

Meno a priezvisko:

Škola:

Škola pre mimoriadne nadané deti a Gymnázium

Školský rok/blok:

Predmet:

Fyzika

Trieda:

Dátum:

Teória

1 Molekulová fyzika a termodynamika

Štruktúra a vlastnosti plynov

2.1 Úvod - relatívna atómová hmotnosť, látkové množstvo, ...

Relatívna atómová hmotnosť A_r je definovaná: $A_r = \frac{m_a}{m_u}$ kde m_a je pokojová hmotnosť atómu a m_u

atómová hmotnostná konštanta. Atómová hmotnostná konštanta je hmotnosť $\frac{1}{12}$ **atómu uhlíka** $^{12}_6\text{C}$:

$m_u = 1,66053 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$. V tabuľkách sú uvádzané stredné hodnoty A_r , pretože prvky sa v prírode vyskytujú vo forme zmesi izotopov.

Relatívna molekulová hmotnosť M_r sa definuje analogicky: $M_r = \frac{m_m}{m_u}$, kde m_m je pokojová hmotnosť

molekuly (označujeme aj m_0). Z definície relatívnej molekulovej hmotnosti vyplýva, že sa rovná súčtu relatívnych atómových hmotností atómov, ktoré tvoria molekulu.

Vďaka časticovej štruktúre látok bola definovaná fyzikálna veličina látkové množstvo n chemicky rovnorodej látky. Jej jednotkou je **mól**, ktorý patrí medzi základné jednotky sústavy SI. V nuklide uhlíka $^{12}_6\text{C}$ s hmotnosťou $12g$ je približne $6,02 \cdot 10^{23}$ atómov. Rovnaký počet bližšie neurčených častíc je obsiahnutý v ľubovoľnej chemicky rovnorodej látke ľubovoľného skupenstva s látkovým množstvom 1 mol . Experimentálne bola určená hodnota fyzikálnej konštanty $N_A = 6,023 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$, ktorá sa nazýva **Avogadrova konštanta**. Ak je v telese z homogénnej látky N častíc, tak **látkové množstvo** n definujeme

vzťahom $n = \frac{N}{N_A}$.

Molárnu hmotnosť M_m definujeme vzťahom $M_m = \frac{m}{n}$, kde m je hmotnosť telesa z chemicky rovnorodej látky a n zodpovedajúce látkové množstvo. $[M_m] = \text{kg} \cdot \text{mol}^{-1}$. **Molárnu hmotnosť** je možné tiež určiť takto: $M_m = M_r \cdot 10^{-3} \text{ kg} \cdot \text{mol}^{-1}$.

Molárny objem V_m telesa z chemicky rovnorodej látky za daného tlaku a teploty definujeme vzťahom

$V_m = \frac{V}{n}$, kde V je objem telesa a n zodpovedajúce látkové množstvo. $[V_m] = \text{m}^3 \cdot \text{mol}^{-1}$.

2.2 Ideálny plyn

Pri odvodzovaní zákonov platných pre plynné skupenstvo, je vhodné reálny plyn nahradiť zjednodušeným modelom (idealizáciou) – **ideálnym plynom**. Ideálny plyn má tieto vlastnosti:

1. **Rozmery molekúl** sú pri porovnaní so strednou vzdialenosťou molekúl od seba zanedbateľne malé.
2. **Molekuly** ideálneho plynu na seba navzájom **nepôsobia silami** (okrem okamihu vzájomnej zrážky).
3. **Vzájomné zrážky** molekúl ideálneho plynu a zrážky týchto molekúl so stenami nádoby sú dokonale pružné.
4. **Ďalšie vlastnosti ideálneho plynu:**
 - A. **dokonalá stlačiteľnosť** (molekuly sú od seba ďaleko, neodpuďujú sa a ich vlastná veľkosť sa neprejavuje),
 - B. **schopnosť vyplňať priestor** (molekuly sa nepriťahujú $\rightarrow$ voľne sa pohybujú po celej nádobe, každé miesto, ktoré im vytvoríme sa ihneď vyplní),
 - C. **dokonalá tekutosť** (molekuly sa nepriťahujú $\rightarrow$ preto sa navzájom nebrzdia).

V ľubovoľnom okamihu sa väčšina molekúl ideálneho plynu pohybuje voľne - rovnomerným priamočiarym pohybom, pretože doba trvania zrážky dvoch molekúl je oveľa menšia ako stredná doba voľného pohybu molekúl.

Vzhľadom na to, že molekuly ideálneho plynu na seba vzájomne nepôsobia silami, je potenciálna energia sústavy molekúl ideálneho plynu nulová. Vnútorňá energia ideálneho plynu je daná len celkovou kinetickou energiou (posuvného, kmitavého a rotačného pohybu).

Pri dostatočne veľkých teplotách a nízkych tlakoch sa skutočné plyny svojimi vlastnosťami približujú modelu ideálneho plynu. Toto priblíženie je splnené už pri podmienkach len málo odlišných od tzv. normálnych podmienok ($t = 0^\circ \text{C}$; $p = 1,01325 \cdot 10^5 \text{ Pa}$).

2.3 Stredná kvadratická rýchlosť

Okamžitá rýchlosť molekuly pohybujúcej sa neusporiadaným posuvným pohybom je náhodná a stále sa meníaca veličina, ktorá nám o správaní plynu neposkytne viac informácií. Preto sa používajú štatistické veličiny.

Predpokladajme, že plyn uzatvorený v nádobe obsahuje N molekúl s rovnakou hmotnosťou m_0 . Z tohoto množstva má v dôsledku neusporiadaného pohybu ΔN_i molekúl veľkosť rýchlosti v intervale $\langle v_i; v_i + \Delta v \rangle$.

Celková kinetická energia molekúl konajúcich neusporiadaný posuvný pohyb je: $E_k = \frac{1}{2} m_0 \sum_{i=1}^n (\Delta N_i v_i^2)$.

Teraz je možné si predstaviť, že všetky sa molekuly daného plynu pohybujú rovnako veľkou rýchlosťou v_k , ktorú volíme tak, aby celková kinetická energia E_k zostala nezmenená.

Rýchlosť v_k sa nazýva stredná kvadratická rýchlosť a je to štatistická veličina.

Z uvedenej definície vyplýva: $N \frac{1}{2} m_0 v_k^2 = \frac{1}{2} m_0 \sum_{i=1}^n (\Delta N_i v_i^2)$, odkiaľ dostávame $v_k^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^n (\Delta N_i v_i^2)$, kde

$N = \sum_{i=1}^n \Delta N_i$. **Druhá mocnina strednej kvadratickej rýchlosti je rovná súčtu druhých mocnín rýchlostí**

všetkých molekúl delených celkovým počtom molekúl (a teda rovná aritmetickému priemeru druhých mocnín rýchlostí všetkých molekúl).

Stredná kvadratická rýchlosť molekúl je taká rýchlosť, ktorou sa pohybujú všetky molekuly daného ideálneho plynu. Jej hodnota je určená tak, že celková kinetická energia molekúl plynu vypočítaná pomocou tejto rýchlosti je rovnaká ako súčet kinetických energií všetkých molekúl, ktoré sa pohybujú rôznymi rýchlosťami.

$$v_k = \sqrt{\frac{3kT}{m_0}} = \sqrt{\frac{3 \cdot k \cdot N_A \cdot T}{M_m}} = \sqrt{\frac{3 \cdot R_m \cdot T}{M_m}}$$

Okrem strednej kvadratickej rýchlosti je možné **súbor molekúl daného plynu charakterizovať** ďalšími význačnými veľkosťami rýchlostí: **najpravdepodobnejšou rýchlosťou v_p** a **strednou (priemernou) rýchlosťou $\bar{v}$** .

Najpravdepodobnejšou rýchlosťou v_p je veľkosť rýchlosti, pre ktorú nadobúda rozdelovacia funkcia

$P(v)$ svoje maximum. Veľkosť tejto rýchlosti je daná vzťahom $v_p = \sqrt{\frac{2 \cdot R \cdot T}{M_m}}$ kde

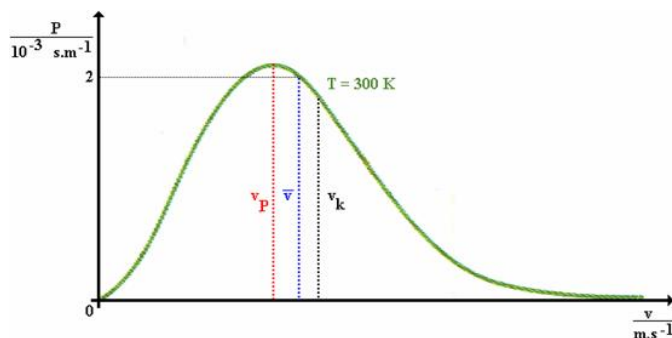
$R = N_A k = 8,31 \text{ J} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{mol}^{-1}$ je **molárna plynová konštanta** (tiež sa označuje ako R_m , $N_A = 6,023 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ je **Avogadrova konštanta**, $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$ je **Boltzmannova konštanta**)

T je **termodynamická teplota**

M_m je **molárna hmotnosť** $M_m = M_r \cdot 10^{-3} \text{ kg} \cdot \text{mol}^{-1}$ (M_r je **relatívna molekulová hmotnosť**)

Stredná rýchlosť (priemerná) je priemerom všetkých veľkostí rýchlostí, ktorými sa molekuly daného plynu pohybujú. Jej veľkosť je $\bar{v} = \sqrt{\frac{8.R.T}{\pi.M_m}}$.

Pre základnú predstavu a porovnanie veľkostí týchto rýchlostí sú všetky uvedené rýchlosti vyznačené na obrázku:



Pri teplote 300K dostávame výpočtom tieto hodnoty (napríklad pre kyslík O_2 s relatívnou atómovou hmotnosťou $A_r = 15,9994 \approx 16$; relatívnou molekulárnou hmotnosťou $M_r(\text{O}_2) = 2.A_r(\text{O}) = 2.16 = 32$; molárnou hmotnosťou $M_m(\text{O}_2) = 32.10^{-3}\text{kg}$ a hmotnosťou molekuly kyslíku $m_0 = 2.A_r.m_u = 15,9994.1,66053.10^{-27} = 2.2,657.10^{-26}\text{kg} = 5,314.10^{-26}\text{kg}$ - ak atómová hmotnostná konštanta je $m_u = 1,66053.10^{-27}\text{kg}$):

$$v_p = \sqrt{\frac{2.R.T}{M_m}} = \sqrt{\frac{2.8,31\text{J.K}^{-1}.\text{mol}^{-1}.300.\text{K}}{32.10^{-3}}} = 394,73\text{m.s}^{-1}$$

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8.R.T}{\pi.M_m}} = \sqrt{\frac{8.8,31\text{J.K}^{-1}.\text{mol}^{-1}.300.\text{K}}{\pi.32.10^{-3}}} = 445,40\text{m.s}^{-1}$$

$$v_k = \sqrt{\frac{3kT}{m_0}} = \sqrt{\frac{3.1,38.10^{-23}.300}{5,314.10^{-26}}} = 483,45\text{m.s}^{-1}$$

2.4 Teplota plynu z hľadiska molekulovej fyziky

S rastúcou teplotou sa zvyšuje veľkosť rýchlosti molekúl, zvyšuje sa teda aj stredná kvadratická rýchlosť a teda aj kinetická energia molekuly $E_0 = \frac{1}{2}m_0v_k^2$, ktorú má molekula v dôsledku svojho neusporiadaného

pohybu. Z teoretických úvah vyplýva, že táto energia závisí od teploty vzťahom $E_0 = \frac{3}{2}kT$, kde

$k = 1,38.10^{-23}\text{J.K}^{-1}$ je **Boltzmannova konštanta**. Z tohoto vzťahu je možné vyjadriť závislosť strednej kvadratickej rýchlosti od teploty:

$$v_k = \sqrt{\frac{3kT}{m_0}}$$

Molekuly dvoch ideálnych plynov s rovnakou teplotou majú rovnakú strednú kinetickú energiu vyplývajúcu z ich neusporiadaného posuvného pohybu. Stredné kvadratické rýchlosti molekúl týchto dvoch plynov sú rôzne v dôsledku rozdielných hmotností molekúl oboch plynov.

2.5 Tlak plynu z hľadiska molekulovej fyziky

Súčasné nárazy molekúl plynu na rovinnú stenu s plochou S sa prejavujú ako tlaková sila F plynu na stenu. Vzťah $p = \frac{F}{S}$ vyjadruje tlak plynu v danom okamihu. Molekuly sa ale pohybujú neusporiadane, neustále sa mení ich počet a rýchlosť nárazov na stenu. To spôsobuje, že ani tlak nie je konštantný, ale kolíše okolo určitej strednej hodnoty p_s - jedná sa o fluktuáciu tlaku.

Ak plyn obsahuje veľké množstvo molekúl, sú odchýlky skutočného tlaku p od jeho strednej hodnoty p_s malé, t.j. $p \doteq p_s$. Pre strednú hodnotu tlaku plynu v nádobe je možné odvodiť tzv. základnú rovnicu pre tlak plynu:

$$p = \frac{1}{3} N_v m_0 v_k^2 = \frac{1}{3} \cdot \frac{N}{V} \cdot m_0 v_k^2 = \frac{1}{3} \cdot \frac{N \cdot m_0}{V} \cdot v_k^2 = \frac{1}{3} \cdot \frac{m}{V} \cdot v_k^2 = \frac{1}{3} \cdot \rho \cdot v_k^2$$

kde N_v je hustota molekúl, m_0 hmotnosť (jednej) molekuly. Hustota molekúl je definovaná podielom počtu molekúl N v nádobe s objemom V : $N_v = \frac{N}{V}$; $[N] = m^{-3}$, m je celková hmotnosť plynu, ρ je jeho hustota.

2.6 Stavová rovnica ideálneho plynu

Plyn, ktorý je v rovnovážnom stave, je možné charakterizovať stavovými veličinami: termodynamickou teplotou T , tlakom p , objemom V a počtom molekúl N (resp. látkovým množstvom $n = \frac{N}{N_A}$ alebo hmotnosťou plynu $m = n \cdot M_m$). Rovnica, ktorá vyjadruje vzťah medzi týmito veličinami sa nazýva **stavová rovnica**.

Ak dosadíme do **základnej rovnice pre tlak** ideálneho plynu $p = \frac{1}{3} N_v m_0 v_k^2$ vzťah udávajúci druhú mocninu strednej kvadratickej rýchlosti molekúl $v_k^2 = \frac{3kT}{m_0}$, z $p = \frac{1}{3} N_v \cdot m_0 \cdot \frac{3kT}{m_0}$ a $N_v = \frac{N}{V}$ dostaneme **stavovú rovnicu ideálneho plynu** v tvare

$$p \cdot V = N \cdot k \cdot T$$

Ak budeme poznať látkové množstvo plynu $n = \frac{N}{N_A}$ a dosadíme $N = n \cdot N_A$, je možné napísať stavovú rovnicu v tvare:

$$p \cdot V = n \cdot N_A \cdot k \cdot T = n \cdot R \cdot T$$

kde $R = N_A k = 8,31 J \cdot K^{-1} \cdot mol^{-1}$ je **molárna plynová konštanta**. Poznámka: Pre označenie molárnej plynovej konštanty sa tiež používa symbol R_m .

Ak budeme poznať hmotnosť plynu m a zároveň jeho molárnu hmotnosť M_m , je možné za látkové množstvo dosadiť $n = \frac{m}{M_m}$ a stavovú rovnicu napísať v tvare:

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

Stavovú rovnicu pre ideálny plyn je možné použiť s veľkou presnosťou aj pre skutočné plyny. Rozdiely budú tým menšie, čím bude tlak plynu nižší a teplota vyššia (čím viac sa bude skutočný plyn blížiť svojimi vlastnosťami ideálnemu plynu).

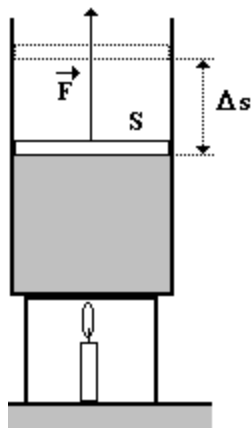
Ak napíšeme stavovú rovnicu pre dva rôzne stavy toho istého ideálneho plynu, dostaneme

$$p_1 \cdot V_1 = \frac{m}{M_m} R \cdot T_1 \quad \text{a} \quad p_2 \cdot V_2 = \frac{m}{M_m} R \cdot T_2$$

z čoho vyplýva

$$\frac{p_1 \cdot V_1}{T_1} = \frac{p_2 \cdot V_2}{T_2} \quad \text{a teda} \quad \frac{p \cdot V}{T} = \text{konšt.}$$

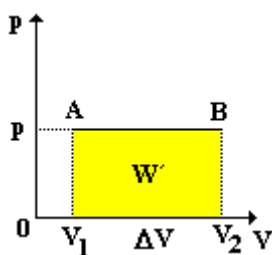
2.7 Práca vykonaná ideálnym plynom



Plyn uzavrený vo valcovej nádobe pôsobí na piest s obsahom S tlakovou silou s veľkosťou F a pri zväčšovaní objemu koná prácu $W' = F \cdot \Delta s$.

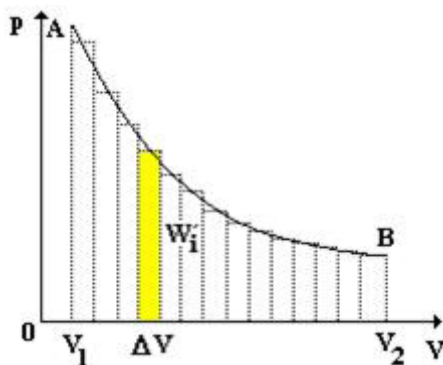
Ak je tlak plynu stály, je stála aj tlaková sila $\vec{F}$, ktorá má veľkosť $F = p \cdot S$. Ak sa posunie piest pod vplyvom tejto sily o Δs , vykoná plyn prácu $W' = F \cdot \Delta s = p \cdot S \cdot \Delta s = p \cdot S \cdot \Delta s = p \cdot \Delta V$, kde $\Delta V = V_2 - V_1$ je zmena objemu plynu. Práca vykonaná plynom pri stálom tlaku je teda rovná súčinu tohoto tlaku a prírastku objemu:

1. $\Delta V > 0$: plyn zväčšil svoj objem a práca vykonaná plynom je kladná,
2. $\Delta V < 0$: plyn znižuje svoj objem a práca vykonaná plynom je záporná, tj. prácu koná okolie.



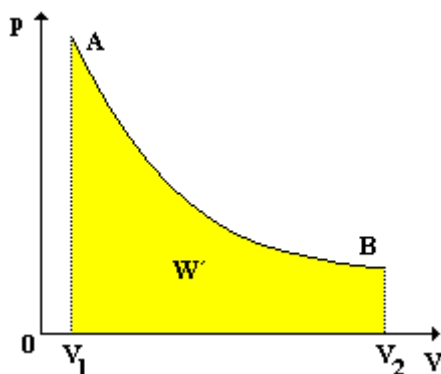
Prácu plynu znázorňujeme v **pV diagrame**, ktorý vyjadruje tlak plynu ako funkciu objemu. **Izobarický dej** je v tomto diagrame znázornený **izobarou** AB a prácu vykonanú plynom pri izobarickom deji, pri ktorom plyn prejde zo stavu A do stavu B , je možné znázorniť ako plochu obdĺžnika ležiaceho pod príslušnou izobarou AB . Z tohoto dôvodu sa tento diagram nazýva tiež **pracovný diagram**.

Ak koná plyn prácu pri meniacom sa tlaku (napríklad izochorický alebo adiabatický dej), nie je tlaková sila pôbiaca na piest stála. V tom prípade je možné predpokladať, že sa objem plynu postupne zväčšuje z počiatočnej hodnoty V_1 o tak malé prírastky objemu ΔV , že tlak plynu $p_1, p_2, \dots, p_n$ pri každej z týchto čiastkových zmien je možné považovať za stály.



Prácu vykonanú plynom pri tomto čiastočnom zväčšení objemu je možné vypočítať zo vzťahu $W' = p_i \cdot \Delta V$. Celkovú prácu vykonanú plynom pri zväčšení objemu z počiatočnej hodnoty V_1 na konečnú hodnotu V_2 je

rovná súčtu $W' = \sum_{i=1}^n p_i \cdot \Delta V$. Aj v tomto prípade je možné prácu vykonanú plynom znázorniť do pV diagramu.

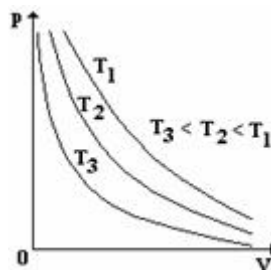


Práca vykonaná plynom pri zväčšení jeho objemu je v pV diagrame znázornená obsahom plochy, ktorá leží pod príslušným úsekom krivky $p = f(V)$.

2.8 Deje prebiehajúce s ideálnym plynom

2.8.1 Izotermický dej

Je dej, pri ktorom zostáva **teplota** plynu **konštantná** – plyn s danou hmotnosťou mení len svoj tlak a objem. Platí $T_1 = T_2$. Dostávame stavovú rovnicu v tvare $p_1 V_1 = p_2 V_2$ resp. $pV = \text{konšt.}$



Pri izotermickom deji s ideálnym plynom rovnakej hmotnosti je súčin tlaku a objemu plynu stály (Boyle-Mariottov zákon).

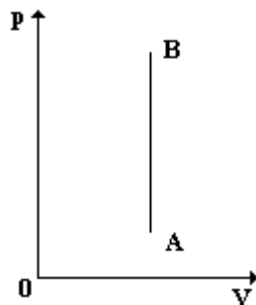
Graf, ktorý vyjadruje závislosť tlaku plynu stálej hmotnosti od objemu pri izotermickom deji sa nazýva **izoterma**.

Jedná sa o funkciu hyperboly, ktorej tvar je daný teplotou, pri ktorej dej prebieha.

Vzhľadom k tomu, že teplota je konštantná, je tiež konštantná stredná kinetická energia molekúl, ktoré konajú neusporiadaný tepelný pohyb. Z toho vyplýva, že vnútorná energia ideálneho plynu je konštantná, tj. $\Delta U = 0$. Prvý termodynamický zákon je možné napísať v tvare $Q_T = W'$: Teplo prijaté ideálnym plynom pri izotermickom deji sa rovná práci, ktorú plyn pri tomto deji vykoná.

2.8.2 Izochorický dej

Izochorický dej je dej, pri ktorom zostáva objem plynu stály. To znamená, že pri izochorickom zahrievaní plynu sa zvyšuje jeho tlak.



Pri izochorickom deji je $V_1 = V_2$ a stavovú rovnicu dostávame v tvare $\frac{p_1}{T_1} = \frac{p_2}{T_2}$, resp. $\frac{p}{T} = \text{konšt.}$: **Pri**

izochorickom deji s ideálnym plynom stálej hmotnosti je tlak plynu priamo úmerný jeho termodynamickej teplote (Charlesov zákon).

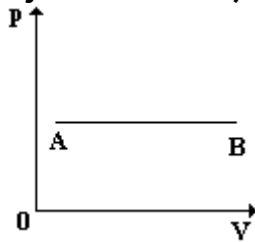
Graf znázorňujúci v pV diagrame izochorický dej sa nazýva **izochora**. Je to úsečka rovnobežná s osou p .

Pri zvýšení teploty plynu stálej hmotnosti m o ΔT prijme plyn teplo $Q_V = c_V \cdot m \cdot \Delta T$, kde c_V je merná tepelná kapacita plynu pri stálom objeme. Vzhľadom k tomu, že objem plynu je stály, plyn nekoná prácu (tj. $W' = 0$) a prvý termodynamický zákon je možné napísať v tvare $Q_V = \Delta U$: Teplo prijaté ideálnym plynom pri izochorickom deji sa rovná prírastku jeho vnútornej energie.

2.8.3 Izobarický dej

Izobarický dej je dej, pri ktorom je tlak plynu stály. Ak zahrievame plyn tak, že udržíme jeho tlak stály, zväčšuje sa objem plynu. Vzhľadom k tomu, že platí $p_1 = p_2$, dostávame stavovú rovnicu v tvare $\frac{V_1}{T_1} = \frac{V_2}{T_2}$,

resp. $\frac{V}{T} = \text{konšt.}$: **Pri izobarickom deji s ideálnym plynom rovnakej hmotnosti je objem plynu priamo úmerný jeho termodynamickej teplote (Gay-Lusacov zákon).**



Grafom, ktorý znázorňuje tento dej v pV diagrame, je **izobara**. Vzhľadom k tomu, že tlak plynu je stály, jedná sa o úsečku rovnobežnú s osou V .

Z pohľadu platnosti prvého termodynamického zákona je tento dej najkomplikovanejší. Žiadna z veličín vystupujúcich v prvom termodynamickom zákone nebude nulová. V prípade izochorického deja je nulová práca vykonaná ideálnym plynom, v prípade izotermického deja je nulová zmena vnútornej energie plynu v priebehu daného deja.

Ak zvýšime teplotu ideálneho plynu rovnakej hmotnosti pri stálom tlaku o ΔT , prijme plyn teplo $Q_p = c_p \cdot m \cdot \Delta T$, kde c_p je merná tepelná kapacita plynu pri stálom tlaku. Plyn pri tomto deji vykoná prácu W' a teda prvý termodynamický zákon môžeme písať v tvare $Q_p = \Delta U + W'$: Teplo prijaté ideálnym plynom pri izobarickom deji sa rovná súčtu prírastku jeho vnútornej energie a práce W' , ktorú plyn vykoná.

Ak porovnáme teplo prijaté rovnakým plynným telesom pri izobarickom a izochorickom deji (za rovnakých podmienok) zistíme, že $Q_p > Q_V$ a preto tiež $c_p > c_V$.

Porovnanie týchto dvoch tepiel vyplýva z matematického vyjadrenia prvého termodynamického zákona pre izobarický dej, pri ktorom sa teplo dodané ideálnemu plynu spotrebuje na zvýšenie jeho teploty (a teda sa zmení jeho vnútorná energia) a na prácu vykonanú plynom, a pre izochorický dej, pri ktorom plyn prácu nekoná a teda sa všetko teplo dodané plynu spotrebuje „len“ na zmenu vnútornej energie plynu. Ak oba deje prebiehajú ZA ROVNAKÝCH PODMIENOK, je jasné, že teplo, ktoré je nutné dodať ideálnemu plynu pri izobarickom deji, je väčšie (o prácu vykonanú ideálnym plynom) než teplo dodané (za rovnakých podmienok) plynu pri izochorickom deji.

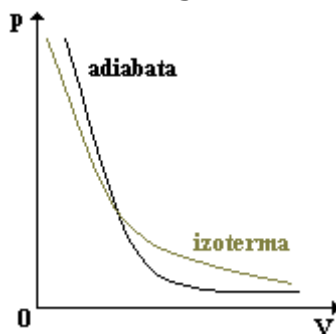
2.8.4 Adiabatický dej

Pri adiabatickom deji neprebíha tepelná výmena medzi plynom a okolím. Preto je $Q = 0$. Prvý termodynamický zákon môžeme napísať v tvare $\Delta U = -W' = W$. Pri adiabatickom stlačení plynu v nádobe sa pôsobením vonkajšej sily na piest koná práca, teplota plynu a jeho vnútorná energia sa zväčšuje. Pri adiabatickom rozpínaní koná plyn prácu, teplota plynu a jeho vnútorná energia sa znižuje.

Ak je piest v pokoji, veľkosť rýchlosti molekúl sa po odraze od stien nádoby nemení, a preto teplota plynu zostáva stála. Pri znižovaní objemu plynu posúvaním piestu, sa molekuly od neho odrážajú s väčšou rýchlosťou, čo má za následok nárast teploty plynu. Pri rozpínaní plynu je piest plynom z nádoby vytlačovaný a molekuly sa od neho odrážajú s menšou rýchlosťou. Tým sa znižuje teplota plynu a jeho vnútorná energia.

Pre adiabatický dej s ideálnym plynom stálej hmotnosti platí Poissinov zákon: $p.V^\kappa = \text{konšt.}$, kde $\kappa = \frac{c_p}{c_v}$ je Poissonova konštanta. Vzhľadom k tomu, že $c_p > c_v$, je $\kappa > 1$. Poissonova konštanta závisí od druhu plynu, ale približne platí:

1. Pre plyn s jednoatómovými molekulami je $\kappa \doteq \frac{5}{3}$,
2. Pre plyn s dvojatómovými molekulami je $\kappa \doteq \frac{7}{5}$,



Graf vyjadrujúci závislosť tlaku ideálneho plynu stálej hmotnosti ako funkcie jeho objemu sa nazýva **adiabata**. Adiabata klesá vždy strmšie ako izoterma. A to preto, že izoterma má rovnicu $p.V^1 = \text{konšt.}$, adiabata $p.V^\kappa = \text{konšt.}$, kde $\kappa > 1$.

V praxi je možné adiabatickú kompresiu alebo expanziu dosiahnuť rýchlou zmenou objemu plynu v krátkom čase, pri ktorej plyn nestíha prijať alebo odovzdať svojmu okoliu teplo. Napríklad pomocou adiabetickej expanzie dosahujeme nízke teploty, adiabatická kompresia sa používa vo vznetrových motoroch: adiabatickou kompresiou sa zvyšuje teplota vzduchu na zápalnú teplotu nafty, ktorá sa po vstreknutí do tohoto vzduchu sama vznieti.

Za adiabatické môžeme považovať tie deje, ktoré prebiehajú natoľko rýchlo, že sa nestíha vyrovnávať teplota plynu s teplotou okolia. Napríklad únik plynu z bombičky sifónu, plnenie zapaľovača z bombičky, ...

Ako môžeme v praxi zrealizovať adiabatický dej ? Možnosti:

- plyn je tepelne izolovaný,
- dej v plyne prebehne tak rýchlo, že výmena tepla nestihne prebehnúť.

Energetické hľadisko:

(napríklad pre vypustenie plynu zo sifónovej bombičky)

- dej prebehne veľmi rýchlo $\rightarrow Q = 0$,
- plyn konal prácu (rozpínal sa) $\rightarrow W' > 0$,
- plyn sa silne ochladil $\rightarrow \Delta U < 0$.

Pripomienka:

- 1. termodynamický zákon: $\Delta U = W + Q$ (zmena vnútornej energie sa rovná práci, ktorú vykoná okolie (W) pri stláčaní a dodanému teplu) alebo $\Delta U = -W' + Q$, ak dosádzame prácu plynu (W').

Dosadíme pre adiabatický dej ($Q = 0$): $\Delta U = W + 0 \rightarrow \Delta U = W \rightarrow$ resp. $\Delta U = -W' \rightarrow$ **pokiaľ plyn pri adiabatickom deji koná prácu, tak len na úkor vnútornej energie.**

Rovnicu pre adiabatickom deji nezáiskame zo stavovej rovnice. Platí Poissonov zákon $pV^\kappa = \text{konšt.}$, kde $\kappa > 1$, $\kappa = \frac{c_p}{c_v}$ je Poissonova konštanta, c_p je merná tepelná kapacita pri konštantnom tlaku a c_v je merná tepelná kapacita toho istého telesa pri konštantnom objeme. Tiež pre dva stavy môžeme písať:

$$p_1 V_1^\kappa = p_2 V_2^\kappa$$

Úloha 1: Porovnaj veľkosť Poissonovej konštanty s číslom 1.

Riešenie: Pretože vždy platí $c_p > c_v$, je veľkosť zlomku $\kappa = \frac{c_p}{c_v} > 1$. Hodnoty κ nájdeme v tabuľkách,

približne platí pre jednoatómové molekuly $\kappa \doteq \frac{5}{3}$ a mnohoatómové molekuly $\kappa \doteq \frac{7}{5}$. Pre vzduch za normálnych podmienok môžeme počítať s $\kappa = 1,40$.

Úloha 2: Vzduch v pneumatike automobilu je stlačený na 2,5atm. Určte, aký objem by zaberá, ak by sme ho nechali adiabaticky rozťahnuť tak, aby sa jeho tlak vyrovnal s atmosférickým tlakom. Duša pneumatiky má objem 35 litrov.

Riešenie: $2,5\text{atm} = 250000\text{Pa}$, $V_1 = 35\text{l} = 0,035\text{m}^3$, $p_2 = 1\text{atm} = 100000\text{Pa}$, $V_2 = ?$

$$p_1 V_1^\kappa = p_2 V_2^\kappa \rightarrow V_2^\kappa = \frac{p_1}{p_2} V_1^\kappa \rightarrow V_2 = \sqrt[\kappa]{\frac{p_1}{p_2} V_1^\kappa} = V_1 \sqrt[\kappa]{\frac{p_1}{p_2}} = 0,035 \cdot \sqrt[1,4]{\frac{250000}{100000}} = 0,067\text{m}^3 = 67\text{l}$$

Vzduch pneumatiky by sa za normálneho tlaku zmestil do 67l.

Úloha 3: Vzduch v pneumatike je stlačený na tlak 2,4atm. Pri jeho rýchlom vypustení dôjde k adiabatickému rozťahnutiu. Pomocou Poissonovej konštanty a stavovej rovnice určte, ako sa zmení jeho teplota, pokiaľ mal vzduch v pneumatike teplotu svojho okolia 20°C .