Vojtěcha Krczmára

stručný výklad

MECHANIKY TEPLA

ku potřebě škol.

Volně přeložil

Frant. Špaček.

V Roudnici.

Tiskem A. Mareše. — Nákladem vlastním.

1875.

Předmluva spisovatele.

V spisku tomto rozumějtež se temperatury dle teploměru Celsiova (100°); zvláště pak značí t° jako obyčejně relativní temperaturu, již od bodu mrazu (vody) = 0°, T° pak temperaturu absolutní, kterouž od bodu absolutního 0 čítati počínáme, a tento absolutní bod 0 tam se nalézá, kde plyny žádného napnutí, tedy 0p jeví, kdež tedy žádného pohybu není, na základě čehož klade se ve výrazu p (1 + at) dle Mariotte-Gay-Lussacova zákona (kdežto a koëfficientem roztažitelnosti pro plyny = 0.00366 t pro 1"t) činitel 1 + 0.00366 t = 0, z čehož pak následuje $t = -\frac{1}{0.00366} = -273$, a tedy T = (273 + t)°. Absolutní bod leží tedy 273 stupňů setinných pod bodem mrazu vody.

Dále značí p tlak, *v* rychlost, V objem, m hmotu, c_p měrné teplo při stálém tlaku, c_v měrné teplo při stálém objemu.

Spisek tento má za účel, aby pobádal ke studiu theorie tepla, aby pobádal ku čtění a seznámení se s bádáním učenců ve směru tomto, i s výsledky bádání toho, jakož i s jich náhledy a pojednáními.

Učenci tito jsou: Mayer v Heilbronně, Joule a hrabě Rumford v Anglii, Regnault a Biot ve Francii, Clausius Krönig a Zeuner v Curychu, Redtenbacher v Mannheimu, Holtzmann v Stuttgartu, Baumgartner ve Vídni, a v nejnovějším čase také Tyndall v Anglii; zvláště pak odporučeno budiž zde také čtění i studium jich tabulek o napnutí, o skrytém a měrném teple, atd.

Podle toho, jak dalece věda dospěla, jest teplo vlnění nejmenších částek hmoty. Nazveme-li dle nejnovějších náhledů v chemii částky tyto molekuly, tedy jest **teplo pohybem molekulárním.**

Tento pohyb molekulů se liší od pohybu hmoty; v hmotě kteráž v klidu se nalézá, může díti se značný pohyb molekulů, jakož opáčně v hmotě pohybující se může opět pohyb molekulů býti velmi nepatrným.

Theoreticky znázornit dá se tento úkaz tím, že na jistém místě působí teplo v hmotě na jednotlivé molekuly, na základě čehož molekuly, a sice nejdříve ty, kteréž nejbližší jsou, nejdříve, napotom pak i ostatní počnou se pohybovat, při čemž dle zákonů mechaniky vespolek pohyb si sdělují.

Podle skupenství hmoty děje se arci pohyb molekulů rozdílně, jelikož spojivost hmot při každém skupenství jinaká jest; v hmotách pevných, kteréž mají největší spojivost, děje se pohyb molekulů kol pevných bodů, podobá se tedy pohybu centrálnímu; ve vzdušinách, kteréž mají spojivost velmi nepatrnou, děje se pohyb přímočárně; v hmotách kapalných konečně, kteréž mají spojivost prostřední mezi spojivostí hmot pevných a vzdušných jest pohyb kombinován z pohybu molekulů ve hmotách pevných a ve hmotách vzdušných.

Molekulu m dostává se teplem ve velmi nepatrném čase rychlosti v, s kterouž urazí velmi malou dráhu*); i jest tedy moment pohybu jeho mv, a živá síla jeho mv^2, s kteroužto vykonává pak mechanickou práci $= \frac{\mathrm{m}v^2}{2}$

Tak jako součet veškerých molekulů tělesa nějakého hmotu jeho tvoří, tak také jest živá

---

*) Poznámka. Výsledky pokusů na vypočtění průměru a délky dráhy molekulů vzdušin jeví se dle Masswella takto: Objem molekulu vzdušiny má se k délce dráhy jeho jako 5·8 : 1. Dále jest mezi množstvím molekulů vzdušiny a množstvím molekulů kapaliny, kteráž sražením se vzdušiny povstala (béře-li se ohled na stejnou míru prostornou), poměr, jenž nazývá se koëfficientem zhuštění; konečně rovná se průměr molekulu vzdušiny 8 (koëff. zhušt. $\times$ střední dráhou); dle čehož střední dráha $= \frac{\text{průměru}}{\text{8 koëff. zhušt.}}$

U vzduchu jest koëfficient zhuštění = 0·000866, střední dráha 0·00017 mm., průměr pak jednoho molekulu: 0·000000179 mm. Rozumí se, že veličiny tyto určeny jsou jen pomocí počtu o pravděpodobnosti.

síla veškerých těchto molekulů množstvím tepla tohoto tělesa.

Jelikož ale u hmot spojivost, nebo přítažlivost molekulů působí, tedy musí býti rychlost jednotlivého molekulu výslednicí pohybu spůsobeného teplem a pohybu spůsobeného spojivostí; neboť jako molekuly mohou býti z klidu, jehož příčinou jest spojivost, jenom silou nějakou vyrušeny, kteráž arci spojivost zúplna nezruší, tak také spojivost opět má snahu molekuly tyto v klid uvésti, čehož následek pak jest vlnění molekulů.

S touto rychlostí pak naráží molekul na jiné molekuly, kteréž buď žádnou, aneb na takové, kteréž nepatrnější rychlost mají, a zde možno předpokládat, že se dle zákona o rázu pružných hmot tyto pohyby dějí; když bysme však opak toho předpokládali, pak musela by ztráta na síle živé, kterouž možno vypočísti upotřebením výrazů pro ráz nepružný, považována býti za přeměněnou v práci, kteréž zapotřebí ku částečnému zrušení spojivosti, ku změně objemu, a ku tlaku na vnějšek.

Množství tepla hmoty nějaké závisí tedy na rychlosti, s jakouž molekuly se pohybují, a na tom, kolikrát se působením tepla náraz udál; a z toho vyplývá, že množství tepla hmoty nějaké stojí v poměru ku absolutní temperatuře; mnoho-li však tepla může hmota přijmouti, podmíněno jest vnímavostí její.

Tento součet živé síly všech molekulů tělesa nebo hmoty slouží:

I. k udržení síly samé, nebo tepla v hmotě;

II. k částečnému zrušení spojivosti, tedy k působení proti nějaké síle v hmotě, tudíž k práci vnitřní;

III. k tlaku na vnějšek, tedy dle okolností k přemožení protivného tlaku vnějšího, tudíž k práci vnější.

Síla podle I. spotřebovaná má tu vlastnost, že sice působí uvnitř hmoty, ona může ale také zevně působiti tím, že sděluje teplo hmotě jiné, co však není prací v užším slova smyslu; konečně možno ji pocítit, pročež dá se teploměrem změřiti.

Síla podle II. spotřebovaná má tu vlastnosť, že pouze uvnitř hmoty působí, tedy opět co práce se jeví.

Síla dle III. spotřebovaná má tu vlastnost, že jen na vnějšek působí, i co práce se jeví; dá se však pouze rovnomocninou měřiti.

To, co uvedeno v odstavci I. a II. tak úzce spolu souvisí, že můžeme si I. i II. vedle sebe mysliti bez toho, co v odstavci III. obsaženo, jelikož obě působí uvnitř hmoty, a obě určiti možno, když jen známý jest počáteční a konečný stav hmoty.

To, co v odstavci III. však uvedeno, jen tenkrát dá se určiti, když veškeré změny, kteréž s hmotou se udály, jsou známé, jakož i když znám jest pochod změn těchto, od počátečného do konečného stavu hmoty.

Na základě toho možno tedy I. a II. pospolu oprotiv III. co veličinu vůbec, i co veličinu od této poslední rozdílnou postaviti.

Aby mohlo to, co zde praveno, vyjádřeno býti čísly, poznamenejme množství teploty s Q, co množství jednotek tepla, při čemž předpokládáme, že jednotka tepla jest ono teplo, jehož zapotřebí, aby se teplota 1 kub. decimetru = 1 kgr vody o 1° zvýšila; dále poznamenejme výraz (I + II) s U, a III s W, kteréž ale, poněvadž práci vnější naznačuje, vztahuje se ku rovnomocnině práce již zmíněná jednotka tepla vykoná.

Tento poměr musí vyjádřen býti zlomkem $\frac{1}{A}$, čímž stává se A koëfficientem W, z čehož následuje (teplo v jednotkách, práce v metr. kgr.)

$$Q = U + AW, \quad U = Q - AW, \quad W = \frac{1}{A}(Q - U)$$

Úhrnečný výsledek tepla, jež hmota nějaká v sobě chová, jest tedy součin z dvou složek, z nichž jedna teploměrem měřiti se dá, druhá pak, ač nepůsobí na cit, zevně dá se pozorovati, a vypočísti podlé zákonův mechaniky.

Mechanická rovnomocnina tepla dá se určiti buď theoreticky, výpočtem, buď prakticky, fysikálními pokusy.

Theoreticky dá se určiti ze známého rozdílu mezi rozličnou jímavostí tepla, jakouž má vzduch při stálém objemu a při stálém tlaku; a sice:

dle formule prof. Müllera ve Freyburku:

1 kub. metr = 1·33 kgr. vzduchu teploty 0°t při tlaku 1 atmosféry = 1·03 na 1 □ centim. musí při roztažitelnosti vzduchu rovnající se 0·00366 pro 1° o $\frac{1}{0.00366} = 273°$ ohřát býti, aby:

a) při stálém tlaku stal se objem dvakrát tedy 2 kub. metry velkým, k čemuž při dotýčné jímavosti = 0·2377 zapotřebí jest

$$1·3 \times 273 \times 0·2377 = 84·39 \text{ jednotek tepla.}$$

b) aby při stálém objemu stalo se napnutí dvakrát tak velké; aby tedy dostoupilo na 2 atmosféry, k čemuž při dotýčné jímavosti tepla = 0.169 zapotřebí jest

$$1·3 \times 273 \times 0·169 = 59·99 \text{ jednotek tepla.}$$

Rozdílu součinů a) a b) = 24·39 spotřebovalo se ku rozpínání vzduchu, tudíž ku práci; je-li tedy toto množství vzduchu ve válci, jehož půdice i plocha pístě obsahuje 1 □ metr uzavřeno, tož musí v případě a) vyzvednouti 1 atmosféru, tedy 10331 kgr 1 metr vysoko; a jest pak

$$\text{podíl } \frac{10331}{24·39} = 423·6 \text{ metr. kgr.} = \frac{1}{A}.$$

Vřadíme-li to do rovnice hořejší,

$\frac{1}{A}$ (Q — U) = W, obdržíme 423·6 × 24·39 = 10300.

Všeobecná formule:

Známo jest, že poměr mezi tlakem p, objemem V, a absolutní temperaturou T nějaké vzdušiny jest veličinou stálou; dále, že rozdíl mezi měrným teplem c′ a c pro každou vzdušinu jest stálý; z toho tedy následují rovnice:

$\frac{p.\,V}{T} = R$, a $c_p - c_v = AR$, v nichž R jest stálou veličinou.

Dle těchto rovnic nalezeno pro páry vodní:

$$\frac{1}{A} = 412{\cdot}4 \text{ metr. kgr.}$$

Praktickými pokusy nalezl Joule:

zhuštěním vzduchu	451	metr. kgr.
při průchodu vody úzkými rourami .	421	„ „
třením kovů	460	„ „
v sedmi rozličných pokusech . . .	425	„ „

jelikož pak i další pokusy s tímto souhlasí, jeví se

$$[7{\cdot}425 + 460 + 421 + 451 + \frac{10}{2}(423{\cdot}6 + 412{\cdot}4)]\,\frac{1}{20} = 424$$

co aritm. průměr.

Podlé právě předeslaného rovná se množství tepla, kteréž 1 kgr. vody o 1°t zvýší, práci, kteráž 1 kgr. o 424 metry, nebo která 424 kgr. o 1 metr pozvedne; jednotka tepla jest rovnomocninou práce 424 metr. kgr.

Z toho následuje první pravidlo theorie o mechanice tepla:

Teplo a práce jsou rovnomocné.

Teplo dá se v práci a práce v teplo přeměniti, při čemž vždy velikost práce jest v poměru k velikosti tepla a naopak (Clausius Abhandlungen), nebo: kdykoliv povstává teplem práce, spotřebuje se množství tepla, kteréž jest v poměru k této práci, a opáčně může vykonáním stejné práce stejné teplo vyvozeno býti.

Jelikož jest teplo pohybem molekulů, práce pak pohybem hmoty, tedy dá se také pohyb molekulů v pohyb hmoty, a pohyb hmoty v pohyb molekulů přeměniti, na základě čehož teplo s prací se stotožňují, povážíme-li, že při teple to jest důležitým momentem, že molekul sám o sobě se pohybuje, kdežto při práci jest důležité, že množství molekulů co hmota se pohybuje, avšak taktéž o sobě, dále že teplo, kteréž dříve mohli jsme pocítiti, přeměnilo se v práci, jakmile přestal pocit jeho, a že, jakmile práce zevní vykonána jest, musí místo ní práci teplo poměrné vyvozeno býti, ano, že teplo bez práce naprosto nemožno jest, a že zároveň s teplem i práce přestává, jelikož zmizí živá síla což se stane, když rovnici p (1 + at), kterou Mariotte-Gay-Lussacův zákon pro vzdušiny naznačen, a v níž p vnější tlak, tedy živou sílu hmoty za práci, a t živou sílu molekulu znamená, postavíme na roveň O, neboť pak $t = -237$, $T = O$, a tudíž také $p = O$.

Aby objasněna byla rovnice $Q = U + AW$, kteráž prvnímu pravidlu theorie této za základ sloužila, nutno použíti hmoty takové, kteráž v relativně nepatrných rozdílech temperatury veškeré známé trojí skupenství na se béře; zde tedy k. p. spojení H_2O t. j. voda. — Jestli provedeme příklad jen vzhledem k stálému tlaku 1 atmosféry, pro který případ c_p ledu $= 0{\cdot}504$, vody $= 1$, a páry $= 0{\cdot}48$, tedy následuje:

Chceme-li přeměniti 1 kgr. ledu teploty — 5° na páru teploty 100°, musíme nejprvé:

I. $5 \times 0{\cdot}504$ jednotek tepla tedy . . . . 2·52
k tomu použíti, čímž temperatura ledu teprvé na 0° se zvýší; dále musíme

II. jelikož skryté teplo vody $= 79{\cdot}06$ tolik jednotek tepla přidati, kolik jich pouze ku změně skupenství, t. j. ku částečnému zrušení spojivosti, tedy ku práci vnitřní zapotřebí. Tyto jednotky tepla jsou živou silou skupenství vody; a teprvé když byl led úplně přijal těchto 79·06 jednotek tepla, obdržíme vodu teploty 0°. . . . 79·06

$\}$ $Q_1 = 81{\cdot}5800$ (I. + II.)

III. Poněvadž má 1 kgr. ledu menší objem, než 1 kgr. vody, tedy musí zde také vnější práce místa míti, při čemž při rozdílu obou objemů vyvodí se jednotek tepla . . . . 0·0021

$\}$ $U_1 = 81{\cdot}5821$ (I. + II. + III.)

a $0{\cdot}0021 \times 424$; což dá v metr. kgr. . . . . $AW_1 = 0{\cdot}89$

a jelikož zde právě nastal případ, že z práce teplo se vyvodilo, tedy musí, poněvadž 0·0021 jest positivní,
$V_1 - Q_1 = AW_1$ $(81{\cdot}5800 - 81{\cdot}5821)\ 424 = 0{\cdot}89$.
Aby pak voda z 0° přeměnila se na páru $t = 100°$, zapotřebí jest dle pokusův Regnaultových (při čemž $t = 100°$)
$606{\cdot}5 + 0{\cdot}305\,t$, tedy 637·0 jednotek tepla, kterýchž upotřebuje se následovně . . . . $Q_2 = 637{\cdot}0$

I. K oteplení vody až k varu . . . . 100·00
což možno pocítiti a tudíž i teploměrem změřiti.

II. pro skryté teplo páry dle empyrické formule Regnaultovy: $575{\cdot}03 - 0{\cdot}789\,t =$ . . . . . . 496·80
kteréž pouze ku tvoření se páry, tedy ku zrušení spojivosti a následkem toho ku vnitřní práci slouží, tudíž pocítiti se nedají a co živá síla skupenství se jeví.

$\}$ $U_2 = 596{\cdot}80$ (I. + II.)

III. Zároveň zvětší se objem z 1 na 1646 kub. dec., což aby státi se mohlo, musí také proti vnějšímu tlaku atmosfér stejná síla působiti, k čemuž opět dle empyrické formule $32 + 0{\cdot}08\,t$ ku práci vnější zapotřebí. . . . 40·20
Zde tedy z tepla byla práce vyvozena, a sice $40{\cdot}20 \times 424$ v metr. kilogr. . . . . $AW_2 = 17044{\cdot}8$

$Q_2 - U_2 = AW_2$, (637—596.8) 424 = 17044·8.
$Q_1 + Q_2 - U_1 + U_2 = A(W_1 + W_2)$, $\frac{718{\cdot}58 - 678{\cdot}382}{0.002382} = -0{\cdot}89 + 17044{\cdot}8$.

Veškeré tedy zde upotřebené teplo jest na roveň síle, kteráž může 718 × 424 = 304836 kgr. pozvednouti 1 m. vysoko, čili opáčně, silou tou pozvedne se 1 kgr. na 304836 metrů do výše. Z této pak práce působilo 17044·8 metr. kgr. na vnějšek a 244214·64 uvnitř hmoty.

V 1 kgr. vody, již upotřebeno bylo při pokusu tomto, zbylo vzhledem ku počátečnému jejímu stavu 2·52 + 79·06 + 596·80 jednotek tepla, z nichž posledních 596·80 však přináleží parám se vyvinuvším, tedy povstalému skupenství vzdušnému, k jehož udržení jest jich zapotřebí. My ale předpokládali jsme, že celý kgr. vody měl se proměnit v páry, čímž arci tedy vůbec žádná voda nezbyla; a poněvadž zevně žádného tepla nepřibylo, aniž je voda na vnějšek ztratila, jeví se pouze spotřeba 40·2 na práci vnější; poněvadž konečně 637 jednotek tepla jest zapotřebí na kgr. páry 100°t, tedy se napnutím z 1 na 1646 V část páry hned při práci vnější srazila, tak že v skutečnosti jen 506·80 : 637 = 0·921 kgr. páry jest vyvozeno.

Tento úkaz jest první počátek, kdež hmota vrací se od konečného stavu svého zpět, při čemž ale opět buď práce se vyvozovati, buď teplo jiné hmotě sdíleti se musí; vracení pak samo díti se může způsobem rozličným. Při vyvinutí druhého základního pravidla theorie této příkladem poukáže se k tomu; zde pouze buď podotknuto, že navracování toto děje se buď rychle, při čemž sdílí se teplota hmotám jiným, buď zvolna, při čemž vykonává se práce, což vysvítá, povážíme-li n. p. že pára i při 0°t, a jen 4·6 mm. napnutí tedy při 4·6 : 760 = 0·006 atmosférách ještě vykoná práci 30·3 × 424 kalor., tedy 12847 metr. kgr., jelikož v případě tom kgr. páry zvětší objem svůj na 207·4 kub. decim.; dále nutno povážiti, že 5·37 kgr. páry teploty 100° s 1 kgr. vody teploty 0° smíšeno dá 6·37 vody teploty 100° a že 1 kgr. vody teploty 79·06° s 1 kgr. ledu teploty 0° dá 2 kgr. vody teploty 0°; konečně pak dle zásad matematických za stejných okolností rovná se práce trpná práci vykonané.

Příklad pro hmotu pevnou (jediného skupenství). U litinového válce, kterýž jest 1 m. dlouhý a jehož průřez roveň 10☐ cm.; tudíž 1 kub. dm. objemu V = 7·5 kgr., vykoná teplo, ohřát-li byl válec z 0° na 100° ve směru jeho podélné osy tuto práci: (pevnost proti stlačení = 9714 × 10 = 97140 kgr., měrné teplo železa = 0·113, koëff. roztažitelnosti = 0.0011)

0·0011 × 97140 = 106·85 metr. kgr.; z toho rovnomocnina $\frac{106{\cdot}85}{424} = 0.252$ jednotek tepla. — Aby ale ohřál se válec ten z 0° na 100°, zapotřebí jest 100 × 0·113 × 7·5 = 84·75 jednotek tepla, z nichž pak hořenních 0.252 na vnější práci směrem osy podélné, ostatní pak na práci vnitřní a teplotu vůbec, pak také na práci vnější co do plošného obsahu válce připadne.

Z vyvinutí poučky, že teplo a práce stejnou hodnotu mají, následuje, že teplo v práci, práce pak v teplo se přeměňují, a že s hmotou samou, v kteréž, i na kterouž teplo působí, celá řada změn se stává.

Hmotě zprvu tím dostává se většího tepla, když teplo od hmoty jiné přijímá, aneb když v ní vnější prací nějakou teplo povstane; tohoto tepla spotřebuje pak se částečně ku zvýšení teploty hmoty, tudíž k vykonání vnitřní práce ve hmotě; částečně pak ku práci vnější, tudíž ku oteplení hmoty jiné. — Jelikož pak každá hmota jeví snahu, aby teplota její vyrovnala se s teplotou hmot ji obklopujících, čímž mezi hmotou touto a hmotami ji obklopujícími děje se neustálé vyrovnávání se teploty, tedy jest následek toho řada přeměňování, kteréž dříve se neukončí, až dotýčná hmota buď úplně navrátila se v původní stav svůj, aneb, když nastala mezi ní a hmotami ji obklopujícími co do teploty a tlaku úplná rovnováha.

Jednotlivé změny, jakož i proměny vůbec, práce vykonaná i trpná, tvoří pak positivní i negativní členy řady, již možno srovnati, a kteráž má tu vlastnost, že součet všech členů, buď při vzájemné rovnosti členů positivních i negativních rovná se 0, buď, že zůstane, když protivné členy stejné hodnoty se zruší, jistý přebytek.

Jiný výsledek, totiž opak přebytku, není možný, neboť předpokládáme-li, že teplo jest živou silou, tedy musí říditi se dle zákonův mechaniky; když hmotě dostane se rychlosti, t. j. přijde-li v pohyb, tedy jest moment jejího pohybu $m v$, její živá síla $\frac{m v^2}{2}$, (při čemž m jest stálá veličina, v ale hodnotu svou měniti může) a tato živá síla, konajíc práci, tehdy, když odpor, jejž přemáhati musí, buď se jí rovná, buď větší než sama síla živá jest, nejvýše může rovna býti 0, jelikož hmota, rovná-li se rychlost její 0, přestane se sice pohybovati; nikdy ale nenastane pohyb předešlému opáčný. Dostalo-li se hmotě silou jinou pohybu v směru opačném, pak nutně jest tu nový moment pohybu, i povstane nová síla živá, kteráž ale opět jest positivní a nikoliv negativní veličinou.

Podlé toho vyrovná se vespolek vždy několik proměn tak, že mohou se vzájemně nahražovati.

Nejdůležitější pak momenty jsou:

I. že množství tepla určitých teplot absolutních z práce povstává a opáčně,

II. že absolutní teplota nějakého množství tepla může se měniti.

Nazveme-li opětně takové množství tepla Q, a absolutní teploty T, T_1, T_2 atd., tedy naznačíme poměry povstalé těmito výrazy

$$\text{k I } \frac{Q}{T}, \qquad \text{a k II } \frac{Q}{T_2} - \frac{Q}{T_1},$$

při čemž hodnota II rovnomocnou jest pro dvojnásobnou hodnotu I, a zároveň prvější naznačuje, že změna sub II rovná se proměně hodnoty Q z tepla při teplotě T_1 v práci, a z práce v teplo při teplotě T.

Jestliže tedy na př. při více proměnách množství tepla Q při teplotě T v práci a zároveň množství tepla Q_1 z jedné hmoty, jejíž teplota jest T_1, na druhou, teploty T_2 přechází, tedy naznačuje to výraz

$$-\frac{Q}{T} + Q_1\left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1}\right) = 0$$

a zjednodušíme-li to tím způsobem, že jen na vyšší teplotu T a nižší T_1 ohled vezmeme, zjednoduší se i výraz tento v

$$-\frac{Q}{T} + Q_1\left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T}\right) = 0$$

a výraz tento zároveň naznačuje druhé základní pravidlo této theorie.

Přechod jistého množství tepla z hmoty, jejíž teplota jest vyšší na hmotu teploty nižší a určená tím práce jsou rovnomocné; při tom pak zmenší se teplo, o část, jíž zapotřebí bylo k vykonání této práce, a zbytek jest ono množství tepla, kteréž na hmotu druhou přešlo, a kteréž jest v určitém poměru s prací vykonanou. Tím pak zároveň vyjádřena jest rovnomocnost proměn.

Obě poučky tyto dohromady s dostatek objasňují mechaniku tepla, dle čehož zakládá se celá theorie tepla, jak Clausius v pojednání svém (duben 1865 Poggdf. Annalen) zcela správně praví, na dvou hlavních poučkách, a sice na poučce o rovnomocnosti tepla a práce, a na poučce o rovnomocnosti proměn.

Avšak pomocí uvedených zde mathematických výrazů bylo by bezprostředné a jednoduché vypočítávání obtížné, a jen s použitím vyšší mathematiky a empyrických čísel pomocných, zakládajících se na výsledcích pokusných daly by se praktické algebraické formule sestaviti, jichž by se k přibliživě správným výsledkům v případech určitých použíti mohlo.

Ačkoliv pak bez zvláštního způsobu počítání, tedy jedině pomocí obou hlavních pouček, každou práci vůbec jednotkami tepla, i každé množství tepla jednotkami práce se značnými výhodami a i velmi přibliživě tenkrát, když práce vykonaná jedině v teple a nikoliv tedy v tíži, električnosti, magnetismu, či jiné vůbec síle původ svůj měla, změřiti a určiti lze, tož předc tam, kde o určení a vypočtění veličin a poměrů jejich jde, formule jsou nezbytné.

Takové formule, pomocí jichž možno rozličné úlohy rozřešiti, byly pro plyny a páry sestaveny.

U plynů dlužno míti zřetel k poměrům mezi p, V a t, resp. T, c_p a c_v, jakož i ku stálé veličině $R = \frac{pV}{T}$; dále pak jest $AR = c_p - c_v$; poměr

$\frac{c_p}{c_v} = \frac{0{\cdot}2377}{0{\cdot}1686} = 1{\cdot}41 = K$, a $\frac{AR}{c_v} = \frac{c_p}{c_v} - 1 = K - 1 = 0{\cdot}41$

pak $\frac{1}{K} = 0{\cdot}709$ a $\frac{K-1}{K} = 0{\cdot}2908$, z čehož pro změny v objemu a tlaku následuje

$$\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^1 = \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{1{\cdot}41},\ \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^1 = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{0{\cdot}7},$$

$$\frac{T_2}{T} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{0\cdot 29} = \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{0\cdot 41}$$; jelikož ale

$T = (273 + t)$ $T_2 = (273 + t_2)$ tedy je také

$$t_2 = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{0\cdot 41} \times (273 + t_1) - 273 \text{ a}$$

$$V_2 = \frac{V_1}{\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{0\cdot 7}} \text{ a } p_2 = \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{1\cdot 41} \times p_1$$

pro změny teploty, a sice pro oteplení při tlaku stálém jest teplo, jehož hmota potřebuje $Q = c_p (t_2 - t_1)$, teplo vnitřní $U = c_v (t_2 - t_1)$, teplo, jehož ku práci vnější bylo zapotřebí $W = (c_p - c_v).(t_2 - t_1)$; při oteplení za stálého objemu pak jednoduše $Q = c_v (t_2 - t_1)$.

Stlačíme-li tedy pístem, jehož váha = 0 ve válci se základnou 1□ m. velkou 1 kub. m. = 1·3 kgr. vzduchu při napnutí $1._p$ a teplotě 0° až na polovici původního objemu, tedy otepli se na 89°; opáčně ale rozpíná-li se též množství vzduchu tak, že objem jeho se zdvojnásobní, ochladí se až na 69°; konečně stlačen na 2 atmosféry napnutí, jeví oteplení 61°. V posledním případě jest objem jeho 0·61 kub., teplo pak stlačením povstalé 61 × 1·3 × 0·1686 = 13·37 jednotek tepla, a poměrná tomu trpná práce vnější 5569 metr. kgr. Může-li nyní vzduch takto stlačený bez dalšího oteplování rozpínati se, a sice nejprvé na 1·333 atmosféry, tedy klesne teplota jeho na 29·73°, a rozepne-li se dále na 0·89 atmosfér, klesne temperatura jeho na — 3·57°; tudíž se při 1 atmosféře hořenních 61° resp. 13·37 jednotek tepla opět ve vnější, vzduchem vykonanou práci proměnilo.

Kdybysme ale teplotu tohoto kub. m. vzduchu z 0° na 61° a sice při stálém tlaku a volném rozpínání se zvýšili, tedy zapotřebí jest k tomu 0·2377 × 1·3 × 61 = 18·8 jednotek tepla, z nichž ihned při rozpínání se 18·8 — (0·1686 × 1·3 × 61) = 5.5 jednotek tepla ve vnější práci = 2330 metr. kgr. se změní a objem byl by 1·22 kub. m. a napnutost jen 0.82 atmosfér. Tento vzduch ale, jenž tak oteplen byl a objem svůj zvětšil, stal by se, a sice tlakem teplejším, než byl na počátku, když objem jeho bysme opět na původní objem 1 kub. m. stlačili; tenkráte ale, když by plných 18·8 jednotek tepla, jichž použito bylo k oteplení jeho, snad sdělením jiné, méně teplé hmotě, ztratil, nabyl by opět původního objemu 1 kub. m., napnutí 1_p, a teploty 0°.

Konečně jest v případě, že bysme teplotu 1 kub. m. vzduchu z 0°t při stálém objemu (což dá se docíliti, když jest píst pevný) o 61° zvýšili, k oteplení takovému pouze (0·1686 × 1·3 × 61) = 13·37 jednotek tepla zapotřebí, z nichž na vnější práci ničeho nepřipadá, an práce vnitřní = 0. Napnutí se při tom pouze oteplováním z 1 na 1·22 atmosféry zvýší, a teplota vzduchu tehdá, když může volně a tak dlouho se rozpínati, až nastane s napnutím vnějším rovnováha, klesne o 36°, jelikož při práci t. j. zvětšení objemu 25·0 × 0·168 × 1·3 = 5·5 jednotek tepla se spotřebovalo. Při zvětšení objemu za teploty stálé bylo by ale o 5·5 jednotek tepla více zapotřebí.

To, co zde uvedeno, týká se v první řadě plynů takových, kteréž zcela volně se rozpínají, tak že úplně platí při nich zákon Mariotte Gay-Lussacův, kdežto páry, a z těch pak zvláště páry vodní jen tenkrát, když přes příliš byl ohřaty, aneb tehdá, když nejsou ve spojení s kapalinou nějakou, dle téhož zákona se řídí.

U plynů i par, kteréž mají stejnoměrně pracovati, dlužno přihlížeti k tomu, aby se teplota jejich neměnila, i musí se jim tedy dostávat stále tolik nového tepla, mnoho-li ku práci se ho právě spotřebovalo; úchylka ale, která se u par nasycených děje v tom záleží, že mezi pracujícím množstvím par a mezi množstvím kapaliny, s kterouž páry se stýkají jest určitý poměr. Když totiž při rozpínání se páry množství par větší jest, než množství kapaliny, (zde pak tedy zvláště vody), tedy se část páry sráží, kdežto v případě opáčném vypaří se o jistou část vody více. V obou ale případech jeví se práce býti menší, než kdyby množství páry i vody stejné bylo.

Při stlačení par pak jest poměr tento obrácený. Dle toho musí sestávati množství tepla, jehož jest zapotřebí, aby pára měla stálou teplotu, stálé napnutí a mohla vykonávati stejnou práci, z dvou částí, a sice z toho tepla, o které vnitřní teplo se zvýšuje, a z onoho, kteréž změňuje se v práci vnější, tedy $Q = U_1 + U_2$ a i pokusy lze dokázati i pomocí vyšší mathematiky vypočísti, že zapotřebí, aby páře, kteráž rozprostírajíc se pracuje, a při čemž teplota její klesá, jakož i napnutí její menším se stává, za každý stupeň tepla, o nějž teplota její klesla pr. 1 klgr. 1·0224 až i 1·023, tedy více než 1 jednotka tepla se dostala.

Dále nutno považiti, že s teplotou a napnutím se i hutnost páry zvyšuje, při čemž arci tedy objem se zmenšuje.

Hledajíce vůbec výrazu, kterýmž by určili jsme práci, jakouž vykonati může jisté množství plynu či páry, musíme míti především na zřeteli, že jest nám počítati s dvěma rozličnými teplotami, jelikož teplota tam, kde plyn neb pára se otepluje, rozdílna jest od oné, kdež práce se vykonává, a sice bude první vždycky vyšší než druhá, jakož i že práce plynů neb par na velikosti napnutí, tedy na počátečné a konečné teplotě závisí, a nazveme-li tedy ideálný tento poměr $\frac{Q}{T}$, tož platí zde pro největší práci vykonanou mezi T_1 do T_2 výraz Thomsonem a Rankinem sestavený

$$Q \left(\frac{T_2 - T_1}{T_1}\right) . \frac{1}{A} \text{ tedy } \left(\frac{t_2 - t_1}{T}\right) . 424\ Q. —$$

Je-li tedy na př. teplota, jakouž zřídlo tepla parního stroje vykazuje 800^0, a teplota hustiče 80^0, tedy jest maximum pro $\frac{t_1 - t_2}{T_1} = \frac{720}{1073} = 0{\cdot}671$; má-li dále voda v kotli teplotu 134^0 (3 atmosf.) a necháme-li páru rozpínati se až na hořenních 80^0 ($^1/_2$ atmosf.), tedy by nastal poměr $\frac{54}{407} = 0{\cdot}132$. Kdyby však (při 4 atmosf.) byla teplota vody 144^0, tedy byl by poměr $\frac{64}{417} = 0{\cdot}155$, a při 70^0 teploty hustiče (při 3 atmosf.) $\frac{64}{407} = 0{\cdot}157$.

Porovnáme-li ale práci, již vykonati mohou plyny a páry, tedy na př. vzduch a pára vodní, tedy spatřujeme, že při napnutí má vzduch vnímavost tepla $= 0{\cdot}2377$; voda, s níž stýkají se nasycené páry vodní $= 1{\cdot}023$; přehřaté páry vodní ale $= 0{\cdot}48$, a tu arci zdá se, jakoby vzduch, tedy plyny, snad větší mohly vykonati práci. Když ale jednotky tepla Q_2, kteréž v práci se proměnily, a poměr jejich k jednotkám tepla Q_1, kterýchž se jim dostalo dle známých formulí pro vzduch $Q_2 = c_p\ (t_2 - t_1) - Ap\,v\ \text{log. nat.}\ \frac{V_2}{V_1}$ a pro páru $Q_2 = ct_2 - t + A\,p_2\,v_2$ vypočteme, a od toho zevní tlak protivný odečteme, tedy se jeví poměr $\frac{Q_1}{Q}$ jinak. Tak ku příkladu u páry při napnutí z 10 na $0{\cdot}1$ atmosfér, kdež rozdíl teploty $183{\cdot}9^0$ ve vodě oprotiv $46{\cdot}5^0$ v hustiči (V v kub. metr. a p v atmosf. po 10334 kgr.) a $Q = 661.14 - Apv$, shledáváme, že $Q_1 = 183{\cdot}9 - 46{\cdot}5 + 46{\cdot}14 - 35{\cdot}13 = 148{\cdot}41$ a tudíž $\frac{Q_1}{Q} = \frac{148{\cdot}4}{615{\cdot}6} = 0{\cdot}243$, kdežto při napnutí vzduchu za stejného rozdílu teploty $Q_1 = 0{\cdot}2377\ (183{\cdot}9 - 46.5) - 26{\cdot}95 = 5{\cdot}71$, tudíž $\frac{Q_1}{Q} = \frac{5{\cdot}71}{32{\cdot}66} = 0{\cdot}175$, z čehož následuje, že pára při napnutí tomto 24%, vzduch však pouze $17{\cdot}5\%$ teploty k práci spotřebuje; při napnutí ale 1 atmosféry proměnilo by se u páry $13{\cdot}3\%$ a při vzduchu pouze $7{\cdot}5\%$ jednotek tepla v práci, kdežto by museli jsme vzduch na 380^0 otepliti, aby 13% jednotek tepla v práci se proměnilo.

I jest tedy zjevno, že velikost práce závisí na napnutí.

Jelikož pak má přehřatá pára jednak vlastnosti páry, jednak plynů, tudíž řídí se dle zákonu Mariotte-Gay-Lussacova, a jelikož sice dvakrát tak velkou vnímavost tepla jako vzduch jeví, táž se ale sotva polovici vnímavosti tepla vody vyrovná, tedy následuje, že poměrně přemění voda větší množství tepla v práci než vzduch a nasycená pára vodní, t. j. že při menší spotřebě tepla docílí se stejných výsledků jako s nasycenými parami vodními.

Používaje zakonů o mechanické theorii tepla, sestavil Zeuner pro přehřaté páry vodní tyto formule:

$$T \times 0{\cdot}0049 - p^{1/4} \times 0{\cdot}1878 = vp_1 \text{ a}$$

$$(T - 38{\cdot}_1 \times p^{1/4})\ c_p + 476{\cdot}_1 = Q.$$

1 kgr. nasycené páry vodní vykazuje dle tabulek o napnutí ku př. při 4 atmosf. napnutí $t = 144^0$, $V = 0{\cdot}447$ kub. met. a $Q = 650{\cdot}_5$. Odloučíme-li tento kgr. páry od vody, a pak o sobě zahříváme, tedy se bude rozpínati a sice skoro dle zákona Mariotte Gay-Lusaccova. Zvýšíme-li tedy ku př. teplotu její o 56^0, t. j. je-li teplota její 200^0 (což jest vyšší teplota, než ona, jakouž má nasycená pára při více než 10 atmosf. napnutí), tedy objem její dle 1 formule rovnati se bude $0{\cdot}52$ kub. metr. a veškeré teplo její dle druhé formule $Q = (473 - 38{\cdot}1 \times 1.41)\ 0{\cdot}48 + 476{\cdot}1 = 677{\cdot}3$, i bude tedy jen o $29{\cdot}8$ větší, než teplota páry nasycené, ačkoliv teplota její skutečně o 56^0 zvýšena byla; jelikož pak $\frac{V}{V_1} = \frac{0{\cdot}447}{0{\cdot}52} = 0{\cdot}86$, tedy by pro $0{\cdot}447$ kub. m. přehřaté páry dostačilo $677{\cdot}3 \times 0{\cdot}86 = 582{\cdot}5$ jednotek tepla, z čehož následuje úspora 10 procentová.

Výsledek práce přeměněné z tepla, jsouli páry nasyceny, když se napnutí 1 kgr. par těchto arci pracujících zmenšuje, objejevuje se vypočtěn dle zákonův mechanické theorie tepla jinak, než kdyby jsme počítali dle zákona Mariotte-Lussacova. Ku př.

Při zmenšování napnutí

z 2 na 1 atmosf. obnáší dle zák. Mariotteova	$11402{\cdot}_0$,	dle této theorie	$10960{\cdot}_4$
„ 3 „ 1 „ „ „ „	$18702{\cdot}_7$,	„ „ „	$18092{\cdot}_1$
„ 4 „ 1 „ „ „ „	$24071{\cdot}_0$,	„ „ „	$23415{\cdot}_0$
„ 5 „ 1 „ „ „ „	$28310{\cdot}_8$,	„ „ „	$27772{\cdot}_0$
„ 6 „ 1 „ „ „ „	$31862{\cdot}_7$,	„ „ „	$31503{\cdot}_0$

Pozorujíce vzduch vůbec, který vždy a při každé teplotě vodu v páry proměněnou pohlcuje, a sice při teplotě vyšší více než při nižší, shledáváme, jak velké množství tepla zde bylo v práci přeměněno. Arci že práce vykonaná jest více prací vnitřní, t. j. k účelu tvoření se páry, a práce zevní že jest nepatrná, jelikož i tlak protivný jest poměrně nepatrný, avšak hlavně dlužno míti zde na zřeteli značnost proměn při střídání se vyšší a nižší teploty vzduchu, při čemž zároveň i tlak, i množství par pohlcených, i hutnosť, i objem jeho se mění. Poněvadž pak změna tato zároveň týká se i všeho, což organické (nechť rostlinné, nechť živočišné), jelikož živá síla hlavní jest podmínkou života organického, **tedy jest život organický teplo v práci přeměněné.**

Pohyb molekulární, jenž teplem slove, jest totožný s pohybem molekulárním, jenž světlem slove, a vykládá se co vlnění étheru, i možno pokládati světlo za výsledek vyššího, rychleji vlnícího se tepla; tento pohyb molekulární souvisí i s oným, jenž co elektřina se objevuje, jelikož proud elektrický část živé síly své v teplo a opačně i teplo část živé síly v elektřinu přeměňuje. Konečně i stejný úkaz objevuje se u chemických pochodů; nemožno ť si jakýkoliv pochod chemický mysliti bez jakés absolutní teploty, a na okolnostech pak záleží, zda-li teplo chemickým pochodem aneb opáčně tento oným povstává.

Nejdůležitější úkaz vyvinování se tepla jest shoření, při čemž vždy aspoň jeden z prvků H, C, N neb P musí přijíti ve styk s O. Některé výsledky výskumů, mnoho-li při shoření jednotlivých látek vyvinuje se jednotek tepla, a mnoho-li kyslíku při tom se spotřebuje, jsou tyto:

1 kgr. vodíku při spotřebě 430 gr. kyslíku vyvinuje 34000 jednotek tepla.

Sloučeniny uhlíku s vodíkem při spotřebě 300 gr. kyslíku:

1 kgr. plynu bahnatého	13000	jedn. tepla
1 „ éthylu	11000	„ „
1 „ olejů vůbec	10000	„ „
1 „ čistého uhlíku	9000	„ „

Při spotřebě 250—270 gr. kyslíku vyvinuje se:

1 kgr. uhlí dřevěného	8000	jedn. tepla
1 „ anthracitu	7500	„ „
1 „ uhlí kamenného	6560	„ „
1 „ „ hnědého	5000	„ „
1 „ rašeliny	4000	„ „
1 „ dříví . . . . ,	3000	„ „

Podlé toho vyvinují uhlovodíky zde uvedené průměrně 7000 jedn. tepla; což jest tolik jako práce 3,000.000 metr. kgr.

Značí-li G teplo, S bod tavení, a C vnímavost hmoty nějaké, tedy podíl $\frac{7000}{Q + CS}$ naznačuje přechod ze skupenství jednoho v druhé.

Podlé toho můžeme s 1 kgr. těchto uhlovodíků ve spojení s 2·70 gr. kyslíku průměrně

$88 \cdot_{6}$	kgr.	vody	teploty	0^{0}	z	tolikéž	ledu	teploty	0^{0}
$10 \cdot_{93}$	„	páry	„	100^{0}	„	„	vody	„	0^{0}
$9 \cdot_{72}$	„	„	„	100^{0}	„	„	ledu	„	0^{0}
$6 \cdot_{73}$	„	„	„	640	„	„	„	„	0^{0}

$$\frac{7000}{79 + 640 + (640 + 0 \cdot_{5})}$$ vyvinouti.

V posledním případě můžeme s 1 kgr. uhlovodíku 1 kub. decim. ledu teploty 0^{0} v 1 kub. decim. páry teploty 640^{0} proměniti, při čemž budiž připomenuto, že pára tato má s ledem i stejnou váhu i stejnou hutnost, jelikož hutnost páry při 640^{0} rovná se hutnosti ledu.

Právě tak může 1 kgr. téhož uhlovodíku $31 \cdot_{8}$ kgr. železa roztaviti, jelikož jest 1600^{0} bod tavení, $0 \cdot_{11}$ vnímavost a 400^{0} skupenské teplo železa.

Uvedené zde případy nezakládají se snad na ideálných hodnotách, an jmenované uhlovodíky, shoří-li úplně, tolik jednotek tepla vyvinují; má-li se jich ale v praktickém životě k určitým účelům užíti, tož dlužno míti na zřeteli, že přístroje, jichž k tomu zapotřebí,

a) samy musí býti zahřáty,

b) teplo, jež byly pohltily, sálají i propouštějí,

c) více méně nejsou zcela správné, následkem čehož část tepla na zmar přichází, a jen zbytek k účelům samým slouží. Upotřebení shoření v jistém směru jest v poměru s rychlostí a úplností jeho, jakož i se správností přístrojů.

Pokud známo, děje se nejrychleji a nejúplněji shoření nitroglycerinu (dynamitu, C_{3} H_{3} N_{3} O_{3}), při čemž veškeré vyvinuté teplo ihned v práci se přeměňuje, odkudž také pochází znamenitý účinek výbuchu sloučeniny této.