj bolj loči od Clausijevega izneska uni, katerega smo našli za oljetvorni plin, namreč

$c = 0.3326$; Clausius pa $c = 0.3590$. V čem da obstoji uzrok tega razločka se bo se le pozneje presoditi dalo, ko bo razsojeno koliko zanesljivosti imajo pri tem gazu izkušnje.

Več plinov sem pa pustil v tabeli brez preračunjenega izneska; da se pa tisti kateri želé sami lahko prepričajo od veljavnosti zgornje oblike, so pridjane vse množine, po katerih se ta iznesek preračunava.

30. §. Določevanje primere $z = \frac{C}{c}$ med specifičnema gorkotoma pri plinih.

Predenj ni mehanična teorija o gorkoti učila po enotnih potih preračunavati specifične gorkote pri stanovitni prostornini c iz izneska po izkušnjah najdene specifične pri stanovitnem tlaku, in predenj ni Clausius preračunil množine c za celo trumo gazov, so bile pota pri določevanju kaj težke. Izneska množine c namreč ni moč najti pri izkušnjah, toraj ga je treba iskati po teoretičnih sklepih iz množine C , katera se spoznava po izkušnjah in posebno po Regnaultovih. Znano pa je tudi da se je primera $\frac{C}{c} = z$ iskala celo s pomočjo teoretične oblike, katera daje iznesek hitrosti, z katero se razprostira glas po zraku. To je bila prva pot. Kako težko je bilo določevati po tej poti primero $\frac{C}{c}$ se spozna lahko po tem, da je bilo treba prvič opazovati hitrost, z katero hodi glas po mirnem suhem zraku od tega kraja do unega, in pa posebej izneska po matematični obliki preračunjenega. Ker pa je bila v matematični obliki primera $\frac{C}{c}$ neznana, se je dobivala iz teh dveh izneskov, ter je nosila na sebi vse tiste pogoškové, kateri so se delali pri težkim opazovanju glasove hitrosti.

Kaj enotna je zopet naša pot, veliko lagljeja kakor dosdaj vsaka druga. Iz enačbe

$$(C - c) \text{ mg} = 1$$

izhaja druga

$$C = c + \frac{1}{\text{mg}},$$

tedaj tudi primera

$$\frac{C}{c} = 1 + \frac{1}{c \text{ mg}};$$

ker pa je dalje bolj znan produkt Cmg kakor cmg se pa jemlje mesti cmg tudi $Cmg-1$, ter dobimo obliko

$$z = 1 + \frac{1}{Cmg - 1}$$

katera je kaj pripravnaja k preračunjenju primere $\frac{C}{c}$

V sledeči tabeli se nahajajo pod obliko $\frac{C}{c}$ tisti izneski, katere sem preračunal iz zadnje enačbe, zraven pa so pristavljeni starejši izneski, ki se nahajajo v Zeuner-jevih bukvah o gorkotni teoriji.

Imena plinov	kemična sestava	Cmg	$\frac{C}{c}$ po računu	$\frac{C}{c}$ po Zeunerji
kislec	O_2	3.490	1.4016	1.4026
vodenec	H_2	3.409	1.4160	1.4132
zadušec	N_2	3.415	1.4150	1.4114
ogljenceva kislina .	CO_2	4.760	1.2660	1.2620
voden par	H_2O	4.175	1.3150	1.3850

Primerjaje izneske predzadnje rajde, katere sem po zadnji enačbi preračunal z unimi, katere je Zeuner v svoji mehanični gorkotni teoriji kot za naj zanesljivše spoznal, se nam potrjuje veljavnost zakona o temperaturni nespremenljivki, na katero se vse to računjenje opira. Naslednikom pa dajem tukaj enotne oblike za preračunjenje teh množin pri vsakterem gasu, katere so tako pripravne, da gotovo ne bo najti pripravnějšíh in tudi zanesljivějšíh ne.

II. DRUGE PLINSKE ZADEVE.

A.

DOLOČEVANJE ŠTEVILA MOLEKULOV V ENOTI PROSTORNINE IN NJIHOVE SREDNJE HITROSTI.

31 §. Osnova molekularne sestave k matematičnemu podnožiju.

Moleküli vsacega gaza se v resnici ne gibljejo vsi enako hitro, ampak ti dero hitreje uni pa bolj počasno po prostoru. Uzrok razne njihove hitrosti so zadeve ali udari med moleküli in njihovo butanje ob strani po posodi, v kateri je gaz shranjen.

Kader koli se kje trčnete dve elastični krogli, vselej utegneta

dobiti po zadetvi ena od druge drugo hitrost, ako se zadevate vselej drugače. Samo kadar ste krogli enako teški in ko gre mah njihovega udara na ravnost zkozi njihova težišča takrat se ne spremeni njena hitrost drugači kot da si svoje hitrosti zmenita, prav za prav pa ostane tudi v tem redkem naključji samo takrat vsaka pri svoj stari hitrosti, kadar imate že pred udarom edinc hitrosti.

Od začetka ko dobiva gaz ta ali uni gotovi stan, bodi si da se je spremenila njegova toplota ali pa njegov tlak, vselej se od začetka ko prihaja na pokoj spremenavajo hitrosti med molekulili. Ko pa s časom stopi gaz v pokojni stan, so pa hitrosti tako razdeljene po molekulilih, da se pri daljnih spremembah ohrani neka gotova razdeljitev hitrosti. V tem pokojnem stanu si je treba misliti, da v tistem trenutku ko zgubi ta suma molekulov hitrost c pa v istem trenutku pridobi druga enako velika suma molekulov ravno isto hitrost.

32. §. Razdeljitev raznih hitrost med molekuli.

Razdeljitev hitrosti po molekulilih v pokojnem stanu je prvič natančno preračunal Maxwell.

Maxwell-ova pot obstoji v sledečem, samo da je njegov račun veliko bolj zamotan in težji. Maxwell si vzame na pomoč točko ali trdno stoječo pikco O tam kje v praznem prostoru (poda 8). Od pikce O poteguje on na vse kraje ravne črte, ktere ne pomenijo samo pota (mér njihovih pot) ampak tudi hitrosti vsacega molekula posebej. Tako n. pr. naj bo Oa_1 pot in hitrost prvega molekula, Oa_2 pot in hitrost drugega molekula i. t. d.

Ako si mislimo za neskončno množico gazovih molekulov vse te črti narisane pa napolnujejo konci teh črt ves prostor krog in krog trdne točke O . Tam kjer se nahaja več molekulov z edino hitrostjo, pa stojе konci črtni gostoje skupej, kjer pa se ista hitrost redko nahaja se tudi redko nahajajo ti konci v prostoru.

Mi si mislimo na konci črte Oc silo majhna trohca prostora ali prostorni element dw , ter prašamo koliko koncov molekulovih hitrost se zadeva v tem prostornem elementu? To število naj bo γ .

Število γ stoji gotovo v ravni primeri k velikosti tega prostornega elementa in k neki neznani stanovitni množini f , katera se utegne pa sama ravnati po molekularni hitrosti in po méri njih pot. ter je

$$\gamma = dw \cdot f$$

Ako pomeni c tukaj v kratkem velikost hitrosti in pa mér poti molekulove, bo pa naša stanovitna množina neka funkcija od c , n. pr. $f(c)$, tedaj je sploh

$$v = dw \cdot f(c)$$

Zdaj je pa treba določevati neznano funkcijo $f(c)$ ali število zadelcev v enoti prostornine v pokojnem stanju.

Ker ima gaz neki gotovi pokojni stan, mora v tistem času ko zgubi število molekulov kaj hitrosti tisto število družih molekulov dobiti ravno toliko hitrosti kot so jo prvi zgubili.

Konec hitrosti molekulove predno se buti z družim naj teči v prostornem elementu dw . (*podoba 9*) njena velikost in mér poti naj bo c ; — konec hitrosti kakega drugega molekula naj teči v elementu dw_1 , velikost in mér njegove hitrosti naj bo c_1 , i. t. d.

Potem ko so se trčnila molekula med saboj naj bo c hitrost prvega molekula, konec njegove poti pa naj stoji v prostornem elementu dw^1 , hitrost tega drugega naj bo pa c^1 in konec njegove poti naj stoji v prostornem elementu dw^1 .

Pri zadetvi zgubi tedaj ta ali uni molekul hitrost c , drugi pa hitrost c_1 i. t. d. po dokončani zadetvi pa pridobi ta ali uni molekul hitrost c^1 drugi pa hitrost c_1^1 , i. t. d.

Število zadelcev ali udarov, ki se perpetijo vsako sekundo v enoti prostornine naj bo z . To število raste z številom tistih molekulov, katerih konci stojé v prostornem elementu dw in tudi z številom tistih, katerih stojé v elementu dw_1 . Število prvih je $= dw f(c)$, število družih pa $= dw_1 f(c_1)$, tedaj je, ako pomeni k neki stanovitni pomnožnik ali faktor:

$$z = k \cdot dw f(c) \cdot dw_1 f(c_1) \cdot$$

Vzemimo si pa tudi ravno tako natanko v misli število z^1 zadelcev med tistimi molekuli, katerih ima ta ali uni pred zadetvijo hitrost c^1 , in kateri drugi hitrost c_1^1 , po dokončani zadetvi pa ta ali uni hitrost c , in kateri drugi molekul hitrost c_1 .

Pri tej zadetvi zgubi tedaj ta ali uni molekul hitrost c^1 , drugi pa hitrost c_1^1 , i. t. d., po dokončani zadetvi pa pridobi ta ali uni molekul hitrost c , drugi pa hitrost c_1 , i. t. d.

U število zadelcev med temi molekuli v sekundi in v enoti prostornine naj bo z^1 . Tedaj zgubi z^1 molekulov hitrost c^1 , z^1 molekulov pa hitrost c_1^1 in z^1 molekulov pridobi hitrost c in z^1 molekulov tudi hitrost c_1 .

Iz tistega uzroka kakor zgorej se tudi tukaj število z^1 izrazuje v tisti obliki

$$z^1 = k^1 \cdot dw^1 f(c^1) \cdot dw_1^1 f(c_1^1) \cdot$$

Ako se postavi $z = z^1$, se to pravi da zgubi v sekundi ravno toliko molekulov hitrost c kolikor jih v sekundi pridobi hitrost c ; in tako dalje. Ako je spolnjen ta pogoj, pa ostane gaz pri svojem pokojnem stanu; tedaj velja za ta stan

$$f(c) \cdot f(c_1) dw \cdot dw_1 \cdot k = f(c^1) \cdot f(c_1^1) dw^1 \cdot dw_1^1 \cdot k^1.$$

Ker pa se godi v stanovitnem pokojnem stanu vsako zadevanje po celem gazu po edinih postavah in po istem načinu pri katerem se utegne samo $f(c)$ meniti, pa mora veljati tudi

$$dw \cdot dw_1 \cdot k = dw^1 \cdot dw_1^1 \cdot k^1,$$

ter je tudi

$$f(c) \cdot f(c_1) = f(c^1) \cdot f(c_1^1).$$

Po tej funkcionalni enačbi se določuje tedaj razumek tega kar ima v sebi neznana postava, kejo namestuje naša funkcija $f(c)$.

Ako pomeni m množino materije kekega molekula, m pa kekega drugega, so pa

$$\frac{mc^2}{2} \text{ in } \frac{mc_1^2}{2} \text{ njihove žive moči pred zadetvijo, in}$$

$$\frac{mc^{1^2}}{2}, \frac{mc_1^{1^2}}{2} \text{ " " " po zadetvi.}$$

Vsled mehaničnih pravil pa so žive moči pri elastičnih udarih skupej vzete enake pred zadetvijo kot po zadetvi, tedaj mora biti

$$\frac{mc^2}{2} + \frac{mc_1^2}{2} = \frac{mc^{1^2}}{2} + \frac{mc_1^{1^2}}{2}$$

ali pa

$$c^2 + c_1^2 = c^{1^2} + c_1^{1^2}.$$

Poprejšna funkcionalna enačba ima veljati za vsaktere hitrosti, ktere so pri gazovih molekulih mogoče, tedaj velja tudi ako jo diferencujemo

$$f(c_1) f'(c) dc + f(c) f'(c_1) dc_1 = f(c_1^1) f'(c^1) dc^1 + f(c^1) f'(c_1^1) dc_1^1.$$

To diferencialno enačbo pa hočemo dividirati s poprejšnjo, namreč

$$f(c) f(c_1) = f(c^1) f(c_1^1),$$

ter dobimo

$$\frac{f'(c)}{f(c)} dc + \frac{f'(c_1)}{f(c_1)} dc_1 = \frac{f'(c^1)}{f(c_1)} dc_1 + \frac{f'(c_1^1)}{f(c_1^1)} dc_1^1,$$

ali pa

$$\frac{f'(c)}{f(c)} dc + \frac{f'(c_1)}{f(c_1)} dc_1 - \frac{f'(c^1)}{f(c^1)} dc^1 - \frac{f'(c_1^1)}{f(c_1^1)} dc_1^1 = 0$$

V tej enačbi pa diferencijali dc , dc_1 , dc^1 , in dc_1^1 niso prosti zneski, temveč so podvrženi zgornji postavi tedaj podvrženi pogoju diferencijalne enačbe.

$$c^2 + c_1^2 = c_1^2 + c_1^1{}^2$$

Troje diferencijalov je v tej enačbi še prosto, četrti je po prvih treh določen.

$$cdc + c_1 dc_1 - c^1 dc^1 - c_1^1 dc_1^1 = 0.$$

To enačbo pa hočemo multiplicirati z nekim neznanim in nedoločenim faktorom μ , ter je

$$\mu cdc + \mu c_1 dc_1 - \mu c^1 dc^1 - \mu c_1^1 dc_1^1 = 0;$$

in to enačbo hočemo prišteti ali adirati k zadnji funkcionalni enačbi ter dobimo

$$\left[\frac{f'(c)}{f(c)} + \mu c \right] dc + \left[\frac{f'(c_1)}{f(c_1)} + \mu c_1 \right] dc_1 - \left[\frac{f'(c^1)}{f(c^1)} + \mu c^1 \right] dc^1 - \left[\frac{f'(c_1^1)}{f(c_1^1)} + \mu c_1^1 \right] dc_1^1 = 0.$$

Zdaj pa utegnemo poprej nedoločen faktor μ tako določiti kakor nam služi, ter tirjamo od njega da naj je te natore, da zginе četrti ud te enačbe in da je

$$\frac{f'(c_1^1)}{f(c_1^1)} + \mu c_1^1 = 0.$$

Vsled zadnje enačbe je pa samo diferencijal dc_1^1 določen, te drugih troje diferencijalov ostane nedoločenih, ter prostih ki pomenijo karkoli, tedaj pa morajo posamezni izrazi med zaključnicami sami vničevati se; ker je troje diferencijalov popolnoma prostih, pa mora v predzadnji enačbi biti

$$\frac{f'(c)}{f(c)} + \mu c = 0, \quad \frac{f'(c_1)}{f(c_1)} + \mu c_1 = 0, \quad \frac{f'(c^1)}{f(c^1)} + \mu c^1 = 0.$$

Iz prve in zadnje od teh treh enačeb pa izhaja

$$\mu = - \frac{f'(c)}{cf(c)}$$

in

$$\mu = - \frac{f^1(c^1)}{c^1 f(c^1)} ;$$

ali

$$\mu = - \frac{f^1(c_1)}{c_1 f(c_1)}$$

Iz teh dveh pa se spoznava, da se znesek funkcije $\frac{f^1(c)}{c f(c)}$ ne spremeni ako se vanjo postavi c^1 ali c_1 mesti c , tedaj mora ta funkcija biti po svoji naturi stanovitna. Naj pomeni z to stanovitno množino, ter je

$$\frac{f^1(c)}{c f(c)} = z$$

ali pa ako multiplikujemo z dc

$$\frac{f^1(c)}{f(c)} dc = z c dc$$

Ako to enačbo integriramo je pa

$$\int \frac{f^1(c)}{f(c)} dc = \int z c dc$$

tedaj

$$\log f(c) = \frac{zc^2}{2} + \log b ,$$

ako pomeni $\log. b$ integralovo stanovitno množino. Zadnja enačba se pa v pozoru na razumek logaritma piše krajše tako-le:

$$f(c) = e^{\left(\frac{zc^2}{2} + \log b \right)}$$

ali pa

$$f(c) = e^{\frac{zc^2}{2}} \cdot e^{\log b}$$

ter tudi

$$f(c) = b \cdot e^{\frac{zc^2}{2}} ;$$

kjer pomeni e podnožnico ali basis natornih logaritmov.

V tej enačbi utegne stanovitna množina z biti pozitivna ali negativna; po razumku našega predmeta je treba presoditi kaka je v našem naklonu pri molekularnem gibanju. Ko bi množina z bila pozitivna bi pa moralo biti v gazu neskončno veliko molekulov, ki bi imeli neskončno veliko hitrost, ker $f(c)$ in število molekulov $v = dw. f(c)$

prihaja neskončno velika po zgornji obliki ako je $c = \infty$. To pa v resnici ni mogoče, tedaj mora α biti kaka negativna množina, n. pr. $\alpha = -\frac{\lambda}{2}$ ter je

$$f(c) = be^{-\frac{\lambda c^2}{2}}.$$

Kakor smo zgoraj omenili, pomeni $f(c)$ število zadetev v enoti prostornine.

V tej obliki pomenite znamenja b in λ stanovitni množini.

Prašanje, koliko pa znaša število tistih molekulov, katerih hitrosti imajo zneske od zneska c do zneska $c + dc$. To število v prostornem elementu naj bo dN .

V tem namenu si narisajmo (*podoba 10*) krog srede O dve krogli z vstričnima površjema, to z dosrednikom c uno pa z dosrednikom $c + dc$. Kakor smo zgoraj rekli da je storil Maxwell, si tudi tukaj mislimo iz O ven na vse kraje narisane črte, ki naznanujejo pota in hitrosti vseh gazovih molekulov. Nekaj koncev molekulovih hitrost bo nahajalo se v okrogli skladi v prostoru med notranjem in zunanjem površjem narisanih krogel. Kolikor hitrostnih koncev pride na ta sklad toliko molekulov ima hitrost z zneskom c do $c + dc$. Tedaj ni treba družega kot preračunati koliko hitrostnih koncev v tej skladi tiči.

Ako je dw_1 kubična mera te okrogle skladi, je pa po prejšnjem

$$dN = dw_1 f(c),$$

ako pomeni dw_1 prostornino okroglaste skladi.

Površje tiste krogle, ki ima dosrednik c je $4\pi c^2$; okrogla sklad krog notranje krogle pa ima debelost $= dc$, tedaj je njena prostornina $4\pi c^2 \cdot dc$; tedaj

$$dw_1 = 4\pi c^2 \cdot dc,$$

ter tudi

$$dN = 4\pi c^2 dc \cdot f(c) = 4\pi b c^2 e^{-\frac{\lambda c^2}{2}} \cdot dc.$$

V tem izrazu pa je množina $4\pi b$ stanovitna, ter jo v kratkem hočemo zaznamnjati z A ter je

$$dN = A \cdot c^2 e^{-\frac{\lambda c^2}{2}} \cdot dc.$$

Ako integriramo od $dN = 0$ do meje $dN = \infty$ pa zadenemo gotovo vse molekule kar jih ima gaz v prostornini $= N$, ter je

$$\int_0^\infty dN = N = A \int_0^\infty c^2 e^{-\frac{\lambda c^2}{2}} \cdot dc$$

33. §. Srednja molekulova hitrost.

Zdaj pa je treba preračunati še sredni kvadrat molekulne hitrosti $\overline{c^2}$, da dobimo iz njega sredno hitrost $\overline{c}$.

Vsled matematičnega razumka ima sredni kvadrat $\overline{c^2}$ ta-le izraz

$$\overline{c^2} = \frac{N_1 c_1^2 + N_2 c_2^2 + N_3 c_3^2 + \dots}{N_1 + N_2 + N_3 + \dots} = \frac{\sum N c^2}{N}$$

ako bi imel gaz končno ne pa neskončno število molekulov.

Ako si mislimo mesti N_1, N_2, N_3 postavljene prav majhne množine $dN_1, dN_2, dN_3, \dots$, se pa mora vzeti integralov znamenje $\int$ mesti sume Σ ; tedaj je tukaj

$$\overline{c^2} = \frac{\int c^2 dN}{\int dN}$$

in pa

$$\overline{c} = \frac{\int c dN}{\int dN}.$$

V te oblike postavimo zgornje zneske za dN in spomnimo se da je treba integrovati med hitrostnimi mejami $c = 0$ do $c = \infty$ ker molekuli utegnejo imeti vsaktere hitrosti od izneska 0 do izneska $c = \infty$, je pa

$$\overline{c^2} = \frac{\int_0^\infty A c^4 e^{-\lambda c^2} \cdot dc}{\int_0^\infty A c^2 e^{-\lambda c^2} \cdot dc} = \frac{\int_0^\infty c^4 e^{-\lambda c^2} \cdot dc}{\int_0^\infty c^2 e^{-\lambda c^2} \cdot dc}.$$

ter ima srednja molekulova hitrost v analytični obliki ta-le iznesek

$$\overline{c} = \frac{\int_0^\infty A c^3 e^{-\lambda c^2} \cdot dc}{\int_0^\infty A c^2 e^{-\lambda c^2} \cdot dc} = \frac{\int_0^\infty c^3 e^{-\lambda c^2} \cdot dc}{\int_0^\infty c^2 e^{-\lambda c^2} \cdot dc}.$$

Zdaj pa je treba preračunati izneske teh integralov.

Začnimo tedaj z integralom

$$\int_0^\infty e^{-\lambda c^2} \cdot c dc,$$

ter postavimo

$$c^2 = \zeta, \text{ ali pa } 2cdc = d\zeta,$$

tedaj je

$$\int_0^{\infty} e^{-\lambda c^2} \cdot cdc = \frac{1}{2} \int_0^{\infty} e^{-\lambda \zeta} d\zeta$$

ali pa

$$\int_0^{\infty} e^{-\lambda c^2} \cdot cdc = -\frac{1}{2} \cdot \frac{e^{-\lambda \zeta}}{\lambda} \Big|_0^{\infty} = \frac{1}{2\lambda}$$

Zdaj pa hočemo diferencovati v pozoru na λ integral:

$$\int_0^{\infty} e^{-\lambda c^2} \cdot cdc = \frac{1}{2\lambda},$$

ter se dobi, ko prvič diferencujemo poleg λ

$$\int_0^{\infty} e^{-\lambda c^2} \cdot -c^3 dc = -\frac{1}{2\lambda^2}$$

ali pa

$$\int_0^{\infty} e^{-\lambda c^2} \cdot c^3 dc = \frac{1}{2\lambda^2},$$

in ko drugič diferencujemo poleg λ

$$\int_0^{\infty} e^{-\lambda c^2} \cdot c^5 dc = \frac{1}{2\lambda^3}.$$

S pomočjo teh integralnih oblik je mogoče preračunati tiste integrale v zgornjih oblikah, v katerih se nahaja c v obliki c^3 . — Drugi integrali pa, ki imajo v sebi c^2 in c^4 se pa izpeljavajo iz oblike

$$\int_0^{\infty} e^{-\lambda c^2} \cdot dc$$

Tega nedoločenega integrala tukaj ni najti; ker pa stoji v njegovi obliki c^2 , pa vemo da je

$$\int_0^{\infty} e^{-\lambda c^2} \cdot dc = \int_{-\infty}^0 e^{-\lambda c^2} \cdot dc.$$

Ako postavimo

$$\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\lambda c^2} \cdot dc = J,$$

je pa

$$\int_0^{\infty} e^{-\frac{\lambda c^2}{2}} dc = \frac{J}{2}$$

Le-ta določiven integral J poskusimo preračunati po geometrični poti; iznesek tega integrala hočemo izraziti v podobi prostornine.

Na plani, kjer pišemo, na papirji, si mislimo narisano koordinatno plan XZ , ter načrkajmo na tēj plani kako krevljasto črt ali kurvo (*podoba 11*) MN , ki nam naj daje obraz za enačbo

$$z = e^{-\frac{\lambda x^2}{2}}$$

Ako postavimo $z = 0$, je $z = 1$. Ko pa znesek z raste zaporedoma se pa vidi iz družega dela te enačbe, da prihaja z zapored manjši, ter se kurva MN približuje koordinati OX v podobi tako imenovane asimptote.

Zdaj si pa mislimo da je koordinatna os OZ pri O in Z v tečajih vtrjena tako pa da se dá vrtéti krog sebe. Tudi krevljo MN si mislimo v trdni zvezi z koordinatmi. Zdaj pa zavrtimo v mislih vso koordinatno napravo z kurvo vred enkrat krog vsi OZ .

Pri tem zavrtenji krog OZ nariše koordinatna os OX ravno plan, kurva MN pa nariše sami sebi podobno skrivljeno površje. Enačbo te iz vertenja postale plani dobemo koj, ako postavimo v enačbo $z = e^{-\frac{\lambda x^2}{2}}$ koordinati bodi-si katerega kraja hoče, da je le-ti kraj v plani XY , tedaj je enačba te plani

$$z = e^{-\frac{\lambda(x^2 + y^2)}{2}}$$

Koliko pa iznaša prostornina V , kar jo je med planjo XY in med to od vrtenja postalo planjo?

K temu cilj in konci narisajmo si na plani XY majhni košček planine ali planinen element $abcd = dx dy$.

Ako multiplikujemo ta planinen element z z pa dobimo tišti prostornini element $z \cdot dx dy$, ki stoji v omenjenem prostoru nad planininem elementom $dx dy$. Postavimo

$$z \cdot dx dy = dV,$$

je pa

$$dV = e^{-\frac{\lambda(x^2 + y^2)}{2}} dx dy = e^{-\frac{\lambda x^2}{2}} e^{-\frac{\lambda y^2}{2}} dx \cdot dy.$$

Prostornino *vso* pa najdemo, ako soštejemo vse te prostorninine elemente. Pri tem soštevanji je treba jemati zneske x in y od

meje $-\infty$ do meje $+\infty$ ker drugače bi ne zadeli vseh prostornih elementov. Tedaj pa je

$$V = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{\lambda x^2}{c}} \cdot e^{-\frac{\lambda y^2}{c}} \cdot dx \cdot dy.$$

ali

$$V = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{\lambda x^2}{c}} \cdot dx \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{\lambda y^2}{c}} \cdot dy.$$

Ker pa se iznesek določenega integrala ne ravna po znamenjih, ktere nam pomenijo spremenljive množine, ampak po edini obliki in po mejah, pa spoznamo, da je vsak predstojeci integralov toliko vreden kakor zgoraj integral pod znamenjem J , ter je

$$V = J^2.$$

Poskusimo pa še drug način, da dobemo še drugo obliko za V ,

V koordinatni plani XY si vzemimo na pomoč kraj ali točko a , ki ima koordinate x in y , ter postavimo $Oa = r$, tedaj je

$$r^2 = x^2 + y^2$$

in pa enačba naše od vrtenja postale plani

$$z = e^{-\frac{\lambda r^2}{c}}$$

Zdaj pa naj se r spremeni za dr in sicer naj bo $dr = db_1$, in tudi kot $XOa = \varphi$ naj se spremeni za kot $aOd = d\varphi$, tako da dobimo $ad = r \cdot d\varphi$.

Ako nad črkoma ac in ad narišemo paralelogram adb_1c je pa planinen element

$$adb_1c = r d\varphi \cdot dr$$

Tedaj se prostornina tiste prizme, ki stoji v imenovanem prostoru nad adb_1c izrazuje po obliki

$$z \cdot r dr \cdot d\varphi = e^{-\frac{\lambda r^2}{c}} \cdot r dr d\varphi.$$

Ako soštevamo vse te elementne prizme, moramo prisvojiti kotu φ vse zneske od $\varphi = 0$ do $\varphi = 2\pi$ in oddaljenosti z vse zneske od $r = 0$ do $r = \infty$, ter dobimo zgoraj imenovani prostor

$$V = \int_0^\infty \int_0^{2\pi} e^{-\frac{\lambda r^2}{c}} \cdot r dr \cdot d\varphi = 2\pi \int_0^\infty e^{-\frac{\lambda r^2}{c}} \cdot r dr.$$

Vsled zgornjega dokazovanja pa ima zadnji integral ta-le iznesek

$$\int_0^{\infty} e^{-\lambda r^2} \cdot r dr = \frac{1}{2\lambda},$$

tedaj pa je tudi

$$V = \frac{\pi}{\lambda} = J^2.$$

Iz te enačbe pa izvira

$$J = \sqrt{\frac{\pi}{\lambda}},$$

ter tudi

$$\int_0^{\infty} e^{-\lambda c^2} \cdot dc = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{\lambda}}.$$

Ako zdaj diferencujemo ta integral v pozoru na λ , pa dobimo

$$\int_0^{\infty} e^{-\lambda c^2} \cdot c^2 dc = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{\pi}{\lambda^3}},$$

in ako tega diferencujemo drugič, je pa

$$\int_0^{\infty} e^{-\lambda c^2} \cdot c^4 dc = \frac{3}{8} \sqrt{\frac{\pi}{\lambda^5}}.$$

Z zadnimi izneski se določujejo vsi naši integrali.

Spomnimo se da smo zgoraj imeli za število molekulov iznesek

$$N = A \cdot \int_0^{\infty} c^2 e^{-\lambda c^2} \cdot dc,$$

pa dobemo najden iznesek postavlja je mesti poprej neznanega integrala:

$$N = \frac{A}{4} \sqrt{\frac{\pi}{\lambda^3}}.$$

Iz te enačbe se dobi stanovitna množina A , in sicer

$$A = 4N \cdot \sqrt{\frac{\lambda^3}{\pi}}.$$

S pomočjo tega izneska se dobi tudi iznesek srednega kvadrata molekulove hitrosti, in sicer

$$\overline{c^2} = \frac{\int_0^\infty c^4 e^{-\frac{\lambda c^2}{2}} dc}{\int_0^\infty c^2 e^{-\frac{\lambda c^2}{2}} dc} = \frac{\frac{3}{8} \sqrt{\frac{\pi}{\lambda^3}}}{\frac{1}{4} \sqrt{\frac{\pi}{\lambda^3}}} = \frac{3}{J\lambda}.$$

Iz tega izneska pa izpeljavamo za molekul kateri ima množino materije = m in srednjo hitrost c iznesek srednje žive moči deročega molekulovega gibanja namreč:

$$\frac{mc^2}{2} = \frac{3m}{4\lambda}.$$

Ravno po tej poti se dobiva tudi iznesek srednje molekulove hitrosti t. j.

$$\bar{c} = \frac{\int_0^\infty c^3 e^{-\frac{\lambda c^2}{2}} dc}{\int_0^\infty c^2 e^{-\frac{\lambda c^2}{2}} dc} = \frac{\frac{1}{2\lambda^2}}{\frac{1}{4} \sqrt{\frac{\pi}{\lambda^3}}} = \frac{2}{\sqrt{\pi\lambda}}.$$

Iz teh izneskov pa izhaja tudi primera med $\bar{c}$ in med $\overline{c^2}$. Je namreč vsled zgorne izneska $\overline{c^2}$ tudi

$$\sqrt{\overline{c^2}} = \sqrt{\frac{3}{2\lambda}}.$$

tedaj tudi

$$\bar{c} : \sqrt{\overline{c^2}} = \frac{2}{\sqrt{\pi\lambda}} : \sqrt{\frac{3}{2\lambda}},$$

ter je

$$\bar{c} = \sqrt{\overline{c^2}} \cdot 2 \sqrt{\frac{2}{3\pi}} = 0.921 \sqrt{\overline{c^2}}.$$

Ker zadušec ima iznesek hitrosti

$$\sqrt{\overline{c^2}} = 492;$$

je srednja hitrost $\bar{c}$ njegovih molekulov

$$\bar{c} = 0.921 \cdot 492 = 453^m.$$

Iz te enačbe se pa koj spozna, da je srednja molekulova hitrost manjša kot kvadratni koren iz srednjega hitrostnega kvadrata.

34. §. Okolistave v zmesi dveh raznih gazov.

Da dosežemo svoj cilj in konec in da pozvemo število gazovih molekulov v enoti prostornine je treba preiskavati še zadeve med moleküli dveh v tistem prostoru pomešanih gazov.

V kratkem hočemo imenovati enega teh plinov P , tega drugega pa Q .

Mislmo si prvič gaz P . Hitrosti, ki jih imajo na sebi njegovi moleküli se zopet po Maxwell-ovi metodi preračunijo.

Iz tega ali unega gotovega kraja v prostoru si mislimo, kakor poprej, narisane vsakere molekularne pota in hitrosti na vse kraje. Število hitrost, katerih konci teče v istem prostornem elementu dw je tu kakor je bilo zgoraj

$$v = dw \cdot f(c) \cdot$$

in sicer za prvi gaz, kega hočemo imenovati P .

Kar velja od prvega gaza P velja sploh tudi od tega drugega Q , razloček ne obstoji v drugem kot v funkciji $f(c)$ katera mora vsled razne prvinske sestave sploh pri drugem gazu Q imeti drugi obraz, n. pr. $f_1(c)$.

Pri obeh gazih je treba $f(c)$ in $f_1(c)$ tako določiti kakor to gre za pomešani gaz na njegovem pokojnem stanu.

Treba je tedaj zopet premišljevatí nasledke zadevanja ali butanja molekulov iz gaza P z moleküli iz gaza Q . Naj se tedaj butita molekul iz gaza P in molekul iz gaza Q .

Pred zadetvijo naj ima molekul v gazu P svojo hitrost c ; konec te hitrosti naj teči v prostornem elementu dw (podoba 12). Hitrost molekula Q naj bo pred zadetvijo c_1 konec njeni pa naj teči v prostornem elementu dw_1 . — Po dokončani zadetvi pa naj ima molekul gaza P hitrost c^1 , ki ima konec v prostornem elementu dw_1^1 ; molekul gaza Q pa naj ima hitrost c_1^1 , ki ima konec v prostornem elementu dw_1^1 .

Prašanje, kolikokrat se butijo moleküli vsako sekundo v enoti plani?

Število zadetev ali udarov med moleküli, kolikor si jih pripeti

v sekundi in v enoti prostornine naj bo z ; ter je iz edinega vzroka kakor je bilo poprej

$$z = k \cdot f(c)dw \cdot f_1(c_1)dw_1.$$

Pri tej zadetvi so tedaj c in c_1 zgubljene hitrosti, c^1 in c_1^1 pa so pridobljene hitrosti.

Vzemimo si pa temu nasproti tudi tisto naključje v spomin, pri katerem ima molekul gaza P pred zadetvijo hitrost c^1 , molekul gaza Q pa c_1^1 ; po zadetvi pa prvi ima c , drugi pa c_1 . Število zadetev vsako sekundo v enoti prostornine naj bo v tem naklonu z^1 , ter je kakor poprej

$$z^1 = k^1 f(c^1)dw^1 \cdot f_1(c_1^1)dw_1^1.$$

Ako boče zmes obeh naših gazov (PQ) ostati pri svojem pokojnem stanju, mora vsako sekundo zgubiti ravno toliko molekulov hitrost c kolikor jih v sekundi pridobi hitrost c , tedaj mora $z = z_1$ biti, t. j.

$$k \cdot f(c)dw \cdot f_1(c_1)dw_1 = k^1 \cdot f(c^1)dw^1 \cdot f_1(c_1^1)dw_1^1.$$

Ker se pa zadevanje med molekulami tudi po zmešanem gasu v stanovitnem ali pokojnem stanju na vsih krajih po edinem načinu godi, pa mora biti tudi kakor v poprejšnem

$$k \cdot dw \cdot dw_1 = k^1 \cdot dw^1 \cdot dw_1^1,$$

ter tudi

$$f(c) \cdot f_1(c_1) = f(c^1) \cdot f_1(c_1^1).$$

Ako pomeni m množino materije kakega molekula iz gaza P , in m_1 množino materije molekulove iz tega drugega gaza Q , pa mora suma njenih živih moči pred zadetvijo enaka biti sumi njihovih živih moči po zadetvi t. j.

$$\frac{mc^2}{2} + \frac{m_1 c_1^2}{2} = \frac{m c^{1^2}}{2} = \frac{m_1 c_1^{1^2}}{2}.$$

Rešovaje nalogo po tisti poti, ke smo jo zgorej pokazali, se pa dobi

$$f(c) = a \cdot e^{-\lambda c^2}$$

in pa

$$f_1(c_1) = a_1 \cdot e^{-\lambda_1 c_1^2}.$$

Na drobno izpeljava po zgornjih potih pa izhaja iz

$$\frac{mc^2}{2} + \frac{m_1 c_1^2}{2} = \frac{m c^{1^2}}{2} + \frac{m_1 c_1^{1^2}}{2}$$

ta-le enačba

$$c^2 + \frac{m_1}{m} c_1^2 = c'^2 + \frac{m_1}{m} c_1'^2.$$

Ako delini damo krajše znamenje $\frac{m}{m} = \delta$, in ako diferencujemo, pa dobimo

$$cdc + \frac{m_1}{m} c_1 dc = c' dc' + \frac{m_1}{m} c_1' dc_1'.$$

V tej enačbi je zopet troje diferencijalov prostih, četrty pa je določen od prvih treh.

Kakor zgoraj, naj pomeni tudi tukaj μ kako še neznano in nedoločeno množino, ter imamo multiplikovaje ž-njo

$$\mu dc + \mu \delta \cdot c_1 dc_1 = \mu c' dc' + \mu \delta \cdot c_1' dc_1' = 0.$$

Funkcijska enačba tega naklona pri gazovi zmesi pa je

$$f(c) \cdot f_1(c_1) = f(c') \cdot f_1(c_1').$$

Ker ta enačba mora veljati za vsakere molekule hitrosti velja tudi njeni diferencijal

$$f_1(c_1) f'(c) dc + f(c) f_1'(c_1) dc_1 = f_1(c_1') f'(c') dc' + f(c') f_1'(c_1') dc_1'.$$

Ako zdaj dividiramo to diferencijalno enačbo z predzadnjo funkcijsko enačbo pa dobimo

$$\frac{f'(c) dc}{f(c)} + \frac{f_1'(c_1) dc_1}{f_1(c_1)} = \frac{f'(c') dc'}{f(c')} + \frac{f_1'(c_1') dc_1'}{f_1(c_1')},$$

tedaj tudi

$$\frac{f'(c)}{f(c)} dc + \frac{f_1'(c_1)}{f_1(c_1)} dc_1 = \frac{f'(c')}{f(c')} dc' + \frac{f_1'(c_1')}{f_1(c_1')} dc_1' = 0$$

V tej enačbi pa diferencijali dc , dc_1 , dc' , dc_1' niso več prosti ampak podvrženi so zgornji enačbi med živimi močmi v zmesi plinskih molekulov. Toraj hočemo k tej zadnji enačbi prišteti zgornjo diferencijalno enačbo, ki izhaja iz živih moči, pa dobimo

$$\left[\frac{f'(c)}{f(c)} + \mu \right] dc + \left[\frac{f_1'(c_1)}{f_1(c_1)} + \mu \delta c_1 \right] dc_1 = \left[\frac{f'(c')}{f(c')} + \mu c_1 \right] dc' + \left[\frac{f_1'(c_1')}{f_1(c_1')} + \mu \delta c_1' \right] dc_1' = 0$$

Tukaj pa utegnemo določiti poprej še nedoločen faktor μ kakor nam služi k računu, ter tirjamo od njega da naj je te nature, da

od njega zgine četrti ud zadnje enačbe; ker je četrti diferencijal voljiven, ter imamo za μ enačbo

$$\frac{f_1'(c_1)}{f_1(c_1)} + \mu \delta \cdot c_1 = 0.$$

Iz te enačbe se pa zopet ne določi več kakor samo *en* diferencijal, namreč dc_1 , toraj ostane troje unih diferencijalov v predzadnji enačbi popolnoma prostih, toraj ni moč zadostevati ji drugače, kakor da mora biti faktor vsakega diferencijala vsaki za-se enak ničli; toraj je tudi dalje

$$\frac{f(c)}{f(c)} + \mu c = 0; \quad \frac{f_1'(c_1)}{f_1(c_1)} + \mu \delta c_1 = 0; \quad \frac{f'(c^1)}{f(c^1)} + \mu c^1 = 0.$$

Iz teh enačeb pa dobemo doželjene izneske nedoločenega faktorja μ :

$$\mu = - \frac{f'(c)}{cf(c)} = - \frac{f'(c^1)}{c^1 f(c^1)} \cdot \cdot \cdot = - \alpha \text{ stanovitna množina,}$$

in pa

$$\mu \delta = - \frac{f_1'(c_1)}{c_1 f(c_1)} = - \frac{f_1'(c_1)}{c_1 f_1(c_1)} \cdot \cdot \cdot = - \alpha_1 \text{ stanovitna množina.}$$

Ako vzamemo prvo vrsto teh stanovitnih množin, pa izhaja multiplikovaje z dc enačba

$$\frac{f'(c)}{f(c)} dc = \alpha \cdot cdc$$

To enačbo imamo integrovati, kar daje v znamenjih

$$\int \frac{f'(c)}{f(c)} dc = \alpha \int cdc.$$

Na obrazu te oblike se pa spoznava da je iznesek integralov

$$\log \cdot f(c) = \frac{\alpha c^2}{2} + k = \frac{\alpha c^2}{2} + \log \cdot a,$$

kjer pomeni $\log a$ stanovitno integralovo množino. — Zadnja enačba se v pozoru razunka o logaritmihi piše krajše kakor smo zgoraj dokazali tako-le:

$$f(c) = a \cdot e^{\frac{\alpha c^2}{2}},$$

kjer pomeni c podnožnico naravnih logaritmov.

Po isti poti izhajajo tudi

$$f_1(c_1) = a_1 \cdot e^{\frac{\alpha_1 c_1^2}{2}}.$$

Ako se na dalje po zgornji poti sklepovaje postavi

$$\alpha = -\frac{\lambda}{2} \quad \text{in} \quad \alpha_1 = -\frac{\lambda_1}{2},$$

pa imamo dokončane oblike pred saboj, namreč:

$$f(c) = a \cdot e^{-\frac{\lambda c^2}{2}}$$

in pa

$$f_1(c_1) = a_1 \cdot e^{-\frac{\lambda_1 c_1^2}{2}}.$$

Zraven teh izneskov za $f(c)$ in $f_1(c_1)$ pa ohranjujejo predstojče enačbe še druge imenitne nasledke. V teh enačbah pomeni namreč

$$\lambda = -2\alpha$$

in

$$\lambda_1 = -2\alpha_1$$

ali pa

$$\lambda = -2\mu$$

in

$$\lambda_1 = -2\mu_1.$$

Ako postavimo izneska μ iz zadnjih dveh enačeb nasproti eden drugemu, je pa

$$\mu = -\frac{\lambda}{2} = -\frac{\lambda_1}{2\delta},$$

toraj je tudi

$$\lambda = \frac{\lambda_1}{\delta}$$

ali pa

$$\lambda = \frac{\lambda_1}{\frac{m_1}{m}},$$

tedaj tudi

$$\frac{\lambda}{m} = \frac{\lambda_1}{m_1}.$$

In to je imenitna primera, iz katere bomo izvodili nasledke v sledečem paragrafu.

35 §. Število molekulov v enoti prostornine.

Po razumku o temperaturni stopinji pa ne more drugače biti, kot da imata trupa, ktera se v stanovitnem molekularnem stanu dalje časa zadevata, eden kot drugi edino gorkotno stopinjo ali enako temperaturo.

Naša dva med saboj pomešana gaza P in Q sta ostala pri svojem pokojnem stanu, ter imata oba tisto stopinjo toplote; tedaj pa predstoječe enačbe nam tudi kažejo pogoje, kateri morajo izpolniti se, ako hočeta imeti dva gaza enako temperaturo.

Kakor zgorej se tudi tukaj dobé za srednje hitrosti njihovih molekulov te-le izrazi

$$\overline{c^2} = \frac{3}{2\lambda},$$

in

$$\overline{c_1^2} = \frac{3}{2\lambda_1}.$$

Ako pomeni m množino materije molekula iz prvega gaza P , m_1 pa množino materije molekula iz tega drugega gaza Q , je pa

$$\frac{mc^2}{2} = \frac{3m}{4\lambda}$$

srednja živa moč vsakterega molekula iz prvega gaza P , in sicer je ta množina samo živa moč deročega ali progresivnega molekularnega gibanja.

Tedaj je tudi

$$\frac{m_1 \overline{c_1^2}}{2} = \frac{3m_1}{4\lambda_1}$$

srednja živa moč progresivnega molekularnega gibanja pri drugem gasu Q .

Kakor smo zgoraj izvedili, pa velja za pokojni stan gazne zmesi, to je pri enaki temperaturi, enačba

$$\frac{\lambda}{m} = \frac{\lambda_1}{m_1};$$

iz te in iz zadnjih dveh enačeb pa izhaja ta-le

$$\frac{mc^2}{2} = \frac{m_1 \overline{c_1^2}}{2},$$

ki uči, da imajo molekuli dveh raznih gazov pri enaki temperaturi po obeh gazih enako sredno živo moč progresivnega gibanja.

Ker pa je absolutna temperatura $273 + t = T$ kakor smo na drugem mestu izvedili

$$T = k^1 \cdot \overline{c^2},$$

je pa tudi

$$T = k \cdot \frac{\overline{mc^2}}{2},$$

ker T mora biti proporcionalen $k \frac{\overline{mc^2}}{2}$ da se spolnuje ravno imenovana postava, da iz $T = T_1$ izhaja $\frac{\overline{mc^2}}{2} = \frac{m_1 \overline{c_1^2}}{2}$

Ta enačba pravi, da absolutna temperatura raste stanovitno po isti primeri po kateri raste srednja živa moč progresivnega gibanja med molekulami.

Kar pa zadeva gazovi tlak ali prav za prav ekspanzivno moč, je pa pri prvem gasu

$$p = \frac{N \overline{mc^2}}{3} = \frac{2N}{3} \cdot \frac{\overline{mc^2}}{2};$$

pri drugem gasu pa

$$p_1 = \frac{N_1 m_1 \overline{c_1^2}}{2} = \frac{2N_1}{3} \cdot \frac{m_1 \overline{c_1^2}}{2}.$$

Iz teh dveh enačeb se pa spoznava ta-le glavni zakon o plinih:

Ako imata dva gasa enako temperaturo in pri enaki temperaturi enako ekspanzivno moč, t. j. ako velja zanja

$$\frac{\overline{mc^2}}{2} = \frac{m_1 \overline{c_1^2}}{2}$$

$$\text{in tudi } p = p_1$$

pa sledi

$$N = N_1$$

Zakon se glasi: „Pri enaki temperaturi in pri enaki ekspanzivni moči ima vsak gas v enoti prostornine enako število molekulov.“

B.

36. §. Postava ekvivalentnih prostornin pri plinih in drugih zvezah v plinski obliki.

Izkušnje pri kemičnih prikaznih so pripeljale s časom natoroznance k poznanju sledeče postave:

„Kadar se dva prvotna plina zvežeta kemično med saboj, vselej se opazi med njhovima prostorninama gotova zložna primera. Prostornina njene kemične zveze v plinskem stanu stoji v gotovi zložni primeri k sumi onih dveh prostornin, katere sta plina posedala poprej kot sta stopila v novo zvezo.“

Ta postava ne velja samo za tista trupla, katere ohranijo pri navadni temperaturi svoj plinski stan, ampak tudi za tista trdna in kapljčoa trupla, katere se pri ogrevanju spreminjajo v soparje, ako se ogrejejo do tako visoke stopinje svoje gorkote, da velja za njihove spremembe o ekspanzivni moči Mariotteva in Gay-Lussaceva postava kakor za stanovitne gaze.

V kemiji je znano, da se dve prostornini plinskega klora $= \text{Cl}_2$ in dve prostornini vodenčevega gaza $= \text{H}_2$ zvežete na mèri plinska zveza čveteri take prostornine vodenčevega kloreca $= \text{HCl}$. Ako nam pomeni v_1 prostornino plinskega klora, V_2 prostornino vodenčevo, in V_3 prostornino njihove plinske zveze pri isti temperaturi in pod istem tlakom, pa veljajo primere

$$v_1 = v_2 = v$$

in pa

$$v_3 = 2v.$$

Poskusimo rešiti vprašanje, kaj se zgodi z sostavnimi deli ali z moleküli posameznih teh dveh gazov ko se zvežejo med saboj in ko postanejo iz njih novi moleküli vodenčevega kloreca.

Naj zložnejše je misliti si, da se pri kemični zvezi združijo moleküli sostavnih gazov tako, da se sprime vsa k vodenčevi molekül z enim klorovim melekülom, ker je v ravno velikih njenih dveh prostorninah enako število vodenčevih in klorovih molekülö. Ako ima enota prostornine N klorovih molekülö, ima tudi N vodenčevih. Poprej se zvežeta plina je sicer suma obojnih molekülö $= 2N$; kakor se pa zvežeta kemično se pa po našem domišljenji stori iz po dveh prvotnih molekülö samo $e d e n$ sostavljenih molekülö, ter je njih število $= \frac{2N}{2} = N$. Tedaj bi imela kemična

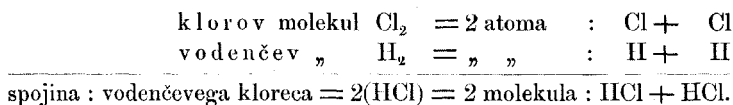
zveza ali vodenčevi klorec zopet toliko ($= N$) molekülö kot jih je vsaki plin za se imel, ter bi vodenčevi klorec zopet pri isti temperaturi in pod istem tlakom ne posedal več kot samo enoto prostornine. Naš sklep bi tedaj bil: da ko bi se po našem domišljenji godilo, bi morala ena prostornina klorevega plina združena kemično

z eno prostornino vodenčevega gaza v podobi kemične zveze ali vodenčevega kloreca zopet posesti eno samo prostornino — ne pa dveh!

Zdaj spoznamo da je nas zapeljalo naše vmišljenje, ker izkušenj ne moremo zatajiti; vsled izkušenj pa postane iz N klorovih in iz N vodenčevih molekulov po zvezbi $2N$ molekulov vodenčevega kloreca, ker ta zveza poseda po izkušnjah dve prostornini — ne pa samo eno.

Taki nasledki nas podučé da smo v mislih vzeli na pomoč drugačne zadeve med moleküli ki se kemično vežejo med saboj kot so njihove resnične zadeve. Clausius je pa prvi dokazal, da se naše teoretične izvodbe vjemajo z natornimi prikazni, ako si molekulov prvotnih gazov ne mislimo enotnih ampak sestavljene iz po dveh atomov.

Po tñh mislih obstoji vsak molekül klorovega plina iz dveh klorovih atomov $= 2\text{Cl} = \text{Cl}_2$, in vsak molekül vodenčevega plina iz dveh vodenčevih atomov $= 2\text{H} = \text{H}_2$. Ako zdaj vsujemo eno prostornino ali N molekulov klorovih k eni prostornini ali k N molekulom vodenčevim, pa pride na vsak vodenčevi molekül en klorovi molekül, tedaj prideta na dva vodenčeva atoma tudi dva klorova atoma, ter se pri kemični zvezbi ali spojnini utegne zvezati vsak poseben vodenčevi atom z vsakim posameznim klorovim atomom kakor kaže sledeča oblika:



Pri takim načinu se storeta v kemični zvezbi dva nova molekula iz dveh prvotnih molekulov, ter ostane število molekulov $= 2N$ kakor poprej, tedaj se ohrani prostornina sestavljajočih gazov v kemični zvezbi ker vsled Avogadrovega zakona enako število molekulov poseda enako prostornino.

Ker se ta nasledek naših sklepov vjema z iskušnjami in z gotovimi pozvedbami, pa sodimo, da je Clausius zadel resnično sestavo molekulov v svojih mislih, da obstojè moleküli prvotnih gazov iz po dveh atomov. Poglejmo druge izgledé ali potrdujejo to sestavo ali ne?

O zadušecovem okisu $= \text{NO}$ učè izkušnje, dá se ena prostornina zadušeca zveže z eno prostornino kisleca ter da kemično zvezbo dve prostornini plinskega zadušecovega okisa. Ker je tukaj primera med prostorninoma prvotnih gazov in med prostornino plinske spojine enaka zgornim prostorninam, se zopet vjemajo nasledki teo-

retični z resničnimi zadevami, ako vzamemo, da obstoji molekul zadušeca iz dveh atomov zadušecovih $= 2N = N_2$, in molekul kisleca iz dveh atomov kislecovih $= 2O = O_2$. — Vzemimo pa nalašč narobe, mislimo si da bi kislec $= O$ in zadušeec $= N$ imela enotne atome: N_1 in O_1 ter bi zaradi enakih prostornin sestavnih delov veljala oblika:

$$\begin{array}{llll} \text{zadušecov molekul} & N = 1 \text{ atom} & : & N \\ \text{kislecov} & " & O = 1 & " : O \\ \hline \text{ter bi zadušecevi okis} & = NO = 1 \text{ molekul} & : & NO. \end{array}$$

Ker bi pa zdaj iz prvotnih dveh molekulov storil se samo eden novih molekulov, bi pa iz dveh prostornin prvotnih plinov postala samo ena prostornina plinske spojine. — To pa ni res, tedaj ni mogoče, da bi kislec in zadušeec imela v svojem navadnem plinskem stanu enotne molekule, temveč ineti morata molekule sestavljene iz po dveh atomov.

Vzemimo pa v izgled tudi druge pline kateri se vežejo kemične po drugih prostorninskih primerah. V zgornjih izgledih je prostornina plinske spojine enaka soštetim prostorninam plinskih sestavin. Ako vzamemo v izgled voden par, pa uče kemične pozvedbe, da dajo po dve prostornini vodena in po eni prostornini kisleca v spojini samo po dve (ne po tri) prostornini vodene pare.

Prašanje ali je mogoče s pomočju zgornjih misli, da obstoje molekuli prvotnih plinov iz po dveh atomov, razložiti tudi ta drugačni nasledek? Dve prostornini vodenčevega plina imata $= 2N$ molekulov (vsak molekul $= H_2$) ena prostornina kislecovega plina ima pa samo $= N$ molekulov (vsak molekul $= O_2$) ter velja sledeča sestava:

$$\begin{array}{llll} \text{sostavina : vodenec} & = H_2 \text{ ima molekulov} & = 2N.H_2 = N(H_2 + H_2) \\ " : \text{ kislec} & = O_2 " & " & = N.O_2 = N(O + O) \\ \hline \text{spojina : voden par} & = N[(H_2 + O) + (H_2 + O)] & = & 2N.H_2O. \end{array}$$

Kakor se po tem obrazu lahko spozna, pa postajata iz po treh molekulov sestavin $(2N + N)$ samo po dva molekula $= 2N$ vodenčeve pare, tedaj postajata iz treh sestavinskih prostornin samo dve prostornini spojenega plina.

Kakor v tem izgledu enako se godi tudi pri kemični zvezbi med zadušecom in kislecom, kadar se zvezeta k zadušecovemu okisecu $= N_1 O$. Tudi tukaj se sprimeta dve prostornini zadušecovega plina z eno prostornino kislecovega gaza, in iz $3N$ molekulov sestavnih plinov postane samo $2N$ molekulov, iz katerih obstoji

sostavljen plin, ker prostornina se je smanjšala od $2V + V = 3V$ do prostornine $= 2V$ ali kakor se govori po navadi: prostornina kemične zveze obsega samo $\frac{2}{3}$ delov od sume prostornin sestavnih delov ker je $3V \times \frac{2}{3} = 2V$.

Kakor vidimo iz naših izgledov se prostorninske primere plinskih spojin utegnejo razlagati z pomočjo Avogadrove postave ako vzamemo na pomoč Clausijevo sestavo prvotnih plinskih molekulov.

Ker pa tudi prvotni plini ne razodevajo vselej in povsodi edinih lastnost, je pa treba dvometi nad resnico da bi prvotni plinski molekuli sestavljeni bili iz po dveh atomov, dokler niso dokazani tudi izemki ali tiste zadeve, katere bi utegnili imenovati neredni stan. K takim izemkom z nerednim stanom moramo šteti kislec v trenutku svojega oproščenja iz te ali une kemične zveze. V kemiji se imenuje ta neredni kislečevi stan: *status nascens*.

K takemu nerednemu stanu se prišteva tudi tisti znameniti kislecovi stan, v katerem ga imenujemo: Ozon in Antozon. — Poglejmo kako je razložil Clausius te neredne lastnosti in kaj da nam pričajo te neredne zadeve o atomični sestavi molekulov.

Ozon se je imenoval že dolgo časa kislec v tako imenovanem razkačenem stanu, v katerem ima to lastnost, da posebno rad prijemlje se z jeklinami in jih močno oksidira.

Ako napolnimo steklenico z kislecovim plinom, ter spustimo nekaj električnih isker iz Lanejevega lanca skozi plin, se pa kislec promeni v nekoj drugačni stan in dobi poseben duh, po katerem se hitro spozna, da se je iz kisleca naredilo nekaj Ozona. Ta poseben ozonov duh je znan vsem, kateri so kdáj stali blizu velikega električnega kolovrata, ko se je s vrtenjem njegove steklene ploše delalo veliko elektrike.

Tudi pri električni razkrojitvi sestavljenih trupel ali pri elektrolizi, kjer se razkroja kislec od drugih prvin, se dela nekaj ozona; in od tod menda prihaja lastnost kisleca v „*statu nascenti*“ da raje in krepkeje okisava kovine.

Ozon ima tako silno okisavno ali oksidalno moč, da okisuje celo žlahne kovine, katere se od navadnega kisleca nikoli ne oksidujejo, kakor srebro. Naj očitnejše se pokaže razkačena moč ozonova nad stopljenem kaljevem jodcom (JK) koteremu je primešano nekaj skrobne kaše; ako se papirnati trak s to mokro zmesjo namaže in

v ozonov plin potakne dobi njegovo belo lice hitro vijolčasto barvo.

Nasproti nenavadni okisavni svoji moči pa utegne ozon tudi kemičnim zvezam odvzeti nekaj kislega, ter pravimo da ima tudi razkisavno moč. Schönbein ki je prvi našel kislec v tej podobi ozona, je opazoval, da obledè papirnati trakovi, kateri so barvani z svinčnim prekišom (Pl.O_2) ako se denejo v posodo, kjer je zrak dobro z ozonom nasitjen. Barva se zgubi in trakovi obledè od kemične spremenbe svinčnega prekisa, kateri zgubi nekaj kislega ter se od ozona spremeni v svinčni okis (Pl.O). Ob enem pa se spremeni ozon v navaden kislec.

Leta 1858 je Clausius mislil to prikazen nerednega kislečevega stanu s tim razložiti, da je djal: v navadnem stanu obstoje kislečevi molekuli iz po dveh atomov, mogoče pa je da se od posebnih zaved plin tako spremeni, da se nekaj molekulov razsuje in da posamezni atomi letajo po gasu sentertje. Le-ti posamezni kislečevi atomi delajo ozon.

Te misli je Clausius izpeljaval iz prikazni. Ker se pri svezbah z prvina mi navadni kislečevi molekuli morajo poprej razcepiti na svoja dva atoma, predno more kislec v novo zvezo stopiti, so pa v ozonu posamezni atomi k vsaki kemični zvezi bolj pripravi, in od tod izhaja krepkeja moč njihove okisalne lasnosti. Clausius je sodil da se iz te njegove hipoteze, da ozon obstoji iz posameznih atomov, tudi zgorej omenjena prikazen natanko razlaguje, kejo je Schönbein opazoval pri svinčnim prekišu (Pl.O_2). Ako pride svinčeni prekiš $= \text{Pl.O}_2$ z ozonom $= \text{O}_1$ v dotiko pravi Clausius, ne skušajo samo posamezni ozonovi atomi O_1 pozvezati se med saboj v podobi navadnega kislega $= \text{O}_2$ ampak ta sprememba ozona v kislec se tudi močno podpira od Pl.O_2 , ker v zvezi $\text{Pl.O}_2 = \text{Pl}(\text{O} + \text{O})$ zadnji O je slabije zvezan, ter se lahko oddá in zveže z posamezno sentrtje letečim ozonom O_1 toráj se tem hitreje dela iz ozona $= \text{O}_2$ in iz $\text{Pl}(\text{O} + \text{O})$ navadni kislec $= \text{O}_2$ ter se spreminja ob enem $\text{Pl}(\text{O} + \text{O})$ v Pl.O .

Ko bi Clausijevo domišljenje veljalo v natori da bi ozon postajal iz posameznih atomov v katere se razcepljejo kislečevi molekuli, bi morala vsaka prostornina kislega, ki obdrži N kislečevih molekulov, dati po razcepljenji $2N$ posameznih atomov ali ozonovih molekulov obstoječih vsak iz enega atoma. Iz Clausijevih misel izhaja tedaj nasledek, da ima ozon dvakrat več molekulov kakor kislec, iz katerega se razvija, ter bi moral ozon tudi pose-

sti dvakrat večo prostornino, toraj bi njegova specifična teža mogla biti manjša kot kislečeva in sicer bi morala iznašati ravno polovico kislečeve teže.

Ta nasledek se pa utegne primerjati z gotovimi izkušnjami. Do kazali pa so Andrews, Tait, von Babo in Soret po neovr-
žljivih potih da poseda kislec, v katerem se dela ozon, manj pro-
stora kakor navaden kislec, in da na dalje iznaša pomanjšanje ki-
slečeve prostornine ravno toliko kolikor bi se je spraznilo, ko b
tisti del kisleca, kateri se je v ozon spremenil, popolnoma zginil bil.

Iz te gotove izkušnje se pa spoznava, da ko se ves kislec v
kaki posodi spremeni v ozon da ta ozon posede manj prostora
kakor kislec. ne pa več kakor je Clausius sodil. Toraj nas uče iz-
skušnje zgoraj imenovanih natoroslovcev, da so Clausijeve misli
napačne bile.

Iz teh izkušenj pa je Clausius pozneje sam izpeljal si novo
osnovo z katero je leta 1864 popravil svoje prve misli. Ker je pri-
kazen vsled izkušenj taka, kakor ko bi tisti del kislečevega
plina zginel, ki se spremeni v ozon: pa ni drugače mogoče, kakor
da se nekaj kislečevih molekulov po tem ali unem načinu podruži
ali poveže z družimi molekulmi, ter v tisti primeri prostornina pojem-
lje v kateri se manjša število poprejšnjih kislečevih molekulov.
V ravno isti primeri pa mora pomnoževati se specifična ali mole-
kulovala teža.

Dalje pa uče dognane izkušnje, da je specifična teža ozonova
poldrugikrat toliko velika kakor kislečeva. Po razumku Avo-
gadrovega zakona pa ta resnica ne pravi družega kot da vsak
ozonov molekul obstoji iz poldruega kislečevega mole-
kula. Ker ima kislečev molekul dva atoma = O_2 , ima pa ozo-
nov molekul = $O_2 + \frac{1}{2} O_2 = O_3$ ali po troje atomov.

Toraj ozon ni družega kakor kislec v tistem nerednem stanju, v
katerem njegovi molekulmi ne obstojé kakor po navadi iz po dveh
ampak iz po treh molekulov.

Razun ozona so pa opazovali kemikarji kislec še v drugem ne-
rednem stanju. Schönbein je po svojih izkušnjah sodil, da na-
vadni kislec obstoji iz dvojnih posebnih delov, katerih je prvi
ozon drugi pa antozon. Meissner je opazoval, da se vselej
kadar se z električnimi žarki, ki skakaje skozi kislec delajo iz ki-
sleca ozon, pri tej prikazni prideluje tudi še neki drug kislečev
stan: antozon.

Ker se antozon dela ob enem z ozonom se pa tudi njegova natura razlaga po istem načinu, in Clausius je teh misel, da se antozon ne loči drugače od ozona, kakor da ima ozon na sebi negativen električen stan, antozon pa pozitiven električen stan.

Utegnilo bi pa tudi prigoditi se, da bi izmed razdrtih kislečevih molekulov, iz katerih posamezni atomi vhaajo in se zvezujejo z navadnimi kislečevimi moleküli v nove molekule po troje atomov, tu se utegne pripetiti, da ostaja nekaj časa več ali manje posameznih kislečevih atomov, ki prosto letajo po zmesi semtrtje. Bilo bi mogoče, da taki posamezno ostali kislečevi atomi delajo tiste prikazni, katere se antozonu pripisujejo.

Iz tega se sklepa, da obstoji antozon ali iz posameznih kislečevih atomov ali pa iz njihovih molekulov sestavljenih iz po trojnih atomov. Kateri stan da v resnici velja, bi zopet pozvedelo se po prostornini, kejo posede antozon, ko bi bilo mogoče, ves kislec v gotovi prostornini spremeniti v antozon in določiti prostornino v tem posebnem stanu.

Doslej so Meissnerjeve izkušnje učile, da antozonu manjka tiste notranje moči, z katero ohranjuje svoj stan, ker tudi v mrzlem in suhem kislec hitro zgine antozon, ko se spremeni v navadni kislec. Nekaj dalje časa pa se ohrani antozon v suhem kislec, v katerem je tudi nekaj ozona nabranega. Iz ozona in antozona ki sta skupej v plinski zmesi pa se sčasoma napravi navadni kislec.

Iz tega pregledovanja se previdi, da se iz Clausijeve hipoteze lahko razlagajo prostorninske plinske zadeve in marsikatera posebne plinske lastnosti ako se opira ta hipoteza na Avogadrov zakon. Dosdaj samo za fosforove in žveplenove soparje ni bilo mogoče po tej hipotezi razložiti njihovih prostorninskih zadev. Kar te trupla v plinskem stanu zadene pa ni moč dozdat presoditi, v čem da obstoji vzrok te zavere, ker tudi kemične zadeve fosforove in žveplenove še niso na vse kraje popolnoma preiskane. Utegnil bi pa vzrok tega tudi v posebni sestavi njihovih molekulov tičati, ker ne bilo bi nemogoče, da bi ne imeli molekuli tega ali unega trupla tudi v plinskem stanu po več kot po dva atoma, kejih pri večini gazov nahajamo.

Gledé na notranjo sestavo molekulov iz atomov in gledé na njihovo gibanje se spoznava iz zadnjega preiskovanja, da je mogoče razlagati si plinske prostorninske zadeve s pomočjo dveh postav. Prva teh postav je dokazana v dotiki z Avogadrovim zakonom in pravi

da imajo posamezni molekuli vseh gazov pri enaki temperaturi tudi enako živo moč v svojem deročem gibanji. Ta postava je tudi dokazana ostro po Maxwelllevem analitičnem preiskovanji o notranjih plinskih zadevah in posebno o živi moči deročega gibanja in števila molekulov v enoti prostornine. Druga postava je pa dosdaj ostala hipoteza, kejo je Clausius vzel na pomoč k prvi, in ta trdi: da tudi molekuli prvotnih plinov niso enotni da ne obstojé iz posameznih atomov ampak da je več atomov, zvezanih med saboj v enem gazovem molekulu. Pri navadnih gazih obstoje molekuli v rednem stanu iz po dveh atomov. Kakor pa obstoji kislec v nerednem stanu iz molekulov, ki so sestavljeni iz po troje atomov, enako je mogoče, da se nahajajo v natori še druga trupla, katera imajo v plinskem stanu po svojih molekulih tudi druga števila atomov. Zadnja zadeva bi utegnila nahajati se pri plinskem žveplu in fosforu, ako je verjeti današnjim kemičnim izkušnjam o teh truplih in ako poslednje izkušnje ne dokazuje drugih zadev.

III. NOVEJE PREISKOVANJE.

Kar zadeva mehanično teorijo o številu udarov med molekuli vsako sekundo, kar zadeva notranje trenje po gazovem trupu, gazovo prešinjevanje ali difuzijo, kar zadeva gorkotovod po gazih in celo velikost njihovih molekulov, vse te zadeve še niso popolnoma dognane do gotovega, ker še le v naših dneh je posrečilo se neutrudljivim prirodoslovcem premagati nekaj tistih nasprotnih okoliščin, ki so zavirale matematična in tudi poskušavna dela.

37. §. O notranjem trenji po gazih.

Vzemimo na pomoč dve ploši (*podoba 13*) *ab* in *cd*, spodnja naj stoji trdno na kaki mizi, zgornja ki gre vstric k spodnji blizo nad njo pa naj bo gibljiva. Mislimo si zgornjo plošo tako obešeno, da ji teža pri gibanji ne dela nobene zapreke, ko se vstric spodnje giblje. Ko se zgornja ploša zgiblje bi moralo njeno gibanje ostati enakomerno, ako bi prostor okoli nje bil popolnoma prazen (*vacuum*) in ako bi ne bilo zraku ali kakega drugega gaza med njima kateri bi se drsal ob-njo pri gibanji in bi jemal njeno hitrost.

Izkušnje uče, da se zgornja ploša ne giblje enakomerno ampak da pojemlje nje hitrost od gazovega trenja. Moč, ktera njeno gibanje zadržuje pa ni drugega kot moč gazovega trenja, kejo

iščemo. Moč gazovega trenja se dá pozvedeti po poskusih in pa po računu.

Ako si mislimo med plošama gaz razdeljen na več vstric ležečih leg ali skladi, se držite zgornja in spodnja gazova sklad vsaka svoje ploše; tedaj se prva zgornja gazova sklad giblje s plošo vred tako hitro kakor ploša sama. Zadnja ali spodnja sklad pa stoji na miru kakor spodnja ploša. Ker se pa zgornja gazova gibljóča sklad drgne ob drugo bližnjo sklad se tudi druga nekaj giblje; in tako po vrsti se gibljejo od zgornjega trenja vse vstric stoječe zračne skladi ena ob drugo, ter spodnje bolj počasne lege zadržavajo zgornje hitrejše v njihovem teku in delajo s tem trenje med saboj, t. j. gazovo trenje. Ko bi se molekuli po skladéh ne mešali bi pa nezadržavala se hitrost zgornje skladi. Urok da se zgornje skladi v gibanji zadržujejo prihaja od molekulov, ki iz spodnjih skladi prihajajo v zgornje z manjšo hitrostjo. Poiščimo tedaj moč gazovega trenja na vsaki enoti plani.

K razumku gazovega trenja in njegove stanovitne moči ali njegovega koeficienta, je treba še nekaj bolj natanjko pregledati gibanje plinskih skladi med našima plošama. K izkušnjam se postavite ploši prav blizo ena nad drugo, ploše pa se izvolijo večje ko je mogoče.

Mi si hočemo to sestavo prav na debelo narisati v pristavljeni podobi 14. Vstric gredoče ravne črte naj pomenijo skladi, ki stoje navpik k osi *OZ*.

Hitrost te ali une skladi sploh naj bo $= v$. Grede poleg osi *OZ* se hitrost spreminja enakomerno z koordinato, ter je

$$v = b \cdot z,$$

ako pomeni *b* neko še neznano stanovitno primero.

Vsaka plinska sklad zadržava z gotovo močjo njeno bližnjo sklad. Vso to zadržavno moč poleg kake vstrične skladi *MN* hočemo imenovati $= k$.

Plan *MN* te skladi naj meri *f* kvadratnih metrov. Tedaj je zadržavna moč v gotovi primeri *z* planjo *f*, *z* hitrostjo *v* molekulov te skladi, ter

$$k = \sigma \cdot f v$$

ali pa

$$k = \sigma \cdot f b z$$

ako pomeni σ stanovitni koeficient, kateri se ravna po gazovim natori.

Le-to za vsak gotov gaz nespremenljivo primero imenujemo: koeficient gazovega trenja. Njegov iznesek se izražuje po obliki

$$\sigma = \frac{k}{f.b}$$

ter se po izkušnjah določuje, ako se poskuša je pozvedo vse tri množine, ki stoje na desni strani.

Vzemimo na pomoč trojé koordinatnih navpičnih plani (*podoba 15*), gaz naj se giblje vžtric koordinati OX , OM naj je enota plani. Na plani XY naj bo u gazova hitrost poleg koordinatne plani; nekaj malega nad to planjo pri višosti z pa bo hitrost (gledé na zgornjo izkušnjo) nekaj večá namreč

$$= u + \frac{du}{dz} \cdot z.$$

Kakor smo že na zgornjem kraju dokazali ima pri ti višosti sklad dz debela in stoječa na enoti plani $= xy \cdot dz$, prostor dz ker je $xy = 1$. V enoti prostornine naj bo zopet N molekulov katerih teče $\frac{N}{3}$ poleg koordinate OX .

Iz male prostornine dz prihaja tedaj poleg koordinate $\frac{N}{3} dz$ molekulov; ker se pa vsak molekul vsako sekundo tréne z drugim $\frac{1}{\tau}$ krat, ako je τ čas od ene zadetve do bližnje, je pa gibavna moč vsacega molekula v tej skladi

$$= \frac{1}{\tau} \cdot m \left(u + \frac{du}{dz} \cdot z \right),$$

in sicer v pozoru na gibanje poleg koordinate OX . Tedaj je gibavna moč vseh teh molekulov poleg OX na enoti plani

$$\frac{Nm}{3\tau} \cdot \left(u + \frac{du}{dz} \cdot z \right) dz$$

Ker je srednja pot vsacega molekula $= \varepsilon$, in ker hočemo da je $z < \varepsilon$ pa gredo vsi ti molekuli skozi plan XY in sicer do tje kjer je njihova koordinata $z = \varepsilon$. Na tem mestu pa imajo vsled zadnjega izraza še to-le gibavno moč

$$\frac{Nm}{3\tau} \left[u + \frac{du}{dz} \cdot (z - \varepsilon) \right] dz.$$

Na svoji poti skozi plan XY so tedaj v misli vzeti molekul zgubili gibavne moči:

$$\frac{Nm}{3\tau} \left(u + \frac{du}{dz} \cdot z \right) dz - \frac{Nm}{3\tau} \left[u + \frac{du}{dz} (z - \varepsilon) \right] dz = \frac{Nm}{3\tau} \cdot \varepsilon \cdot \frac{du}{dz} dz.$$

To je tedaj diferencial moči gazovega trenja na enoti plani, ki ne pomeni drugega kot zgubo gibavne molekularne moči na enoti plani XY . Naj bo znamenje za trenje Q , je diferencial dQ

$$dQ = \frac{Nm}{3\tau} \cdot \varepsilon \cdot \frac{du}{dz} dz$$

Celo moč gazovega trenja Q bomo tedaj dobili ako integrirujemo od meje $z = 0$ do meje $z = \varepsilon$ ter je

$$Q = \frac{Nm}{3\tau} \cdot \varepsilon^2 \cdot \frac{du}{dz},$$

kjer integrovaje utegnemo misliti si, da je $\frac{du}{dx}$ stanovitna množina.

Množina

$$\frac{Nm}{3\tau} \cdot \varepsilon^2 = \rho$$

se imenuje koeficient gazovega trenja ali pa trenjska stanovitnica kakega gotovega gaza. Oblika te množine je ravno tista, kejo je našel Anglež Maxwell s pomočjo veliko težega in zvitega računanja.

Ker je c stanovitna srednja hitrost in τ srednji čas med dvema udaroma, je pa srednja pot ε , kejo stori vsak molekul od udara do udara

$$\varepsilon = c \cdot \tau,$$

tedaj je tudi

$$\rho = \frac{Nmc^3}{3} \cdot \tau.$$

Ker pa je dalje τ srednji čas med dvema udaroma tistega molekula, je pa $\frac{1}{\tau}$ število molekulovih udarov, kejih stori vsako sekundo; to število naj bo a , pa imamo tudi obliko

$$\rho = \frac{Nmc^3}{3a}.$$

Zgoraj pa smo našli

$$p = \frac{Nmc^2}{3},$$

tedaj je

$$\rho = \frac{p}{a},$$

ter

$$a = \frac{p}{\rho}.$$

38. §. Število udarov vsacega molekula z družimi v eni sekundi.

Maxwell je po izkušnjah našel za prosti zrak pri temperaturi 0°C . in pri barometrovi stopinji 760mm za koeficient gazovega trenja znesek (po enotih: kilogram, meter in sekunda)

$$\rho = 0.000001915.$$

Ker pa znaša v tem stanu, namreč pri temperaturi 0°C . in pri barometrovi stopinji 760mm zračni tlak na kvadratni meter $p = 10333$ kilogramov, se pa najde po zgornji obliki število molekulovih udarov v sekundi

$$a = \frac{p}{\rho} = \frac{10333}{0.000001915},$$

to je še čez

$$a = 5395 \text{ milijonov.}$$

Srednji čas med dvema udaroma tistega molekula je tedaj

$$T = \frac{1}{5395 \text{ milijonov}}$$

Srednja pot ε od enega udara do bližnjega se po tem dobi za zračne molekule, ako vzamemo (za zadušec) srednjo hitrost

$$c = 453\text{m} = 453000\text{mm}, \text{ in sicer}$$

$$\varepsilon = cT = \frac{453000\text{mm}}{5395 \text{ milijonov}} \text{ blizo } = \frac{1\text{mm}}{12000}.$$

Kakor kratko je bilo naše predstoječe preiskovanje vendar smo si razjasnili z njim veliko silo imenitnih zadev, o katerih še pred nekimi kratkimi leti nobeden nič gotovega vedel ni.

S pomočjo zadnjih števil se nam razjasne marsiktera prikazen, ki se je nam poprej zdela v teoriji neverjetna. Od začetka ko je Clausius v svojem zgoraj imenovanem delu dokazal po računu mehanične teorije o plinih, da imajo gazovi molekuli precej velike

hitrosti, n. pr. kislec $c = 461^{\text{mm}}$, vodenec $c = 1844^{\text{mm}}$, so še učeni moške umetovali njegov uk, ker so trdili da v resnici v nat-
tori kaj tacega najti ni.¹

Ako je hitrost ali pot, kejo storé gazovi molekulí, tako velika, so sodili umetovalci, bi pa morali gazi, kejih v dotiko postavino silo hitro pomešati se med saboj. To pa ni res, ker le počasi se razširja dim po zraku, in počasi se razprostirajo dušeči plini od svojega izvira po prostoru naprej. Močno dušeči gaz: žvepleni vodenec = SH utegne cele minute razvijati se tam v kakem kotu v sobi predenj pride in zadiši v nasprotnem kotu sobe. — Ko bi tako hitro drli plinski molekulí, vsak sebi so sodili moške, kako bi bilo pač mogoče da ogljena kislina = CO_2 utegne tako dolgo časa počivati v odprti posodi?

Vse to umetovanje pa je potihnilo odkar je Clausius dokazal, da molekulí akeravno tako hitro letajo vendar v sekundi ne pridejo kaj prida iz svojega kraja, ker se zadevajo in butajo eden ob drugega, ter migljejo od enega do drugega na malem prostoru semtertje mesti da bi drli na ravnost naprej po prostem prostoru. V zgornem računu se vidi kako kratka pota stori molekul v sekundi od svojega prvega kraja. Ker pa ta račun velja za srednja pota, pa pové nam samo glavno lastnost, da cela suma molekulov se kaj počasi razširja po prostoru, tega pa račun po čez izpe-
ljan ne vé potrditi koliko posameznih molekulov vgré temu srednjemu redu, ter se po računu ne sme trditi, da bi posamezni molekuli včasih ne preleteli v sekundi precej daleč od izvirnega kraja.

Kaj mično je tudi vprašanje, koliko silo majhne plinske trohince ali molekulí merijo na debelost? Na to vprašanje se odgovarja ali po samem računu ali pa tudi po izkušnjah in njihovih matematičnih nasledkih. Predno pa te zadeve preračuniti moremo, je treba še nekoga matematičnega pripravljanja.

39. §. Račun o številu udarov v sekundi in o srednji poti med udaroma.

Iz vseh molekulov kakega plina si izvolimo namestni molekul O (podoba 16) in prašajmo kolikokrat buti ta v sekundi ob drugega.

¹ Clausius. Poggendorff. Ann. der Phys. u. Chem. 1857. Bd. 100; Abhandlungen XIV. 1867.

Naš molekul naj se giblje poleg Ox in $OA = c$ naj bo njegova stanovitna hitrost. Mislimo si pa tudi, da se vsi drugi molekuli tudi gibljejo z enako hitrostjo, ter je c srednja hitrost deročega molekularnega gibanja. Naš molekul se bo naj večkrat trčnil s tistimi molekulami, ki mu ravno nasproti deró, s tistimi ki pa *krog* njega letajo se pa ne bo zadeval in tudi s tistimi ne, ki žnjim leté vštric poleg Ox. Te zadeve se morajo pri računu vzeti v spomin vsaka posebej.

Poiščimo tisto malo število molekulov dN , ki se v enoti prostornine, ki ima N molekulov v sebi, gibljejo tako, da se njihove pota s potjo Ox križajo od kota φ do kota $\varphi + d\varphi$.

Ako si od O na vse kraje načrkamo pota za vse molekule N in ako odsekamo na vsaki črki enak kos za njihovo hitrost c zadevamo na koncih na površje tiste krogle, ki ima dosrednik (radius) $OA = c$. — Potegnimo si črt bO tako da se napravi kot $\varphi = AOb$, in pa črt Oc tako da bo kot $d\varphi = bOc$; ako si mislimo, da se zasučé bc pri stanovitnima kotama krog Osi Ox, pa narišeta konca c in b po vrhi krogle vsak svoj *krog*, ta krog cc^1 , uni pa krog bb^1 . Med tima krogoma leži majhna plan okrog in krog $= bcc^1 b^1$.

Vsi tisti molekuli, katerih pota delajo z Oz kote ki spadajo med kot φ in med $\varphi + d\varphi$, tekó tedaj tako kakor bi šli skozi plan $bcc^1 b$; njihovo število je dN .

Ker pa v mirnem gazu molekuli na vse strani enako gostobo delajo, so pa njihova pota po naši krogli na vse kraje enako gosto razdeljene, ter je število pot in molekulov v primeri s velikostjo tistega okrožnega površja, katerega zadevajo. Na celo kroglo ali na celo površje jih gre N , na plan $bcc^1 b^1$ pa dN ; naj bo celo površje $4c^2\pi$ in $bcc^1 b^1 = \omega$, je pa po tej primeri

$$dN : N = \omega : 4c^2\pi.$$

Ker pa je krog $bb^1 = 2\pi bd$ in odstop od kroga cc^1 pa ed je

$$\omega = 2\pi \cdot bd \cdot ed.$$

Dalje pa je

$$bd = c \cdot \sin \varphi$$

in

$$ed = c \cdot d\varphi,$$

tedaj

$$\omega = 2\pi c^2 \cdot \sin \varphi d\varphi,$$

ter dobimo

$$dN = \frac{N}{2} \cdot \sin \varphi d\varphi.$$

To je število tistih molekulov, kateri se tako gibljejo, da se njihova pota križajo z potjo OX od kota φ do kota $\varphi + d\varphi$.

Zdaj pa utegnemo odgovorjati na dalje vprašanje, kolikokrat zadene naš namestni molekul O v sekundi skupej z enim samim molekulom izmed molekulov dN ?

Število udarov med molekulom O in med vsakim drugim se ravna po dotični primerni hitrosti med molekuli, tedaj je treba preračunati poprej tisto dotično hitrost, kejo ima namestni molekul O v pozoru (relativno) na drug molekul.

Izmed unih molekulov dN vzemimo samo tisti molekul, ki se giblje poleg Ob (*podoba 17*). Dajmo obema molekuloma novo hitrost $Ob_1 = c$, ki pa žene zadnjemu molekulu Ob ravno nasproti. Primerna ali relativna hitrost med molekuloma ostane pri tej pridjavi prejšnja. Zdaj je pa hitrost molekula ki se giblje poleg Ob vničena, molekul O pa ima primerno hitrost $= Od$, ki se dobi v podobi diagonale enakostranskega paralelograma $AOb_1 d$.

Narisajmo si v tem paralelogramu še drugo diagonalo $b_1 A_1$ je pa $id = \frac{Od}{2}$ in kot $dA_1 i = \frac{\varphi}{2}$.

Iz navpičnostranskega trivogla Aid pa dobimo

$$id = Ad \cdot \sin \frac{\varphi}{2}.$$

Ako postavimo za primerno hitrost znamenje r , je $id = \frac{r}{2}$ ter je primerna hitrost molekula O nasproti tistemu, ki se giblje poleg Ob

$$r = 2c \cdot \sin \frac{\varphi}{2}.$$

Naj bo dalje a število vseh udarov med molekulom O in med vsimi molekuli N v eni sekundi, ter utegnemo število udarov med O in med unimi dN molekuli imenovati da . Poiščimo to število udarov v sekundi.

Vzemimo na pomoč (*podoba 18*). OO^1 naj pomeni hitrost r kejo ima naš molekul O v primeri k drugemu. Ta molekul O naj bo krogli podoben, kakor tudi vsi drugi molekuli, ki se ž njim zadevajo. — Ako ravno v resnici molekuli morebiti niso okrogli, vendar s tem ne storemo kaj prida pogreška. — Naj bo d molekulovala debelost ali čezsrednik njegove krogle.

Molekul O se trčne z drugim vselej kadar se zadeneta njihove površja, t. j. kadar se približata molekula toliko da njihove srede

niso dalje vsaksebi kot znese dvojni dosrednik $= \delta$. — V podobni krog srede molekula O nasirasajmo veči kroglo z čezsrednikom $= \delta = Oa$; črta $OO_1 = r$ pa naznanja hitrost ali pot kejo stori naš molekul O . Vsako sekundo pride molekul O ali krogla abc za r naprej na drugi kraj O_1 kjer kaže podoba naznanjeno kroglo $a_1 b_1 c_1$.

Od krogle abc do krogle $a_1 b_1 c_1$ si mislimo narisati valjar ali cilindar s prostornino $abc a_1 b_1 c_1 = k$, kakor ko bi se storila votla valjarčasta cev krog poti po kateri pride molekul od O do O_1 . — Na tej poti pa zadene molekul O z vsemi tistimi molekulami dN skupaj, katerih srede (centra) v tem valjarju stojé. Število teh je tedaj enako s številom, ki smo ga imenovali da . Iz tega razumka pa izhajajo primeri

$$da : dN = k : 1,$$

tedaj je

$$da = k \cdot dN.$$

Veljarjevi prostor k pa se sestavlja iz valjarjeve višosti ali dolgoti r in iz njegove podnožnje plati ali iz obsežeka tiste plati kejo dobemo ako [ga presekamo navpično na dolgot; ta plan pa je $= \pi d^2$

tedaj je $k = r \cdot \pi d^2$, ter

$$da = r \pi d^2 \cdot dN.$$

Mi pa smo zgoraj dobili izneske za da in za dN , ter jih postavimo v to enačbo in dobimo

$$da = \pi \delta^2 N c \sin \varphi \sin \frac{\varphi}{2} d\varphi.$$

Ako integriramo to obliko za vse izneske φ od meje $\varphi = 0$ do meje $\varphi = \pi$, pa dobimo z integralom število a vseh tistih udarcev kar se jih pripeti v sekundi med našim molekulom O in med vsimi molekulami N kar jih je v enoti prostornine. To je

$$a = \pi \delta^2 N c \int_0^\pi \sin \varphi \sin \frac{\varphi}{2} d\varphi.$$

Trigonometrično obliko pod integralom je treba transformirati. Je pa

$$\sin \varphi = 2 \sin \frac{\varphi}{2} \cos \frac{\varphi}{2},$$

tedaj

$$\int_0^{\pi} \sin \varphi \sin \frac{\varphi}{2} d\varphi = 4 \int_0^{\pi} \sin^2 \frac{\varphi}{2} \cos \frac{\varphi}{2} \cdot \frac{d\varphi}{2}.$$

V tej obliki postavimo še krajšje in priložnejše znamenje, namreč

$$\sin \frac{\varphi}{2} = z,$$

ter je

$$dz = \cos \frac{\varphi}{2} \cdot \frac{d\varphi}{2}.$$

Ako postavimo v integralov izraz novo spremenljivko z se pa spremené meje integralove, in sicer je mesti $\varphi = 0$ zopet $z = 0$, mesti $\varphi = \pi$ pa je $z = 1$; tedaj je nova oblika

$$\int_0^{\pi} \sin \varphi \sin \frac{\varphi}{2} d\varphi = 4 \int_0^1 z^2 dz = \frac{4}{3}.$$

Tedaj znese število udarov vsacega molekula z vsimi družimi molekuli

$$a = \frac{4}{3} \pi \delta^2 N c.$$

S tim številom udarov molekulovih v sekundi se vjema tisto število kega je Maxwell po ostrejšem svojem dokazovanji našel. Maxwell je posnemal bolje natoro, kjer nimajo vsi molekuli N tiste hitrosti ampak sploh vsak drugo hitrost, in kjer se ne gibljejo zadevaje ob druge naravnost kakor kaže — nekaj napčno — naš valjar v zadnji podobi.

Maxwell je namreč našel

$$a = V \sqrt{2} \cdot \pi \delta^2 N c.$$

Srednja pot molekulova od udara do udara se zdaj lahko preračuni, ko vemo število udarov v sekundi. — Ako je τ tisti kratki čas, ki prejde od enega udara do drugega, je pa

$$\tau = \frac{1''}{a} = \frac{3}{4} \cdot \frac{1}{\pi \delta^2 N c}.$$

Ker poznamo srednjo hitrost c in čas, v katerem stori molekul svojo srednjo pot ε , pa dobimo srednjo pot kejo stori molekul od tega do drugega sosednjega molekula po obliki

$$\varepsilon = c\tau = \frac{3}{4} \cdot \frac{1}{\pi \delta^2 N}.$$

matematičnimi izrazi, v katerih se nahaja neznana molekulova debelost d pa do sem ni moč preračunati nobenega posebnega števila bodi si število udarov ali kaj drugega. Treba je tedaj iskati molekulovo debelost.

40. §. Drugo določevanje o gazovem trenji.

Moč gazovega trenja se utegne preračunati tudi po drugem načinu s pomočjo *podobe 19*.

Vsak gazov molekul med plošoma ab in cd ima dvojno hitrost, prvo vsled lastnega molekularnega gibanja na sebi, drugo vsled trenja skladi ob sklad. Prvo lastno gibanje ne dela trenja, ampak samo gibanje skladi med saboj, ter je treba samo zadnjega preračunati tukaj.

Ako teči gazov molekul v skladi ki se drgne ob spodnjo z hitrostjo v , pa dobi od tega gibavno moč $= mv$ takrat kadar semtertje letaje gre skozi to sklad.

Obrnimo se k *podobi 19*. OA naj bo $= z$, $AB = dz$. Med presekom a ki gresta zkozi A in B naj stoji prav tanka sklad PQ . Prašanje koliko molekulov gre v dt iz te skladi in koliko jih pride pod drugo sklad MN ?

Prostornina naše skladi je $= q \cdot dz$, ako meri nje plan q kvadrat nih metrov. Ako imenujemo $\frac{Na}{2}$ število udarov med molekuli v enoti prostornine vsako sekundo, pa iznaša to število v v naši tanki skladi

$$v = \frac{Na}{2} q dz.$$

Število molekulov, kateri se trkajo med saboj pa znaša dvakrat toliko ker pri vsakem udaru butita dva molekula skupaj, naj bo $= 2v$.

$$2v = Na \cdot q dz.$$

Pri udaru eden ob drugega odletajo molekuli na vse kraje; nekaj malo dn jih bo iz te skladi priletelo do plani MN , in stopilo zkoznjo, vsak z gotovo svojo hitrostjo v , ter nese vsak gibavno moč $= mv$ doli pod MN . Toraj je gibavna moč vsih teh dn molekulov

$$mv \cdot dn, \text{ ki prihaja iz skladi } PQ.$$

Ako hočemo najti vso gibavno moč, ki izhaja iz zgornjih skladi

in gre z molekuli doli pod MN je treba integrirati od $z = 0$ do $z = \infty$, namreč

$$\int_0^{\infty} mv \cdot dn = \int_0^{\infty} mbz \, dn$$

Število tistih molekulov, ki se gibljejo tako da se njihove pota križaju z Oz od kota φ do kota $\varphi + d\varphi$ je vsled zgoraj dokazanega $\left(\frac{N}{2} \sin \varphi \, d\varphi\right)$

$$v_1 = \frac{Na}{2} qdz \sin \varphi \, d\varphi$$

Ker pa vsak molekul vsako sekundo a -krat buti se ob drugem, bo pa v molekulov butilo se v dt ... $vadt$ -krat. Tedaj bo v tistem času t , v katerem pride molekul do MN , nekaj butilo se med saboj in ti ne gredo doli zkozi MN , kar se jih pa ne zadene ob druge jih pa gre doli zkozi MN . Koliko jih gre zkozi MN ?

Ako imamo ξ_0 molekulov od začetka, jih po pretečenih t sekundah ostane še n. pr. ξ , od teh pa v dt odpade $d\xi = -\xi \cdot a \, dt$. — Ker pa ξ molekulov v dt buti se ξ -krat, je po zgornjem

$$\xi = \xi_{adt}$$

ter

$$d\xi = -\xi \, a \, dt$$

Iz tega izhaja

$$\frac{d\xi}{\xi} = -a \, dt$$

in

$$\log_n \xi = -at + C,$$

tedaj tudi

$$\xi = b \cdot e^{-at}.$$

Ker je pri $t = 0$ tudi $\xi = \xi_0$, pa mora biti $b = \xi_0$, toraj je

$$\xi = \xi_0 \cdot e^{-at}$$

število tistih molekulov, kateri se v času t niso butili ob druge, ter naprej letè. —

V naši nalogi je pa $\xi_0 = v_1$, tedaj imamo tukaj

$$\xi = \frac{Na}{2} qdz \sin \varphi \, d\varphi \cdot e^{-at}$$

Integrovaje med mejami $\varphi = 0$ do meje $\varphi = \frac{\pi}{2}$ dobimo vse tiste dn molekule kateri skozi MN gredo, namreč

$$dn = \int_0^{\infty} N a q dz \sin \varphi \frac{d\varphi}{2} \cdot e^{-at}.$$

Ker v tej obliki tiči čas t je pa treba določiti ga. Naj pride kak molekul iz kraja C ter naj zadene po pretečenem času t v sklad MN tam pri D . Ako je hitrost njegova c , je pa

$$CD = ct,$$

tedaj

$$t = \frac{CD}{c}.$$

Je pa

$$CE = CD \cdot \cos \varphi,$$

tedaj

$$CD = \frac{CE}{\cos \varphi}.$$

Dolgost črte CE se pa skoraj nič ne loči od $OA = z$, ter je

$$CE = z \text{ in } CD = \frac{z}{\cos \varphi}$$

toraj

$$t = \frac{z}{c \cdot \cos \varphi}.$$

Zdaj pa dobimo za vso gibavno moč ali gibavni moment vseh molekulov, kar jih prihaja od zgoraj v plan MN iznesek

$$\int_0^{\infty} mv \cdot dn = \int_0^{\infty} mbz \int_0^{\frac{\pi}{2}} N a q dz \sin \varphi \frac{d\varphi}{2} \cdot e^{-\frac{az}{c \cos \varphi}} = I_n$$

Utegnemo pa tudi premeniti integralni red, ker funkcija pod integralom ne more postati nikdar $= \infty$; ter je

$$J_n = \int_0^{\frac{\pi}{2}} d\varphi \int_0^{\infty} dz mbz N a q \frac{\sin \varphi}{2} \cdot e^{-\frac{az}{c \cos \varphi}}.$$

Iz tega dobimo integrovaje v pozoru na z

$$J_n = \int_0^{\frac{\pi}{2}} mb N a q \frac{\sin \varphi}{2} d\varphi \int_0^{\infty} e^{-\frac{az}{c \cos \varphi}} \cdot z dz.$$

Ker pa je sploh

$$\int_0^{\infty} e^{-hz} dz = \frac{e^{-hz}}{h} \Big|_0^{\infty} = \frac{1}{h},$$

ako na obeh straneh diferencujemo poleg h pa dobimo

$$\int_0^{\infty} z e^{-hz} dz = \frac{1}{h^2}.$$

tedaj je po istem obrazu

$$\int_0^{\infty} e^{-\frac{az}{c \cos \varphi}} z dz = \frac{c^2 \cos^2 \varphi}{a^2}.$$

Torej zdaj

$$J_n = \int_0^{\frac{\pi}{2}} mbNq \frac{\sin \varphi}{2} \cdot \frac{c^2 \cos^2 \varphi}{a} d\varphi$$

ali

$$J_n = mbNq \frac{c^2}{2a} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin \varphi \cos^2 \varphi d\varphi.$$

Ker pa integral ima iznesek

$$\int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin \varphi \cos^2 \varphi d\varphi = \frac{1}{3},$$

pa dobimo k konci

$$J_n = \frac{1}{6} mb Ng \cdot \frac{c^2}{a},$$

Po isti poti se dobiva oblika za vso tisto gibavno moč ali za gibavni moment J_0 , ki izhaja od tistih molekulov kar jih odspodaj prileti v našo plan MN navreč

$$J_0 = - \int_{-\infty}^0 mbz \int_0^{\frac{\pi}{2}} Naq dz \sin \varphi \cdot \frac{d\varphi}{2} e^{-\frac{az}{c \cos \varphi}}$$

in pa

$$J_0 = - \frac{1}{6} mbNq \frac{c^2}{a}.$$

Ker se pa moč trenja dela od razločka $J_n - J_0$ pa dobimo za moč o trenji obliko

$$J_n - J_0 = \frac{1}{3} \text{ mbNq } \frac{c^2}{a}.$$

Pri istem gasu je stanovitnica ρ ali koeficient gazovega trenja

$$\rho = \frac{J_n - J_0}{bq}$$

toraj ima stanovitnica o trenji iznesek:

$$\rho = \frac{Nm}{3} \cdot \frac{c^2}{a}.$$

Ker pa vemo da $\frac{Nmc^2}{3}$ ni drugzega kot ekspanzivna gazova moč p , je pa tudi

$$\rho = \frac{p}{a}.$$

To pa je ista oblika, ke smo jo vže našli po drugem načinu.

41. §. O debelosti ali o čezsredniku gazovega molekula.

Iz zadnje enačbe, ki nam daje matematični iznesek srednje molekuleve poti, izhaja dalje

$$\frac{\varepsilon}{\delta} = \frac{1}{\pi^{\frac{4}{3}} \delta^3 N}.$$

Tukaj pa $\frac{4}{3} \pi \delta^3$ ne pomeni drugzega kot prostornino tiste krogle, ktere dosrednik je δ .

Pri molekulu pa je δ čezsrednik, njegovi dosrednik (radius) pa je $\frac{d}{2}$. Mi pa utegnemo zadnjo enačbo tudi tako-le pisati

$$\frac{\varepsilon}{\delta} = \frac{1}{\frac{4}{3} \cdot 8\pi \left(\frac{\delta}{2}\right)^3 N}.$$

V tej obliki pomeni $\frac{4}{3} \pi \left(\frac{d}{2}\right)^3$ prostornino v gazovega molekula, tedaj je tudi

$$\frac{\varepsilon}{\delta} = \frac{1}{8vN},$$

in ker je v enoti prostornine N molekulov, katerih vsak poseda za-se prostor v , je pa $v \cdot N = v^1$ tisti prostor, kega posedajo vsi molekuli, kar jih je v enoti prostora, pa utegnemo pisati

$$\frac{\varepsilon}{\delta} = \frac{1}{8v^1} = \frac{V}{8Vv^1},$$

kjer pomeni V kar hočemo, tedaj tukaj prostornino vsega našega gaza. Produkt $Vv^1 = v_1$ pa ni družega kot prostor kar ga zasedejo vsi molekuli v celem gasu, ter je tudi

$$\frac{\varepsilon}{\delta} = \frac{1}{8} \cdot \frac{V}{v_1}.$$

Ker pa ostane med molekuli po prostornini, v kateri je gaz, veliko praznega prostora, je pa gotovo $v_1 < V$.

Prostor v_1 , kega molekuli res zasedejo, se ne dá natanko preračunati, dá se pa preценiti. Izkušnje nas uče, da gotova množina prvin poseduje gotov prostor kadar se stori iz-nje trdo ali pa kapljivo truplo. Tako n. pr. posede 1 kilogram kisleca v trdih ali v kapljivih zvezah 0.00060 kub. metrov, 1 kilogram zadušca 0.00072 kub. metrov in 1 kilogram vodenca 0.00019 kub. metrov.

Ako se zveže kemično gotova množina kilogramov te prvine z gotovo množino kilogramov druge prvine, vaga kemična zveza toliko kolikor vagate prvini skupaj. Tako n. pr. se napravi iz osem kilogramov kisleca in iz enaga kilograma vodenca devet kilogramov vodé. —

Po zgornji meri bi imelo devet kilogramov vode posesti prostora $= 0.0006 \cdot 8 + 0.00019 \cdot 1 = 0.005$ kubičnih metrov.

Zadnje računjenje z prostornino sestavljenih trupel in njihovih prvin pa ni prav natančno, ker se prostornina pri kemičnih zvezbah tudi na druge strani nekaj spreminja.

Ako si mislimo, da bi v trdih in kapljivih truplih molekuli zadevali se eden drugega, pa storimo zopet nekaj pogréska. Ko bi pa pozabili na-nj in si mislili da je trdo truplo popolnoma napolnjeno z molekuli kolikor jih more v njegovo prostornino, bi pa prostornina trupla nam dajala iznesek za v_1 , ki ni družega kot suma prostornin vseh molekulov.

Akoravno bi utegnili biti res, da bi se molekuli v trdih in kapljivih truplih zadevali se eden drugega, pa vendar prostornina trupla ne dá prave mere za sumo posameznih prostornin njegovih

molekulov, ker zloži si sumo krogel kakor koli hočeš na kupe, vendar ima vsak kup zase več prostora v sebi kot zasedejo v rešnici vse krogle, iz katerih je kup narejen, in sicer za rad tega ker med krogli ostane nekaj praznega prostora skladaj krogle kakor jih hočeš.

Kakor že, toliko je videti, da se stori precej pogreška ako merimo prostornino v_1 po tej poti. Tako meriti ne velja več kot ko kaj po čez precenimo.

Vzemimo si na pomoč 1 kilogram zraka; njegova prostornina V meri pri ledeni temperaturi 0°C in pod tistim tlakom, ki vzdiguje živo srebro v barometru do 760^{mm} visoko $V = \frac{1}{1.293}$ kubičnih metrov.

Ako se vzamejo k merjenju zgorej imenovane prostornine kislica in zadušca v trdih truplih in sicer v tisti primeri, v kateri sta v zraku pomešana med saboj, se najde $v_1 = 0.0007$ kubičnih metrov. Zrak je namreč zmes obstoječa po prostornini iz

kakih $\frac{4}{5}$ delov zadušca in blizo iz $\frac{1}{5}$ delov kislica, tedaj bi 1 kilogram zrakú v trdnem trupu imel prostornino

$$v_1 = \frac{4}{5} \times 0.00072 + \frac{1}{5} + 0.0006 \text{ blizo } 0.0007 \text{ kubičnih metrov.}$$

S pomočjo teh po čez veljajočih števil se dá preračunati debelost zračnih molekulov, in sicer je vsled zadnje enačbe

$$\delta = 8\varepsilon \frac{v_1}{V},$$

kjer so $V = \frac{1}{1.293}$ in $v_1 = 0.0007$ kubičnih metrov, ε pa $= \frac{1}{12000}$ milimetrov. Ako se postavijo te števila v zadnjo enačbo, se pa dobi debelost zračnega molekula

$$\delta = \frac{1^{\text{mm}}}{1,800000}.$$

Kdor hoče debelost gazovega molekula zapomniti si v bolj znani podobi, ta naj si vzame v misli to-le primero: molekulova debelost se tako primerja zarezi (dvanajsti del cole ali palca) kakor se primerja zarezu poti, ki je milo dolga.

42. §. Debelost kakega molekula je tudi mogoče najti z izkušnjami po kapilarnih prikaznih.

Nek imenitni poskus o tej zadevi izvira od Quincke-ta. Naj stoji kapilarna cev (*podoba 20.*) v vodi dokler da se vzdiguje voda v njej do naj višega stanu h .

Ako vzamemo v roke kako drugo truplo M , ktero tudi na-se vleče vodo, in ako ga pritismo od zunaj na steno cevi tam kjer se znotraj voda nehava, pa ni videti nobene nove prikazni, to truplo tedaj nima nobene moči do višosti kapljine v cevi. Vzrok tega je debelost cevni sten, ki so predebele da bi moč našega pritiskjenega trupa mogla segati skož-nje do vodenih molekulov. Ko bi pa bilo mogoče cevne stene silo silo tanke narediti bi pa pokazali molekuli pritiskjenega trupa svojo moč do vodé v cevi, ter bi se njena višost spremenila.

Quincke si je pripravil k svojim poskusom stekleno ploščo *abl* (*podoba 21.*) ki je bila deloma z srebrno tenčico preoblečena. Srebrna odeja na stekleni plošči pa ni bila povsodi enako debela; na levi strani pri ab je srebro precej na debelo zagrinjalo steklo, od leve strani proti desni strani pa je prihajala odeja vedno tanjša tako sicer da poleg cd že ni bilo čisto nič več odeje.

Tako ploščo je Quincke postavil s spodnjo stranjo v vodo; sprijemaje se s steklom je voda vzdigovala se na golem steklu na desni strani do višosti kl ; na levi strani po srebrni obleki se je pa manj vzdigovala, ter je tam stala samo do h . Ko bi tam kjer prihaja srebrna odeja tanjša ne segali stekleni molekuli s svojo močjo zkozi odejo do vodé, bi morala voda poleg srebrne odeje povsodi stati enako visoko in sicer do črte hg .

Poskus pa je pokazal drugo prikazen. Od strani ab , tam kjer srebrna odeja še pokriva popolnoma steklo, stoji voda do hi res po tej črti; tje naprej pa kjer prihaja odeja tanjša in tanjša se pa voda vzdiguje bolj in bolj na pošev poleg črti ik gori do kl .

Ta prikazen nam pričuje da od kraja i proti desni strani moč steklenih molekulov sega zkozi srebrno odejo do vodé in da blizu cd stekleni molekuli že predirajo srebrno tenčico tako da zkozi srebrne molekule segajo stekleni do vodé, ker drugače bi ne mogli skazati tako v redu rasteče svoje moči.

Na desni strani kjer srebrna tenčica jenjuje, obstoji odeja na zadnjeiz posameznih srebrnih molekulov. Ako se tedaj tukaj zmeri debelost srebrne tenčice, je zmerjena s tem tudi debelost δ srebrnih molekulov.

Quincke je res premeril debelost te srebrne tenčice. Spremenil je poprej po kemični poti srebrno odejo na stekleni plošici v jodenato srebro (srebrni jodec.) ter je meril nje debelost s pomočjo optičnih prikazni. Na ta način je on našel za debelost srebrnega molekula blizo tisti iznesek kakor smo ga mi zgoraj preračunili za zračne molekule.

S pomočjo predstoječega premišljevanja in njegovih matematičnih izrazov pa utegnemo še kaj več zvedeti o koeficientu gazovega trenja. Poprej smo bili dobili zanj obliko

$$\rho = \frac{Nmc^2}{3a};$$

pozneje pa smo našli a število molekulovih udarov z družimi molekulami v eni sekundi, in sicer je bilo

$$a = \frac{4}{3} \pi \delta^2 Nc.$$

Ako postavimo ta znesek za a v obliko za ρ pa imamo

$$\rho = \frac{mc}{4\pi\delta^2}.$$

V tej obliki so vse množine stanovitne zunaj c . Srednja molekulovala hitrost $\bar{c}$ pa se spreminja po stanovitni primeri (k) z absolutno temperaturo $T = 273 + t$, in sicer

$$c^2 = k \cdot T,$$

tedaj je

$$c = k_1 \sqrt{T},$$

tedaj tudi

$$\rho = k' \cdot \frac{m\sqrt{T}}{\delta^2}.$$

Tedaj koeficient gazovega trenja ne stoji v ravni primeri z tlakom, ampak z kvadratičnim korenem iz absolutne temperature, in se pri tistem gasu ne ravna po gasovi goščobi. — Maxwell in Meyer sta po izkušnjah prepričala se, da velja ta postava v resnici do neke gotove meje, ker sta našla isto moč trenja med plošoma pri navadni gostobi atmosferskega zraka kot v bolj zgoščenem zraku. To pa se ni potrdilo po izkušnjah, da bi ρ proporcional bil $k\sqrt{T}$.

43. §. O toplotnem prevažanju.

Kjerkoli se zadevate trupli ki nimate enako visoke gorkotne stopinje, povsodi se poravnava toplotni razloček med njima. Gorkeje truplo oddaja gorkoto mrzlejemu tako dolgo, dokler ne dosežeta obe trupla neke srednje enake toplotne stopinje.

Kakor se razprostira toplota od trupla do trupla, enako se razširja gorkota tudi po tistem trupu od tiste strani, katera je gorkeja proti tisti strani, ki je mrzleja. Pri takem prevažanju gorkote po tvarini trupla oddajajo njegovi gorkeji deli svojo večo toploto bližnjim delom, dokler se je vsi deli po trupu ne navzamejo enako.

Kadar imamo kak plin v posodi zaprt, v kateri je zgornja stena gorkeja kot spodnja in postranske stene, je pa zgornja plinova sklad gorkeja kot te spodnje, ter se razprostira večja gorkota od zgoraj dospodaj od skladi do skladi.

Pri sledečem preiskovanju o gorkotnem prevažanju je treba prikazni gorkotnega razprostiranja po materiji gazovi očistiti si od vsakterih ptujih spremenb; tedaj je treba izmisliti si tisto nepravo, pri kateri se od gorkotnega razločka v posodi gaz nemore pregibavati se od ene do drugi strani, in pri kateri sô prikazni take, da smemo pozabiti na težo plinovitih molekulov.

Temü pogoju se zadostuje, ako se vzame v mislih posoda na pomoč, v kateri ima zgornja gorkeja stena horizontalno plan.

V tej posodi si mislimo gaz razdeljen na veliko horizontalnih skladi (podoaba 22). Ako se ohrani s pripravno napravo sgornja in spodna sklad pri stanovitni temperaturi zgornja pri višji, spodnja pri nižji, se pa vstanovi po skladéh od zgoráj do spodej neko stanovitno gorkotno prevažanje.

Gazovi molekuli letajo sicer na vse kraje kakor sploh po gazih; ti gorkeji molekuli, ki prihajajo od vrhnje strani zadevajo z večo živo močjo in z večo hitrostjo v spodnje gazove skladi kot mrzleji molekuli iz spodnjih v zgornje skladi. Tedáj prihaja v istem času več žive molekularne moči iz zgornjih skladi do spodnjih kot iz spodnjih do zgornjih.

Ker pa je notranji stan po gazovem trupu stanoviten pri takem stanovitnem prevažanju, pa mora tisto število gazovitih molekulov v istem času stopiti iz spodnje skladi v zgornjo kolikor jih stopi iz zgornje v spodnjo. Kolikor tedaj zgornji v spodnjo sklad dohajajoči molekuli prinašajo več žive molekularne moči iz zgornje lege kot je odnašajo melekuli iz spodnje v zgornjo, toliko gorkote se prevažje iz zgornje skladi v spodnjo.

44 §. Matematične zadeve o gorkotovodji.

To prevažanje gorkote ali gorkotni tok hočemo v sledečem natančno ogledavati.

Mislimo si da je v naši podobi 22. $T_1 T_2$ zgornja gorkeja gazova sklad, spodnja mrzleja sklad, pa naj bu koordinatna plan XY . Koordinatna os OZ je tedaj navpičnica med stenama, med kterima gre gorkotni tok od zgør na vzdolj. Ker se temperatura od zgor na vzdolj pri stanovitnem gazovem stanu v enomero spreminja, pravimo da je temperatura neka funkcija koordinatne osi OZ .

Kakor vemo od poprejšnega ogledovanja so prikazni take kakor da bi se poleg koordinate ZO v resnici gibalo tretjina gazovih molekulov. Mislimo si kaj malega nad planjo XY in sicer na višosti z , kjer je z manjši kot srednja molekulova pot ε , tam si mislimo na enoti prostornine stoječo sklad, ktere debelost je dz .

Prostornina take skladi je sploh $= xy \cdot dz$, ker pa je tukaj $xy = 1$, je pa dz prostornina tega dela skladi.

Ako je v enoti prostornine pri tej skladi N_1 molekulov, jih ima naš del skladi $N_1 dz$. Izmed teh molekulov jih leta $\frac{N_1}{3} dz$ poleg koordinatne osi OZ gori in doli, ter jih leta navzdoli samo $\frac{N_1}{6} dz$.

Ako imajo molekuli te skladi pri absolutni temperaturi T_1 srednjo hitrost c_1 , je pa živa moč vsacega molekula te skladi $\frac{mc_1^2}{2}$.

Ako je srednja molekulova pot ε in τ tisti sila kratek čas, v kterem stori molekul to pot, je pa $\frac{1}{\tau}$ število ki kaže kolikokrat stori molekul to pot v sekundi ali število, ki kaže kolikokrat v sekundi gre živa moč $\frac{mc_1^2}{2}$ vsacega tñh molekulov doli skozi plan XY .

Ker pa gre skozi enoto plani $\frac{N_1}{3} dz$ molekulov v sekundi $\frac{1}{\tau}$ krat vsak z živo močjo $\frac{mc_1^2}{2}$, pa gre vsako sekundo skozi enoto plani od gorkeje strani tje doli proti hladnejⁱ ta-le množina žive moči:

$$\frac{N_1}{3} dz \cdot \frac{1}{\tau} \cdot \frac{mc_1^2}{2} = \frac{N_1 mc_1^2}{6\tau} \cdot dz.$$

Ker je ε srednja pot molekulova, je pa tudi $\varepsilon = c_1 \tau$, ter

$$\frac{N_1 mc_1^2}{6\tau} \cdot dz = \frac{N_1 mc_1^3}{6\varepsilon} \cdot dz.$$

Treba se je pa spomniti tudi, da je gaz ves skupaj na miru razun molekularnega gibanja in da je ekspanzivna moč po vsem gazu enaka. Naj bo tedaj p_1 ekspanzivna moč v zgornji skladi, kjer je absolutna temperatura T_1 , v kaki spodnji skladi kjer je nižje temperatura T pa naj bo razstežljiva moč p . Ker je v zgornji skladi srednja molekulova hitrost c_1 v spodnji pa c , je

$$p_1 = \frac{N_1 \cdot mc_1^2}{3}$$

in

$$p = \frac{N \cdot mc^2}{3},$$

ako je N_1 število molekulov v enoti prostornine v zgornji skladi, N pa njihovo število v enoti prostornine v spodnji skladi.

Iz zadnjih dveh enačeb izhaja, ker je $p_1 = p$, tudi

$$N_1 mc_1^2 = N \cdot mc^2.$$

Ako se spomnemo, da ima živa moč $\frac{mc^2}{2}$ tekočega ali progresivnega molekularnega gibanja gotovo primero k absolutni temperaturi ali da je živa moč proporcionalna absolutni temperaturi t.j.

$$\frac{mc_1^2}{2} = h \cdot T_1$$

in

$$\frac{mc^2}{2} = h \cdot T,$$

pa dobimo iz predzadnje enačbe tudi

$$N_1 \cdot T_1 = N \cdot T$$

ali

$$N_1 = N \cdot \frac{T}{T_1};$$

in iz zadnje enačbe

$$c_1^2 : c^2 = T_1 : T$$

ali pa

$$c_1 = c \cdot \sqrt{\frac{T_1}{T}}.$$

Ako vzamemo znesek c_1 v zadnji enačbi in ga vpeljemo v prvo enačbo, imamo pa živo moč ki gre vsako sekundo skozi enoto plani

$$\frac{N_1 mc_1^3}{6\varepsilon} \cdot dz = \frac{N_1 mc^3}{6\varepsilon} \cdot \left(\frac{T_1}{T}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot dz.$$

Ker je pa temperatura neka gotova funkcija koordinatne osi OZ in ker je v našem računu višost z manjša kot srednja molekularna pot, t. j. $z < \varepsilon$, ter je z silo majhna množina, je vsled matematičnega zakona

$$F(Z+z) = F(Z) + z \cdot \frac{dF(Z)}{dz} + \frac{z^2}{1.2} \cdot \frac{d^2F(Z)}{dz^2} + \dots$$

ako vzamemo $F(Z) = T$, ter po zgornjem razumku $F(Z+z) = T_1$, je tudi

$$T_1 = T + z \cdot \frac{dT}{dz},$$

kjer tiste silo majhne množine utegnemo pogrešati, ker so so-stavljene iz $z^2, z^3, \dots$

Ker pa je pot ε silo majhna, z pa še manjši, pa ne bo veliko pogreška ako postavimo N mesto N_1 , ker na tako kratki poti se gostoba našega gaza ne more spremeniti kaj prida.

Tedaj pa je vsled zgornjih zneskov

$$\frac{N_1 m c_1^3}{6\varepsilon} \cdot dz = \frac{N m c^3}{6\varepsilon} \cdot \left[1 + \frac{z}{T} \cdot \frac{dT}{dz} \right]^{\frac{3}{2}} dz,$$

ali pa po zgornjem vkrajšano

$$\frac{N_1 m c_1^3}{6\varepsilon} \cdot dz = \frac{N m c^3}{6\varepsilon} \left[1 + \frac{3}{2} \cdot \frac{z}{T} \cdot \frac{dT}{dz} \right] dz.$$

Ker pa so vsa srednja pota v misli vzetih molekulov daljša kot višost z , ali ker je $\varepsilon < z$, pa gredo vsi v misli vzeti molekuli $\frac{N_1}{3} dz$ doli skozi plan XY noter do oddaljenosti $\varepsilon - z$, ter imajo tamkaj na enoti plani vsako sekundo vsled zadnje enačbe to-le živo molekularno moč:

$$\frac{N m c^3}{6\varepsilon} \left[1 + \frac{3}{2} \cdot \frac{z - \varepsilon}{T} \cdot \frac{dT}{dz} \right] dz.$$

Ako odvezamemo ta iznesek od unega, ki stoji v predzadnji enačbi na desni strani, pa zvemo koliko so zgubili molekuli skozi plan XY gredé svoje žive moči, ta zguba znaša

$$\frac{N m c^3}{6\varepsilon} \cdot \frac{3}{2} \cdot \frac{\varepsilon}{T} \cdot \frac{dT}{dz} \cdot dz = \frac{N m c^3}{4T} \cdot \frac{dT}{dz} \cdot dz.$$

To pa kar so molekuli skozi plan XY gredé zgubili žive moči so oddali tej plani. Vso tisto živo moč, kar jo oddado tej plani vsi

tisti molekuli, ki gredo vsako sekundo skozi enoto te plani, pa dobimo, ako integriramo od meje $z = 0$ do meje $z = \varepsilon$, ker ti naj dalnji pridejo od te zadnje meje sem do XY plani. To je

$$\int_0^\varepsilon \frac{Nmc^3}{4T} \cdot \frac{dT}{dz} \cdot dz = \frac{Nmc^3}{4T} \cdot \frac{dT}{dz} \int_0^\varepsilon dz = \frac{Nmc^3}{4} \cdot \frac{\varepsilon}{T} \cdot \frac{dT}{dz}$$

Tukaj smo integrovaje mislili si da je $\frac{dT}{dz}$ stanovitna množina kar ne pomeni drugega kot da se poleg kordinatne osi OZ temperatura enomerno spreminja.

Po navadi se opira račun na kak začetni ali normalni stan, kakor je n. pr. stan gazov pri ledeni temperaturi $t = 0^\circ\text{C}$ ali sploh pri T_0 in pod tlakom ki znaša 760^{mm} višosti v barometru. V tem normalnem stanu je T_0, N_0 in srednja pot ε_0 , in srednja hitrost c_0 ; med temi množinami in pa med splošnimi T, ε in c pa obstoje vsled zgorej dokazanega te-le zveze:

$$N_0 = N \frac{T}{T_0};$$

$$c_0 = c \cdot \sqrt{\frac{T_0}{T}}$$

in ker velja vsled srednje poti

$$\varepsilon = \frac{3}{4} \cdot \frac{1}{\pi \delta^2 \cdot N},$$

je tudi

$$N\varepsilon = N_0\varepsilon_0.$$

Tedaj imamo v pozoru na normalni gazov stan postavljati

$$c = c_0 \cdot \sqrt{\frac{T}{T_0}};$$

$$N = N_0 \cdot \frac{T_0}{T}$$

in

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \cdot \frac{T}{T_0};$$

tedaj dobimo iznesek v sekundi enoti planinini oddane žive moči:

$$\frac{Nmc^3}{4} \cdot \frac{\varepsilon}{T} \cdot \frac{dT}{dz} = \frac{N_0mc_0^3}{4T} \cdot \left(\frac{T}{T_0}\right)^{\frac{3}{2}} \varepsilon_0,$$

ali

$$= \frac{N_0 m c_0^3}{4T_0} \cdot \sqrt{\frac{T}{T_0}} \cdot \varepsilon_0 \frac{dT}{dz}.$$

Ker pa ste dalje gorkota in živa molekularna moč enakovredni ali ekvivalentni stvari, naj pa pomeni k tisto stanovitno mero, po kateri se meri živa moč deročega molekularnega gibanja kadar se ima izrekovati v podobi gorkotne mere.

Ako pomeni Q tisto gorkoto, ki vsled omenjenega molekularnega prevažanja gre v sekundi skozi vsako enoto plani, je pa

$$Q = k \cdot \frac{N_0 m c_0^3}{4T_0} \cdot \sqrt{\frac{T}{T_0}} \cdot \varepsilon_0 \frac{dT}{dz}.$$

V tej obliki se izrazuje moč, s katero gazi prevažajo po svojem notranjem gorkoto od skladi do skladi. Ta oblika nas uči:

1. da raste moč gorkotnega prevažanja po gazih z absolutno temperaturo T ; in da 2. je moč gorkotnega prevažanja pri tistih gazih večja, kateri imajo večjo molekularno hitrost c_0 . Ker pa imajo vodenčevi molekuli štirikrat večjo hitrost kot zračni molekuli, se pa spozna, da v tej primeri vodenec bolje in hitreje prevažja gorkoto kot zrak. 3. pa uči oblika tudi, da se moč gorkotnega prevažanja ne spreminja od tlaka, s katerim se gaz tlači.

Misliti si moramo to reč tako, da v bolj zgoščenem gasu pod večim tlakom sicer v istem prostoru več molekulov prevažja gorkoto, pa so njihova molekularna pota tim krajše, več ko jih je. Ta postava pa velja samo do tistih meji, dokler spolnuje gaz Mariot-tevi in Gay-Lussacevi zakon. Kaj se unkraj teh mej godi, bi zvedeli, ko bi ne zanemarjali v računu tistih udov, katere smo pogrešavali zaradi njihove malenkosti.

45. §. Gorkotovodivni koeficient.

V zgornji obliki Q je primera, po kateri se gorkota prevažja naznanjena z faktorjem, ki stoji pred znamenjem $\frac{dT}{dz}$. Ako pomeni ω gorkotovodivni koeficient, je tedaj

$$\omega = k \cdot \frac{N_0 m c_0^3}{4T_0} \cdot \sqrt{\frac{T}{T_0}} \cdot \varepsilon_0;$$

ali pa po tisti obliki, ki stoji zgorej ko, za integralom

$$\omega = k \cdot \frac{Nmc^3}{4T} \cdot \varepsilon.$$

Tukaj pa je treba poiskati še faktora k ali tisto primerno število, s katerim se mora multiplikovati živa moč deročega molekularnega gibanja, ako se hoče najti enakovredna gazova gorkota, ktera izhaja iz tega gibanja.

Dokazal sem na zgornjem kraji (v 16. §.) da se cela živa moč G molekularnega gibanja v enem kilogramu gazovega trupa pri absolutni temperaturi T izrazuje po obliki

$$G = AsT$$

ako naznanja s specifično gorkoto tega gaza pri stanovitni prostornini ali pravo specifično gorkoto, A pa mehanični gorkotni ekvivalent.

Na tistem mestu smo pa bili našli tudi

$$G = (1 + \rho) \cdot D,$$

kjer pomeni D živo moč samega progresivnega gibanja pri absolutni temperaturi T . Tedaj je

$$D = \frac{nmc^2}{2},$$

ako pomeni n število molekulov našega gaza.

Cela živa moč molekularnega gibanja v tistem gasu, ki ima n molekulov in absolutno temperaturo

$$T.h = \frac{mc^2}{2},$$

ima tedaj znesek

$$G = (1 + \rho) \cdot \frac{nmc^2}{2},$$

Ako hočemo pozvedeti, koliko gorkote daje gasu le-ta živa moč, je treba spomniti se, da gre A žive moči na vsako kalorijo, ako pomeni A mehanični gorkotni ekvivalent, ter je število kalorij W ,

$$W = \frac{1 + \rho}{A} \cdot \frac{nmc^2}{2},$$

ki se delajo iz zgornje žive molekularne moči.

Iz te oblike pa se spoznava, da je

$$\frac{1 + c}{A} = k$$

tisti faktor, s katerim je treba multiplikovati živo moč deročega molekularnega gibanja, ako se hoče najti gorkota, kejo dela v gazu le-ta živa moč.

Je pa

$$\frac{1 + c}{A} = k = \frac{2W}{n \cdot mc^2}$$

ali

$$k = \frac{2G}{Anmc^2} = \frac{2sT}{nmc^2}$$

ter tudi

$$k = \frac{2g \cdot sT}{c^2}.$$

Ker je v pričujočem naklonu gorkotna množina Q , in sicer

$$Q = k \cdot \frac{Nmc^3}{4T} \cdot \varepsilon \cdot \frac{dT}{dz},$$

je pa tudi

$$Q = \frac{2g \cdot sT}{c^2} \cdot \frac{Nmc^3}{4T} \cdot \varepsilon \cdot \frac{dT}{dz}$$

ali

$$Q = \frac{s}{2} \cdot Nmg \cdot c\varepsilon \cdot \frac{dT}{dz}.$$

Ker pa ω pomeni gorkotovodivni koeficient, je pa tudi

$$Q = \omega \cdot \frac{dT}{dz},$$

ter

$$\omega = \frac{s}{2} \cdot Nmg \cdot c\varepsilon.$$

Tam pri uku o gazovem trenji pa smo dobili koeficient ρ gazovega trenja izražen po obliki

$$\rho = \frac{Nm}{3\tau} \cdot \varepsilon^2,$$

in ker je $\varepsilon = c \tau$

$$\rho = \frac{Nmc^2\tau}{3} = \frac{Nm \cdot c\varepsilon}{3}.$$

Ako se ozira koeficient ρ mesti na množino materije na njeno težo, mu pa hočemo dati drugo znamenje ξ , ter je

$$\zeta = \rho g = \frac{Nmg.c\xi}{3}.$$

Ako primerjamo zgornji gorkotovodivni koeficient ω z koeficientom ξ notranjega gazovega trenja pa dobimo

$$\omega = \frac{3}{2} s\xi.$$

Koeficient ξ notranjega gazovega trenja je pa za zrak pri 18°C določen, in sicer sta Maxwell in Meyer, ki sta merila težo po gramih, hitrost in pota pa po centimetrih, sta dobila za zrak $\xi = 0.0002$. — Ker pa je specifična gorkota pri stanovitni prostornini $s = 1.6849$, se pa po zadnji enačbi preračuni koeficient gorkotovodivni

$$\omega = 0.0000505.$$

Prof. Stefan na Dunaji je pa gorkotovodivno moč zrakovo po izkušnjah prav natanko določil in dobil nje znesek

$$\omega = 0.0000558.$$

Maxwell pa je našel $w = 0.000056$.

Iz tega da se vjemata te dva izneska gorkotovodivne moči, prvi pridobljen po teoriji drugi pa po izkušnjah, se prepričamo, da je zgornje računanje sozidano na zanesljivo podnožje.

Pristavljena *podoba 23* nam kaže glavne dele tiste priprave, katero je Stefan porabil k pozvedenju stanovitnega gorkotovodivnega koeficienta. *ABEF* je posoda pri *CD* razdeljena od kovinske stene na dva dela, spodnji ima v sebi atmosferski zrak ali kaki drugi plin, za katerega se hoče pozvediti gorkotovodivna moč. — Zgornji del *ABDC* ima na obeh straneh cevi *AC* in *BC*, po katerih pri-tekajo in odtekajo vodni soparji, ki so vedno razgreti do 100 C. stopinj. Od teh soparjev se ohrani temperatura srednje kovinske stene *CD* vedno stanovitna. Od stene *CD* pa sega gorkota od plinske skladi do skladi navzdoli brez da bi pri tej napravi plin utegnil sam pretakati se gori in doli ali semtrtje po posodi.

Ko bi hoteli meriti gorkoto, kar se je prevažje po plinskih skladih navzdoli z termometrom, bi ta inštrument vzel je preveč va-se: toraj je Stefan spodnji steni *EF* pridjal prav dolgo tanko cev *H*, katera moli s spodnjem koncom v vodo. Ko se od gorkotovodja plin ogreva, se pa raztezava, ter spreminja stan vodé, ki od začetka stoji n. pr. do *II* v cevi, ter se ponižava tim bolje čim več

plin privažuje gorkote. In iz teh prikazen se preračuni hitrost, z katero gaz vodi gorkoto.

Našel je Stefan po izkušnjah, da je gorkotovodivna gazova moč proporcionalna z $\sqrt{T}$ ali z drugim korenom vzetim iz absolutne temperature, da pa se ne ravna po tlaku, pod katerim stoji gorkotovodivni plin. Vse to se vjema z izkušnjami Maxwell-ovimi, oba sta našla tudi, da vodenčev plin vodi gorkoto sedemkrat bolje kakor atmosferski zrak.

46. §. Plinsko prešinjavanje ali difuzija.

Ako se hoče po izkušnjah določevati moč in hitrost, z katero se prešinjata dva poprej med saboj ločena plina, se utegne vzeti na pomoč naprava kakor jo nam naznanja *podoba 24*. Naj pomeni $ABCD$ visoko posodo, obstoječo iz dveh delov, med katerima je giblijoč *pah* MN . Pah je pa tako napravljen, da ima zunaj n. pr. pri N luknjo. Ako se potegne pri M toliko na levo, da pride luknja v posodo, se odpre tam, kjer je luknja, stena med zgornjem in spodnjem prostorom.

Mislimo si od začetka ko je pah zaprt, zgornjo prostornino $ABMN$ napolnjeno z atmosferskim zrakom, spodnjo prostornino $CDMN$ pa z ogljenčevo kislino. Ko se pah odpre, ko pride luknja v posodo, pa stopita oba plina v luknji eden do drugega, ter se v luknjeni plani prešinjata med saboj kakor bi vsak prerinal luknjičavo zalopnico. Pravimo, da se zdaj prešinjata plina ali da difundirata.

Ko je prešinjavanje trpelo nekaj časa, se pa vzameta posodi vsaksebi, ter se določi zmes, katera zdaj napolnjuje to in uno prostornino. To se določuje po kemični poti.

Zdaj pozvemo koliko je stopilo zraka v spodnjo in koliko ogljenčeve kisline v zgornjo posodo v gotovem času skozi gotovo znano luknjeno plan. Kakor to pozvemo, natanko se pa utegne na dalje določiti koliko stopi vsako sekundo in skozi vsako enoto plani tega ali unega plina. Iz tega se najde hitrost, z katero se prešinjajo plini in dobi se tista stanovitna primera, po kateri se prešinjata dva gotova plina svoji teži nasproti.

Po tej poti je določil Loschmidt poskušaje koeficient za difuzijo med zrakom in ogljenčevo kislino = 0.0512; Maxwell pa je po teoretični poti našel za-nj 0.052,