

1. TEPELNÝ POHYB MIKROČÁSTIC

. Jednou z významných společných vlastností všech mikročástic je jejich **tepelný pohyb**. Tepelným pohybem mikročástic rozumíme jejich neuspořádaný pohyb. Tento pohyb souvisí s řadou vlastností makroskopických těles a je příčinou mnoha fyzikálních, chemických a biologických jevů, které na rozdíl od samotného tepelného pohybu mikročástic můžeme pozorovat prostřednictvím přístrojů nebo i na základě subjektivních poznatků. Tepelný pohyb mikročástic lze ovlivnit. Např. tepelný pohyb molekul a atomů lze zintenzivnit zahříváním a tlumit ochlazováním. Tepelný pohyb mikročástic patrně nelze zcela zastavit.

S rozvojem přírodovědného poznání se rozvinuly následující dva odlišné přístupy studia tepelného pohybu v makroskopických systémech:

- kinetická teorie a statistická fyzika - používají představy o molekulární resp. částicové struktuře látky a pomocí matematické statistiky a počtu pravděpodobnosti se hledají zákonitosti rovnovážných stavů. Nerovnovážnými stavy se zabývá fyzikální kinetika..
- termodynamika - se rovněž zabývá rovnovážnými a nerovnovážnými stavy makroskopických soustav avšak bez nějakého modelu např. molekulové struktury. Termodynamika formuluje zákony obecně platné, bez ohledu na vnitřní strukturu. Tento přístup bývá označován jako jevový - fenomenologický.

Oba přístupy se vzájemně doplňují. Základní pojmy z obou jste už poznali v kurzu středoškolské fyziky.

1.1. Kinetická teorie látek (KTL)

KTL vznikla na základě představy, že látky se skládají z mikročástic - molekul, které se neustále pohybují neuspořádaným tepelným pohybem.

Vytvořme si představu o vlastnostech souboru, který je tvořen objemem plynu za běžných podmínek. Jeho tlak je blízký tlaku atmosférickému, teplota kolem 300 K a objem přibližně 1m^3 .

Počet molekul v 1m^3	10^{25} ,
rozměr molekuly	10^{-10}m ,
střední rychlost molekul	$1 - 2 \cdot 10^3 \text{m.s}^{-1}$
střední volná dráha molekul	10^{-7}m ,
počet vzájemných srážek za 1 s	10^{10} ,
trvání srážek	10^{-13}s .

Z výčtu je vidět, že popis takového souboru molekul pomocí klasické fyziky, tj. pomocí Newtonových pohybových rovnic je zcela beznadějný. Soustava 10^{25} rovnic by platila jen 10^{-10} s a potom bychom ji museli opravit. Jedinou možnou cestou je použít pro popis metod pravděpodobnosti a statistiky.

K historicky nejstarším důkazům tepelného pohybu patří Brownův pohyb. Nejde sice o přímé pozorování tepelného pohybu molekul, ale o pohyb částic o velikosti asi $1\text{ }\mu\text{m}$. Takové částice jsou již natolik malé, že v interakcích molekul ze všech možných stran není rovnovážný stav a Brownova částice se pohybuje podle momentální výslednice interakcí molekul. Anglický botanik Brown (1773 – 1858) se domníval, že našel zdroj života, když pozoroval popsaný pohyb pylových zrníček. Později byl pokus opakován např. s částčkami popelu a výsledek byl stejný jako s pylovými zrnky.

Dalšími jevy svědčícími o existenci mikročásticové struktury látky jsou také difúze, osmóza a další jevy.

Připomeňme si některé pojmy a veličiny, které potřebujeme při popisu tepelných jevů:

Nuklid je druh atomů, které mají stejné protonové a nukleonové číslo (tj. stejný počet protonů a neutronů v jádře);

m_u - hmotnostní konstanta, jejíž hmotnost je rovna jedné dvanáctině klidové hmotnosti atomu nuklidu uhlíku $^{12}_6\text{C}$, $m_u = (1,66044 \pm 0,00008) \cdot 10^{-27} \text{ kg}$;

A_r - relativní atomová hmotnost udává poměr hmotnosti daného atomu m_a a jednotky m_u ,

$$A_r = \frac{m_a}{m_u};$$

M_r - relativní molekulová hmotnost je analogicky $M_r = \frac{m_m}{m_u}$, kde m_m je hmotnost molekuly;

n - látkové množství je určeno počtem molekul (nebo jiných částic) v uvažovaném objemu. Jednotkou nevolíme pouze jednu částici, ale počet molekul shodný s počtem atomů ve $0,012 \text{ kg}$ nuklidu $^{12}_6\text{C}$. Tato jednotka se nazývá *mol*. Často se užívá jednotka 10^3 krát větší, tj. *kmol*. Experimentálně určený počet molekul v jednom molu se nazývá Avogadrova konstanta N_A , její velikost je $N_A = 6,0221367 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$.

M_m - hmotnost 1 molu,

$$M_m = N_A \cdot m_m = N_A \cdot M_r \cdot m_u = M_r \cdot \frac{1}{12} \cdot m_C \cdot N_A = M_r \cdot \frac{0,012}{12} = M_r \cdot 10^{-3} \text{ kg} \cdot \text{mol}^{-1},$$

protože součin Avogadrovy konstanty N_A a hmotnosti jednoho atomu uhlíku m_C izotopu $^{12}_6\text{C}$ je roven podle definice hmotnosti 1 molu uhlíku $0,012 \text{ kg}$.

M_{km} - hmotnost 1 kilomolu, $M_{km} = M_r \text{ kg} \cdot \text{kmol}^{-1}$

Molární hmotnost látek složených z jednoatomových molekul je

$$M_m = A_r \cdot 10^{-3} \text{ kgmol}^{-1}$$

Máme-li m kilogramů látky jejíž molární hmotnost je M_m , jedná se o látkové množství

$$n = \frac{m}{M_m} \text{ molů.}$$

V dalším výkladu se zabýváme kinetickou teorií plynů, protože jednoduchá modelová představa plynu nazvaná ideálním plynem velmi dobře odpovídá vlastnostem skutečného plynu v širokých mezích charakteristických hodnot. Proto také výsledky kinetické teorie plynů v širokých mezích odpovídají chování reálných plynů.

1.2. Ideální plyn.

Model ideálního plynu:

- velký počet stejných molekul (mají stejnou hmotnost),
- neuspořádaný pohyb molekul (kvantitativně se dá vyjádřit jako nulová hodnota střední hodnoty vektoru rychlosti každé z molekul),
- molekuly se chovají jako ideálně pružné částice a řídí se Newtonovými zákony,
- mezi jednotlivými srážkami se molekuly pohybují rovnoměrně a přímočaře,
- molekuly na sebe nepůsobí na dálku, z čehož plyne, že celková mechanická energie každé z molekul je rovna její kinetické energii, potenciální energie odpovídající vzájemnému silovému působení molekul se zanedbává,
- součet kinetických energií všech molekul tvoří vnitřní energii ideálního plynu.

Zkoumejme takové stavy ideálního plynu, kdy v něm neprobíhají žádné makroskopické změny, tj. nemění se např. jeho teplota a tlak, plyn neproudí. Z hlediska mikroskopického však pohyb molekul probíhá. Takto se charakterizuje **rovnovážný stav**. Jeho zkoumání je jednodušší než stavu nerovnovážného.

Za experimentální fakt platný pro ideální plyn v rovnovážném stavu pokládejme stavovou rovnici v obecném tvaru

$$\frac{p.V}{T} = konst. ,$$

kde p je tlak ideálního plynu, V jeho objem a T jeho termodynamická teplota.

V případě, že látkové množství plynu je právě 1 mol , má stavová rovnice tvar

$$\frac{p.v_m}{T} = R , \quad (1.1)$$

kde v_m je objem 1 molu a R je univerzální plynová konstanta $R = 8,3143 \text{ JK}^{-1}\text{mol}^{-1}$.

Stavová rovnice pro n molů vznikne z (1.1), násobíme-li (1.1) n a uvážíme, že $v_m.n$ je objem n molů V . Pak

$$\frac{p.V}{T} = n.R$$

nebo

$$\frac{p.V}{T} = \frac{m}{M_m}.R$$

Kromě jiného budeme hledat souvislost mezi veličinami charakterizujícími pohyb molekul, jako jsou např. střední kvadratická rychlost v_s , střední kinetická energie molekuly w a veličinami, které umíme měřit, jako jsou tlak p , teplota T .

Zavedeme veličiny:

$$- \quad \text{střední kvadratická rychlost } v_s = \sqrt{\frac{\sum v_i^2}{n}} , \quad (1.2)$$

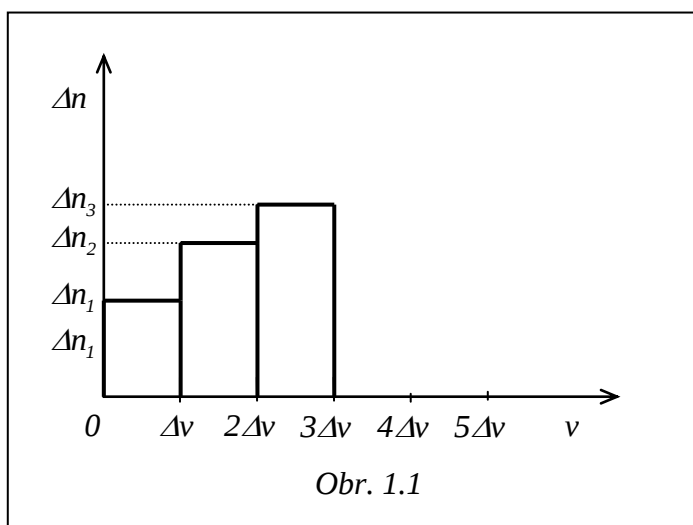
kde v_i je rychlost každé z n molekul. Vztah pro střední kvadratickou rychlost dostaneme z podmínky, že součet kinetických energií všech n molekul je roven n násobné

střední kinetické energii jedné molekuly, tj. $\sum_{i=1}^n \frac{1}{2}.m.v_i^2 = n.\frac{1}{2}.m.v_s^2$

$$- \quad \text{střední kinetická energie molekuly } w = \frac{1}{2}.m.v_s^2 , \quad (1.3)$$

$$- \quad \text{funkce rozdělení rychlostí molekul } \eta(v) . \quad (1.3a)$$

Předpokládejme, že pozorujeme (soubor molekul) plyn chovající se jako ideální plyn v objemu několika m^3 , plyn je v rovnovážném stavu. Za normálního tlaku a teplot kolem $20^\circ C$ obsahuje takový soubor kolem 10^{25} molekul. Dá se říci něco o veličinách charakterizujících pohybový stav těchto molekul, např. o rychlosti, hybnosti, energii? Určitě není možné individuálně charakterizovat stav každé z 10^{25} molekul. Uvedené veličiny můžeme považovat za spojitě náhodně proměnné. Pokusíme se definovat funkci, která by umožňovala statistické hodnocení rychlostí, hybností a energie molekul a tímto způsobem popisovala pohybové stavy molekul. Uvažujme nejdřív o rychlostech molekul v . Definujme funkci, která se v teorii



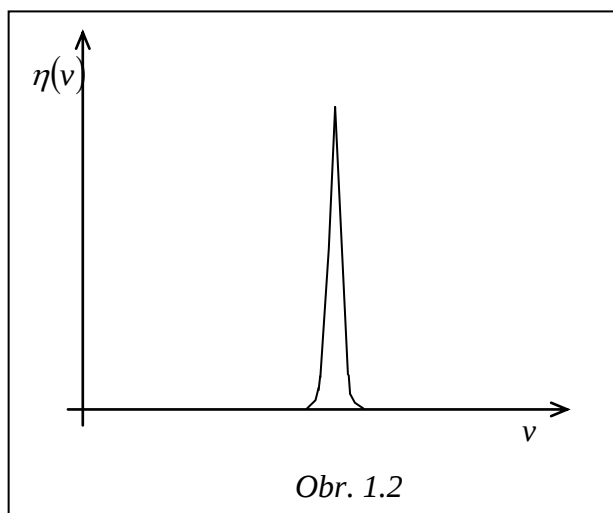
pravděpodobnosti nazývá hustotou pravděpodobnosti jisté spojitě proměnné náhodné veličiny, v našem případě rychlosti molekul.

Provedeme myšlenkový pokus, který by ve skutečnosti byl nesmírně obtížně proveditelný. Mějme n molekul a předpokládejme, že známe rychlost každé molekuly. Dále provedeme třídění molekul podle jejich rychlostí a

výsledky zaneseme do grafu. Osu rychlosti molekul rozdělíme např. na ekvidistantní intervaly Δv (viz obr. 1.1), na osu y vynášíme počty molekul, které mají rychlosti v intervalu od v do $v + \Delta v$.

Poměr $\frac{\Delta n_1}{n}$ má význam pravděpodobnosti, že náhodně vybraná molekula má rychlost v intervalu $\Delta v \in \langle 0, v_1 \rangle$, a analogicky $\frac{\Delta n_2}{n}$ je pravděpodobnost, že náhodně vybraná molekula má rychlost v intervalu $\Delta v \in \langle v_1, v_2 \rangle$, obecně $\frac{\Delta n_i}{n}$ je pravděpodobnost, že náhodně vybraná molekula má rychlost v intervalu $\Delta v_i \in \langle v_{i-1}, v_i \rangle$.

Je zřejmé, že velikost pravděpodobnosti bude záviset na zvolené šířce intervalu rychlosti Δv_i a také na pohybovém stavu molekul.



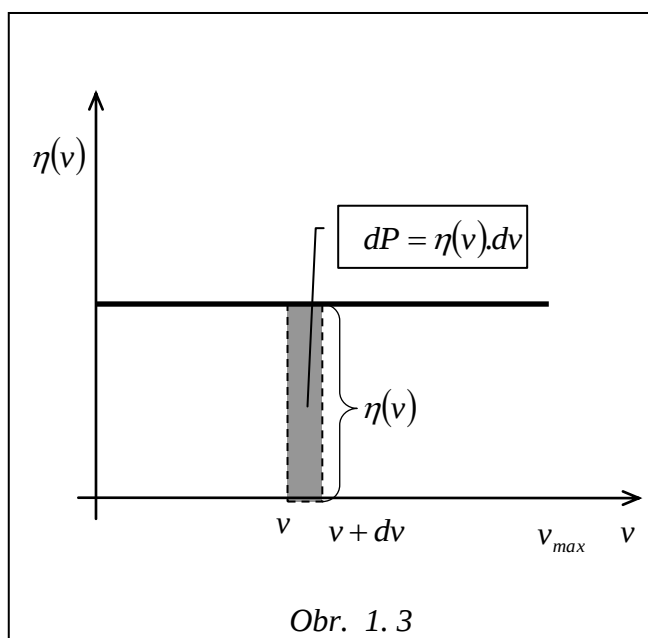
Dělme dílčí pravděpodobnosti $\frac{\Delta n_i}{n}$ šířkou interva-

lu Δv_i , tj. $\frac{\frac{\Delta n_i}{n}}{\Delta v_i}$. Zjemníme co nejvíce interval Δv_i (a tím také Δn_i), což matematicky vyjádříme vý-

$$\text{razem } \lim_{\Delta v \rightarrow 0} \frac{\frac{\Delta n_i}{n}}{\Delta v_i}.$$

Uvedený limitní výraz je možno psát $\eta(v) = \frac{dn}{n} \cdot \frac{1}{dv}$

a nazveme jej hustotou pravděpodobnosti rozdělení rychlosti. Funkce $\eta(v)$ má význam prav-



děpodobnosti, tj. od v do $(v+1) \text{ m.s}^{-1}$ (výrok platí za předpokladu, že funkce $\eta(v)$ je v celém jednotkovém intervalu konstantní). Ve fyzice se často nazývá jen funkce rozdělení rychlosti.

Pro lepší porozumění si nakreslíme několik průběhů funkce rozdělení rychlosti jistých částic.

Na obr. 1.2 je funkce rozdělení rychlosti odpovídající případu, kdy všechny částice mají téměř stejnou rychlost. Mohlo by se jednat např. o výstup urychlovače nabitých částic.

Na obr. 1.3 je rozdělovací funkce pro částice nabývající se stejnou pravděpodobností rychlosti z intervalu $(0, v_{\max})$.

Součin $\eta(v).dv = dP$ má význam pravděpodobnosti, že náhodně vybraná částice má rychlost v inter- valu $(v, v+dv)$.

Výraz $\int_{v_1}^{v_2} \eta(v).dv = \Delta P$ má význam pravděpodobnosti, že náhodně vybraná částice má

rychlost z inter- valu (v_1, v_2) . Konečně $\int_0^{\infty} \eta(v).dv = 1$, což znamená, že každá částice má něja-

kou rychlost. Známe-li hustotu pravděpodobnosti nějaké spojité náhodně proměnné veličiny, můžeme s její pomocí počítat střední hodnotu libovolné mocniny této veličiny.

$$\bar{v} = \int v \cdot \eta(v) \cdot dv - \text{střední hodnota první mocniny } v, \quad (1.4)$$

$$v_s = \sqrt{\int v^2 \cdot \eta(v) \cdot dv} - \text{odmocnina ze střední hodnoty kvadrátu } v, \quad (1.5)$$

Tuto veličinu jsme nazvali střední kvadratickou rychlostí (viz vztah 1.2).

J. Maxwell odvodil funkci rozdělení rychlostí molekul, které jsou v rovnovážném stavu. Graficky znázorněné je toto rozdělení na obr. 1. 4. pro dvě teploty T_1, T_2 (zvolili jsme $T_1 < T_2$). Analyticky je vyjádřena rozdělovací funkce výrazem (1.6)

$$\eta(v) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{m}{2kT} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} v^2, \quad (1.6)$$

kde význam veličin je následující

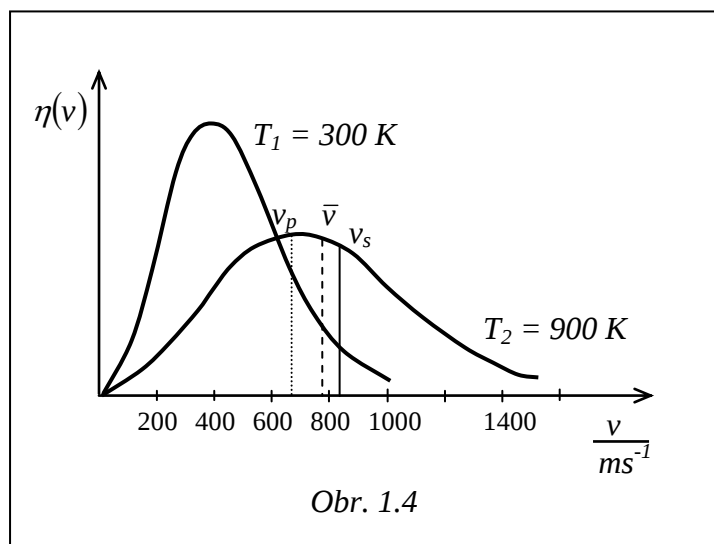
$\eta(v)$ - rozdělovací funkce rychlosti molekul

m - hmotnost molekuly uvažovaného plynu

k - Boltzmannova konstanta $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$

v - rychlost uvažované molekuly

T - termodynamická teplota



Obr. 1.4

Pozn.: Boltzmannova konstanta k , univerzální plynová konstanta R a Avogadrova konstanta N_A mezi sebou mají vztah $k = \frac{R}{N_A}$.

Maxwellovu rozdělovací funkci lze odvodit několika způsoby. Jeden z nich naznačíme dále (viz kapitola 2 část 2.6).

1.3. Některé důsledky plynoucí z Maxwellovy rozdělovací funkce.

1. Výpočet nejpravděpodobnější rychlosti.

Jde o výpočet rychlosti, které odpovídá maximum funkce (1.6)

$$\frac{d\eta(v)}{dv} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{m}{2kT} \right)^{\frac{3}{2}} \left(-\frac{2mv}{2kT} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} v^2 + 2v e^{-\frac{mv^2}{2kT}} \right) = 0$$

a odtud

$$v_n = \sqrt{\frac{2kT}{m}} \quad (1.7)$$

2. Výpočet střední kvadratické rychlosti v_s .

Výpočet se provede pomocí vzorce (1.5)

$$v_s = \sqrt{\int v^2 \cdot \eta(v) \cdot dv} = \sqrt{\int_0^\infty v^2 \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{m}{2kT} \right)^{\frac{3}{2}} v^2 e^{-\frac{mv^2}{2kT}} dv} = \sqrt{\frac{3kT}{m}} \quad (1.8)$$

Jak výraz pro nejpravděpodobnější rychlost molekul, tak vztah pro střední kvadratickou rychlost ukazuje souvislost mezi měřitelnou veličinou jakou je teplota T a mírami pohybového stavu molekul v_s a v_n .

3. Výpočet střední kinetické energie postupného pohybu molekuly.

Do vztahu (1.3) dosadíme (1.8)

$$w = \frac{1}{2} \cdot m \cdot v_s^2 = \frac{3}{2} \cdot k \cdot T \quad (1.9)$$

Vztah (1.9) opět uvádí do souvislosti teplotu T a charakteristiku pohybového stavu molekul, tj. w .

Tento vztah můžeme považovat za definici teploty ideálního plynu. Použitelnost takové definice je však omezená. Měření střední kinetické energie molekul plynu, který má v určitém intervalu identické vlastnosti jako ideální plyn, je obtížné. Pro praktické určování teplot se vztahu (1.9) nepoužívá.

4. Souvislost tlaku plynu a střední kvadratické rychlosti.

Ze stavové rovnice pro ideální plyn vyjádříme tlak $p = \frac{n \cdot R \cdot T}{V}$ a z výrazu (1.8) dosadíme

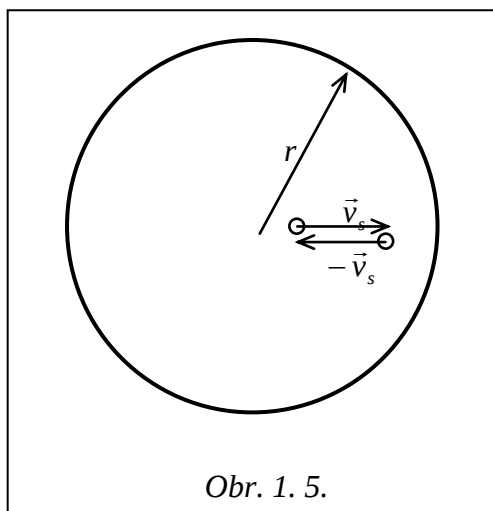
za teplotu $T = \frac{v_s^2 \cdot m}{3 \cdot k}$. Pak $p = \frac{1}{3} \cdot \frac{n \cdot R}{V} \cdot \frac{v_s^2 \cdot m}{k}$ a protože podle vztahu (1.6) $k = \frac{R}{N_A}$, mů-

žeme výraz pro tlak plynu dále upravit $p = \frac{1}{3} \cdot \frac{n \cdot N_A}{V} \cdot m \cdot v_s^2$. Zlomek $\frac{n \cdot N_A}{V}$ má význam počtu molekul v objemové jednotce n_0 , a proto obdržíme konečný výraz

$$p = \frac{1}{3} \cdot n_o \cdot m \cdot v_s^2 \quad (1.10)$$

Vztah (1.10) můžeme také upravit na tvar

$$p = \frac{2}{3} n_o w \quad (1.11)$$



Obr. 1. 5.

Z obou variant plyne, že tlak plynu závisí na pohybovém stavu molekul charakterizovaném střední kvadratickou rychlostí molekul nebo střední kinetickou energií molekul.

Pozn.: Vztahy (1.10) a (1.11) je možno odvodit i jinak než z Maxwellova rozdělení rychlostí. Stačí využít předpokladu modelu ideálního plynu (viz odst.1.2.), že pohyb molekul se řídí Newtonovými pohybovými zákony.

Vytvořme jednoduchou modelovou představu, že ve sférické nádobě se v radiálním směru (tj přes střed) pohybuje n molekul střední kvadratickou rychlostí v_s (obr. 1. 5.). Všechny směry pohybu jsou stejně zastoupeny. Molekuly se odrážejí od protějších stěn a předávají jim silové impulsy. Dopadá-li molekula rychlostí v_s na stěnu, odráží se rychlostí $-v_s$. Označme průměrnou sílu, kterou působí stěna na molekulu mezi dvěma po sobě následujícími srážkami f' a časový

interval mezi dvěma srážkami $\Delta t = \frac{2r}{v_s}$. Podle I. impulsové věty platí :

$f' \cdot \Delta t = -mv_s - (mv_s) = -2mv_s$. Celková síla na stěnu sférické nádoby je $F = n \cdot f'$ a tlak

$p = \frac{F}{S} = \frac{nf'}{S} = \frac{2nmv_s^2}{2.4 \cdot \pi \cdot r^3} = \frac{1}{3} n_o m v_s^2$, což jsme chtěli vypočítat. Při výpočtu jsme dále použili III. Newtonova zákona, podle něhož průměrná síla f , kterou molekula působí na stěnu, je $f = -f'$ a počet molekul

v objemové jednotce $n_o = \frac{n}{\frac{4}{3} \pi r^3}$.

5. Odvození Daltonova zákona tlaku ve směsi plynů.

Daltonův zákon umožňuje výpočet tlak směsi plynů. Můžeme jej formulovat tak, že tlak ve směsi plynů je roven součtu parciálních tlaků jednotlivých složek směsi. Je-li směs molekul v objemu V tvořena molekulami plynů např. A, B, C a dále, obsahuje-li objemová

jednotka celkem $n_o = n_{oA} + n_{oB} + n_{oC}$ molekul, pak parciální tlak např. složky A lze napsat jako $p_A = \frac{2}{3} n_{oA} w$. Analogicky vyjádříme tlaky ostatních složek.

Daltonův zákon plyne bezprostředně z následující úvahy. Ze zkušenosti víme, že smícháme-li několik látek rozdílných teplot, teplota směsi v rovnovážném stavu je po určité době stejná v celém objemu. Uvedený poznatek platí i pro plyny. Odtud je možno pomocí vztahu (1.9) usoudit, že v rovnovážném stavu mají molekuly všech složek směsi stejnou střední kinetickou energii w . Pak celkový tlak lze psát

$$p = \frac{2}{3} n_o w = \frac{2}{3} (n_{oA} + n_{oB} + n_{oC}) w = \frac{2}{3} n_{oA} w + \frac{2}{3} n_{oB} w + \frac{2}{3} n_{oC} w.$$

Na pravé straně výše uvedeného výrazu pro celkový tlak je součet parciálních tlaků složek A, B, C .

6. Výpočet molární tepelné kapacity ideálního plynu.

Hledejme takový výsledek kinetické teorie, který je možno experimentálně ověřit. Takových výsledků lze najít několik. Známa je např. veličina molární tepelná kapacita ideálního plynu při konstantním objemu C_V .

Molární tepelnou kapacitu při konstantním objemu definujeme $C_V = \frac{dQ}{dT} \cdot \frac{1}{n}$, kde dQ je teplo dodané při konstantním objemu n molům ideálního plynu, následkem čehož se teplota plynu zvýší o dT . Poněvadž při konstantním objemu plyn nekoná práci, veškeré dodané teplo jde na přírůstek vnitřní energie ideálního plynu a $C_V = \frac{dU}{dT} \cdot \frac{1}{n}$, $[C_V] = J \cdot K^{-1} \cdot mol^{-1}$. Tento poznatek vyplývá z 1. termodynamického zákona uvedeného v kap. 3.

Molární tepelná kapacita C_V souvisí s měrnou tepelnou kapacitou $C_V = M_m \cdot c_V$.

Chceme-li vyjádřit molární tepelnou kapacitu, potřebujeme vnitřní energii plynu. Podle definice ideálního plynu (viz odst. 1.2) vnitřní energie ideálního plynu je rovna kinetické energii molekul. Vnitřní energie 1 molu ideálního plynu můžeme vyjádřit jako $U_o = N_A \cdot w$, kde N_A je počet molekul v 1 molu (Avogadrova konstanta), w střední kinetická energie 1 molekuly. V odst. 1.3 c) jsme vypočítali střední hodnotu kinetické energie postupného pohybu molekuly $w = \frac{3}{2} \cdot k \cdot T$. Postupný pohyb molekuly je možno ocenit třemi stupni volnosti, odpovídající třem souřadnicím rychlosti. Na jeden stupeň volnosti připadá kinetická energie

$w_1 = \frac{1}{2} \cdot k \cdot T$. Neuvažovali jsme však, že by molekula byla víceatomová a konala rotační pohyb.

Počet stupňů volnosti molekuly je možno určit jako počet nezávislých souřadnic potřebných k určení polohy molekuly. V případě jednoatomových molekul jde o tři souřadnice a tedy tři stupně volnosti $i = 3$. Dvouatomová molekula potřebuje k určení polohy 5 nezávislých souřadnic. Dvě molekuly vyžadují celkem 6 souřadnic. Považujeme-li vzdálenost mezi molekulami za známou, nahradí znalost jedné prostorové souřadnice, a počet nezávislých souřadnic potřebných k určení polohy dvouatomové molekuly a tedy počet stupňů volnosti dvouatomové molekuly je 5. Tři a více atomové molekuly se chovají jako tuhé těleso se šesti stupni volnosti.

Kinetická teorie předpokládá, že na každý stupeň volnosti připadá stejná kinetická energie, tj. $\frac{1}{2} \cdot k \cdot T$. Tento předpoklad není samozřejmý. Znamená např., že v případě dvou-

atomové molekuly je její střední kinetická energie $w = \frac{5}{2} \cdot k \cdot T$

Střední kinetická energie molekuly s i stupni volnosti je pak $w = i \cdot \frac{1}{2} \cdot k \cdot T$.

Vnitřní energii 1 molu dostaneme

$$U = N_A \cdot w = N_A \cdot i \cdot \frac{1}{2} \cdot k \cdot T = \frac{i}{2} \cdot R \cdot T, \quad (1.12)$$

kde $N_A \cdot k = R$ [viz pozn. u vztahu (1.6)]. Odtud obdržíme zajímavý výsledek, podle něhož molární tepelná kapacita $C_V = \frac{\partial V}{\partial T} = \frac{i}{2} \cdot R$ bez ohledu na to o jaký plyn se jedná (viz *Tabulka 1.1* , která byla převzata z [4]).

jednoatomové plyny	předpověď kinetické teorie	výsledky experimentu				
		He	Ne	Kr	Xe	Hg
C_V [Jmol ⁻¹ K ⁻¹]	12,47	12,60	12,56	12,56	12,56	12,48
dvouatomové plyny		H ₂	N ₂	O ₂	CO	vzduch
C_V [Jmol ⁻¹ K ⁻¹]	20,79	20,35	20,18	20,77	20,18	20,85
víceatomové plyny		CH ₄	CHCl ₃	C ₂ H ₆ O	H ₂ O	
C_V [Jmol ⁻¹ K ⁻¹]	24,94	27,26	63,64	79,13	27,72	

Tabulka 1.1: Porovnání předpovědi kinetické teorie a experimentu.

Je vidět, že experimentální a teoretické hodnoty většinou velmi dobře souhlasí. Příčiny nesouhlasu teoretické předpovědi C_V v případě víceatomových molekul spočívají ve větším počtu stupňů volnosti skutečných molekul, než plyne z jednoduchého modelu kinetické teorie. Pro molekuly s menším počtem atomů vzniká nesoulad teorie a experimentu v případě nízké a vysoké teploty. Při nízkých i vysokých teplotách se atomy v molekule pohybují jinak, než předpokládá jednoduchý model.

Ještě lepší výsledky molových tepelných kapacit platné v širších intervalech teplot přináší kvantová teorie. Další veličinou, kterou kinetická teorie předpovídá, porovnatelnou s experimentem je viskozita plynů. Také v jejím případě najdeme v širokých mezích shodu mezi teorií a experimentem.

Rovněž molové tepelné kapacity látek pevného skupenství předpovídá kinetická teorie v přijatelných mezích.

7. Tepelná vodivost

Metody kinetické teorie umožňují výpočet kvantitativních charakteristik tepelné vodivosti plynu. Když je plyn v horní části nádoby teplejší než plyn v dolní části, objeví se tepelný tok seshora dolů. Přenos tepla z teplejšího do chladnějšího plynu je difúzí molekul s větší energií směrem dolů a difúzí molekul s menší energií směrem nahoru. Abychom mohli spočítat tok tepelné energie, musíme znát energii přenášenou dolů se pohybujícími molekulami jednotkou plochy a energii přenášenou jednotkou plochy molekulami, které se pohybují nahoru.

Veličina tepelná vodivost κ je definována jako poměr rychlosti přenosu tepelné energie $\left(\frac{dQ}{dt}\right)$ jednotkou plochy a gradientu teploty $\left(\frac{dT}{dz}\right)$: $\frac{1}{S} \cdot \frac{dQ}{dt} = -\kappa \cdot \frac{dT}{dz}$, kde S je velikost plochy. Je možno ukázat, že tepelná vodivost plynu κ závisí na teplotě, ale nezávisí na hustotě plynu.

Kontrolní otázky k 1. kapitole:

1. Co je tepelný pohyb mikročástic (molekul, atomů apod.)?
2. Charakterizujte způsob, který používá kinetická teorie a statistická fyzika při studiu tepelného pohybu mikročástic!
3. Definujte látkové množství a jeho jednotku.
4. Definujte atomovou hmotnostní konstantu m_u .

5. Definujte relativní atomovou a molekulovou hmotnost.
6. Jaký je vztah mezi molární hmotností a relativní molekulovou hmotností?
7. Jak spolu souvisí látkové množství a molární hmotnost?
8. Definujte střední kvadratickou rychlost molekul.
9. Jak se vypočítá střední kinetická energie molekul a vnitřní energie a molekul?
10. Definujte funkci rozdělení rychlosti molekul $\eta(v)$.
11. Charakterizujte ideální plyn.
12. Napište stavovou rovnici ideálního plynu pro 1 mol a pro a molů.
13. Nakreslete přibližný průběh Maxwellovy rozdělovací funkce rychlosti molekul a vysvětlete jeho fyzikální význam.
14. Jaký fyzikální význam má vztah $\int_{v_1}^{v_2} \eta(v) \cdot dv$, kde $\eta(v)$ je Maxwellova rozdělovací funkce?
15. Jak se vypočítá nejpravděpodobnější rychlost molekul ideálního plynu pomocí Maxwellovy rozdělovací funkce?
16. Jak se vypočítá střední kvadratická rychlost molekul ideálního plynu pomocí Maxwellovy rozdělovací funkce?
17. Jak se vypočítá střední kinetická energie postupného pohybu molekuly ideálního plynu?
18. Jak spolu souvisí teplota ideálního plynu a střední kvadratická rychlost molekul?
19. Jaké vztahy platí pro tlak ideálního plynu, střední kvadratickou rychlost molekul ideálního plynu a střední kinetickou energii postupného pohybu molekul ideálního plynu?
20. Stručně popište, jak se odvodí vztah mezi tlakem plynu a střední kvadratickou rychlostí jeho molekul.
21. Formulujte Daltonův zákon pro tlak směsi plynů.
22. Co je to parciální tlak ve směsi plynů?
23. Jak se určí počet stupňů volnosti molekuly plynu?
24. Definujte molární tepelnou kapacitu plynu při konstantním objemu.
25. Definujte měrnou tepelnou kapacitu plynu při konstantním objemu a uveďte, jak souvisí s molární tepelnou kapacitou plynu při konstantním objemu.
26. Jak se rozděluje kinetická energie molekuly na její stupně volnosti?
27. Jak se vypočítá vnitřní energie n molekul, má-li každá molekula i stupňů volnosti?
28. Vypočítejte molární tepelnou kapacitu jedno- a dvouatomového plynu.