

# VÁKUUMTECHNIKA

*Bohátka Sándor és Langer Gábor*

1. A GÁZ MENNYISÉGÉT, ÁLLAPOTÁT  
MEGHATÁROZÓ FIZIKAI MENNYISÉGEK ÉS  
MÉRTÉKEGYSÉGEIK.  
HALMAZÁLLAPOTOK.
2. A KINETIKUS GÁZELMÉLET ALAPJAI
3. TRANSPORT JELENSÉGEK

# 1. A GÁZ MENNYISÉGÉT, ÁLLAPOTÁT MEGHATÁROZÓ FIZIKAI MENNYISÉGEK ÉS MÉRTÉKEGYSÉGEIK. HALMAZÁLLAPOTOK.

Térfogat:  $V$   $[V] = \text{m}^3; \ell; \text{cm}^3$

Nyomás:  $p$   $[p] = \text{Pa (Pascal)} \quad 1 \text{ Pa} = 1 \text{ Nm}^{-2}$

További egységek: bar;  $1 \text{ bar} = 101325 \text{ N}\cdot\text{m}^{-2} \sim 10^5 \text{ Pa}$

mbar;  $1 \text{ mbar} = 10^{-3} \text{ bar} = 10^2 \text{ Pa}$

Hőmérséklet:  $T$   $[T] = \text{K (Kelvin-fok; abszolút hőm.)}$   
 $273.16 \text{ K} = 0^\circ\text{C (Celsius-fok)}$

Tömeg:  $m$   $[m] = \text{kg; g}$

atomi tömegegység ( $m_u$ ) a  $^{12}\text{C}$  atom 1/12 részéként értelmezzük jele:  $u$

$$m_u = m_a(^{12}\text{C}/12) = 1 \text{ u}$$

$$m_u = 1,6605402 \cdot 10^{-24} \text{ g} = 1,6605402 \cdot 10^{-27} \text{ kg} = 1 \text{ u}$$

Részecskeszám:  $N$   $[N] = 1$

Anyagmennyiség:  $\nu$   $[\nu] = \text{kmol; mol}$

1 mólnyi az az anyagmennyiség, amely pontosan annyi – az anyagra jellemző – részecskéből (atomból) ( $N_A$ ) áll, amennyi atom 12 g tiszta  $^{12}\text{C}$  szénben van.

Moláris részecskesűrűség:  $N_A = \frac{N}{\nu}$   $[N_A] = \text{mol}^{-1}; \text{kmol}^{-1}$

Avogadro-állandó:  $N_A = 6,0221367 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$

Avogadro törvénye szerint minden anyag mólsúlynyi mennyiségében azonos számú molekula (elemeknél atom) van.

Normál állapotú gáz  $1 \text{ cm}^3$ -ében levő molekulák száma a Loschmidt-féle szám:  $2,687 \cdot 10^{19}$ .

**Moláris tömeg:**  $M_{mol} = N_A \cdot m_a;$   $M_{mol} =: m/v$

**Tömegsűrűség:**  $\rho = \frac{m}{V}$   $[\rho] = \text{kg} \cdot \text{m}^{-3}; \text{g} \cdot \ell^{-1}; \text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$

**Részecskeszám-sűrűség:**  $n = \frac{N}{V}$   $[n] = \text{m}^{-3}; \ell^{-1}; \text{cm}^{-3}$

**Egyetemes gázállandó:**  $R$   $\left\{ \begin{array}{l} = 8,314510 \text{ kJ} \cdot \text{kmol}^{-1} \text{K}^{-1} \\ = 83,14510 \text{ mbar} \cdot \ell \cdot \text{mol}^{-1} \text{K}^{-1} \\ = 8,314 \cdot 10^3 \text{ Pa} \cdot \text{m}^3 \text{kmol}^{-1} \text{K}^{-1} \end{array} \right.$

**Boltzmann-állandó:**  $k = R/N_A$   
 $k = 1,380658 \cdot 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$

**Normál állapotú gáz: amelynek hőmérséklete és nyomása**

$$T_n = 273,16 \text{ K} = 0 \text{ }^\circ\text{C}$$

$$p_n = 1000 \text{ mbar} = 101325 \text{ Pa}$$

# HALMAZÁLLAPOTOK

**-Folyékony halmazállapot:** A folyadékoknak önálló térfogata van, de nincs önálló alakja. A molekulák közötti összetartó erő sokkal kisebb, mint a szilárd anyagokban. Jóllehet az anyagot állandó térfogaton összetartja, de a molekuláknak nincs rögzített egyensúlyi helyzetük, folyamatosan változtathatják helyüket.

**-Gázhalmazállapot:** A gázoknak nincs önálló alakja és térfogata, kívülről ható erők hiányában a rendelkezésre álló teret egyenletesen töltik ki. A gázok alakja és térfogata viszonylag kis erővel megváltoztatható.

**-Plazmaállapot:** Gázállapotból keletkezik az atomok, molekulák ionizációja révén. A plazmaállapotban viszonylag szabadon mozgó pozitív ionok és negatív elektronok vannak olyan arányban, hogy az egész rendszer elektromosan semleges. A szabad töltések jelenléte folytán a plazma jól vezeti az elektromosságot és jól mágnesezhető.

**-Szilárd halmazállapot:** A szilárd testeknek önálló alakja és térfogata van, az atomok ill. molekulák az adott anyagra jellemző kristályrácsban vannak egyensúlyi helyzetben rögzítve, illetve e körül rezeghetnek. Az atomok egyensúlyi helyzetéből történő tartós eltávolításához nagy erők szükségesek.

## 2. A KINETIKUS GÁZELMÉLET ALAPJAI

### 2.1. AZ IDEÁLIS GÁZ FOGALMA

Ha a gáz halmazállapotú anyag atomjaira, ill. molekuláira a következő kritériumok teljesülnek:

- az atomok, ill. molekulák kiterjedése elhanyagolhatóan kicsi,
- a részecskék állandó mozgásban vannak, ez a mozgás a gáz hőmérsékletével arányos,
- e mozgás során minden sebesség és irány lehetséges, a mozgás leírására a klasszikus mechanika törvényei érvényesek,
- a részecskék, saját térfogatukhoz képest nagy teret töltenek ki,
- az atomok/molekulák között nincs kölcsönhatás, csak ha ütköznek, az ütközések rugalmasak,

a gázt **ideális gáznak** nevezzük. Az ideális gáz térfogata, nyomása és hőmérséklete közötti összefüggést az ideális gáztörvény írja le:

$$1 \text{ mol gázra} \quad pV=RT \quad (2.1.1.)$$

$$\text{vagy általános alakban} \quad p=nkT \quad (2.1.2.)$$

Minél kisebb egy gáz sűrűsége, illetve minél magasabb a hőmérséklete, annál inkább megközelíti az ideális gáz előbbieken felsorolt kritériumait.

**Szobahőmérsékleten az O<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, Ar, Ne, CO és H<sub>2</sub> már ideális gáznak tekinthető.**

## 2.2. A REÁLIS GÁZ FOGALMA

Ha az atomok, ill. molekulák kölcsönhatása és az általuk elfoglalt térfogat nem hanyagolható el, **reális** gázokról beszélünk.

Azonos körülmények között minél több atomból állnak a gázmolekulák, annál nagyobb az eltérés az egyébként ideális gázok sajátosságaitól.

A reális gázok nyomása, térfogata és hőmérséklete közötti összefüggést, jó közelítéssel a van der Waals-féle állapotegyenlet adja meg ( $a$  és  $b$  anyagi minőségtől függő állandók):

$$\left( p + \frac{a}{V^2} \right) (V - b) = RT \quad (2.2.1.)$$

Nem tekinthetjük ideális gáznak a szobahőmérsékletnél magasabb hőmérsékleten, 1 bar nyomáson sem például a  $\text{CO}_2$ ,  $\text{SO}$ ,  $\text{Cl}_2$ ,  $\text{SO}_2$  gázokat, illetve a higanygőzt.

**A reális gázok esetén a van der Waals-féle állapotegyenlet nem általános érvényű, számos esetben bonyolult összefüggés van a reális gázok nyomása, térfogata és hőmérséklete között.**

***A kinetikus gázelmélet az atomok és molekulák mozgásából vezeti le a gázok makroszkopikusan észlelhető tulajdonságait mint például a hőmérséklet, nyomás, energia, hővezetés vagy belső súrlódás. Minden esetben nagyszámú részecske mozgásának statisztikus vizsgálatából vonja le azokat a következtetéseket, amelyek közvetlenül összehasonlíthatók a kísérleti tapasztalatokkal.***

**Ha valamilyen gázra teljesülnek az ideális gáznál leírt kritériumok, alkalmazhatjuk a kinetikus gázelméletet az abban lejátszódó jelenségek leírására.**

### **2.3. A MOLEKULÁK SEBESSÉGELOSZLÁSA**

**A gázcseppképek gyakori ütközése miatt sebességük iránya tetszőleges, nagyságuk (különböző valószínűséggel) szintén tetszőleges lehet.**

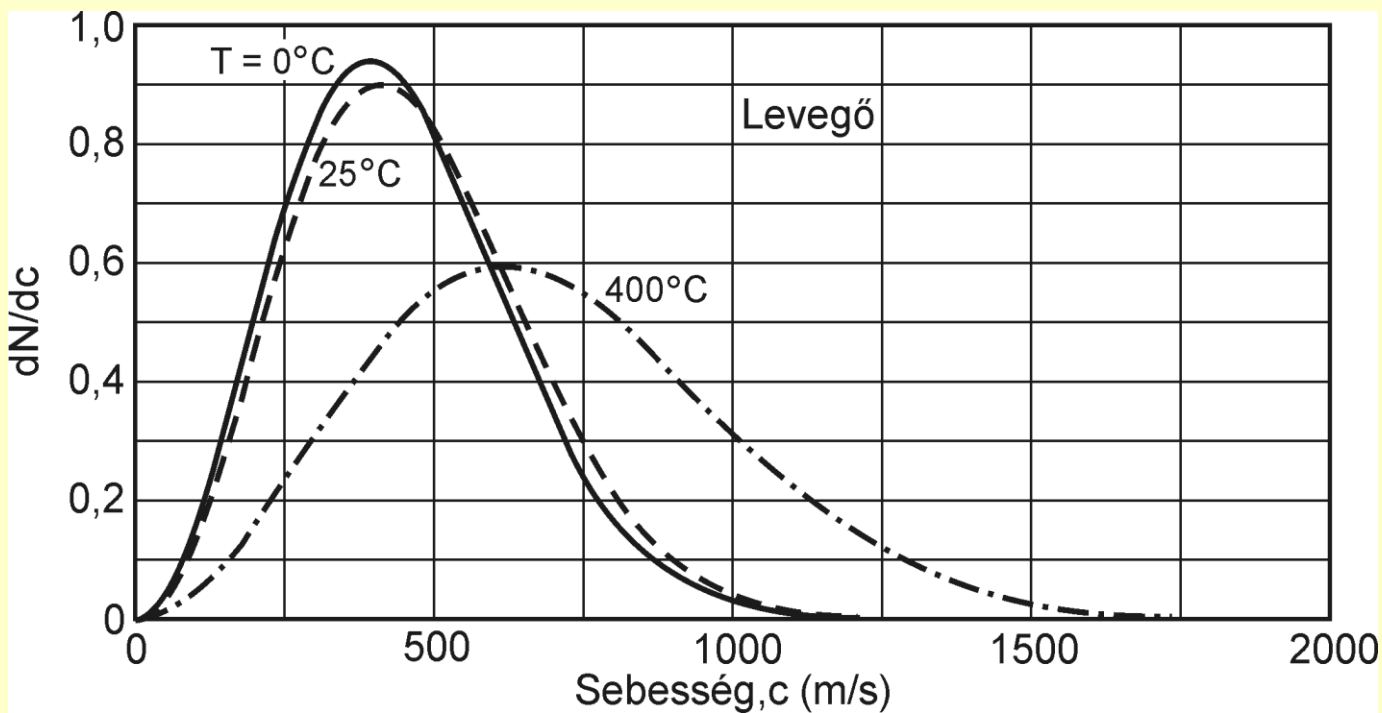
**Az ideális gáz atomjainak tömege:  $m_a$ ; sebessége:  $0 < \vec{c} < \infty$**

**a sebesség iránya: izotróp; impulzusa:  $\vec{P}_a = m_a \cdot \vec{c}$**

**mozgási (kinetikus) energiája:  $E_{kin,a} = m_a \cdot \frac{c^2}{2}$**

A részecskék sebességeloszlását a kinetikus gázelmélet alapján a Maxwell-Boltzmann eloszlás adja meg. Annak a valószínűségét, hogy a gázban  $N$  számú részecskéből hány részecske ( $dN$ ) sebessége van a  $c$  és  $c+dc$  érték között, az alábbi függvény írja le (Maxwell-Boltzmann sebességeloszlási függvény):

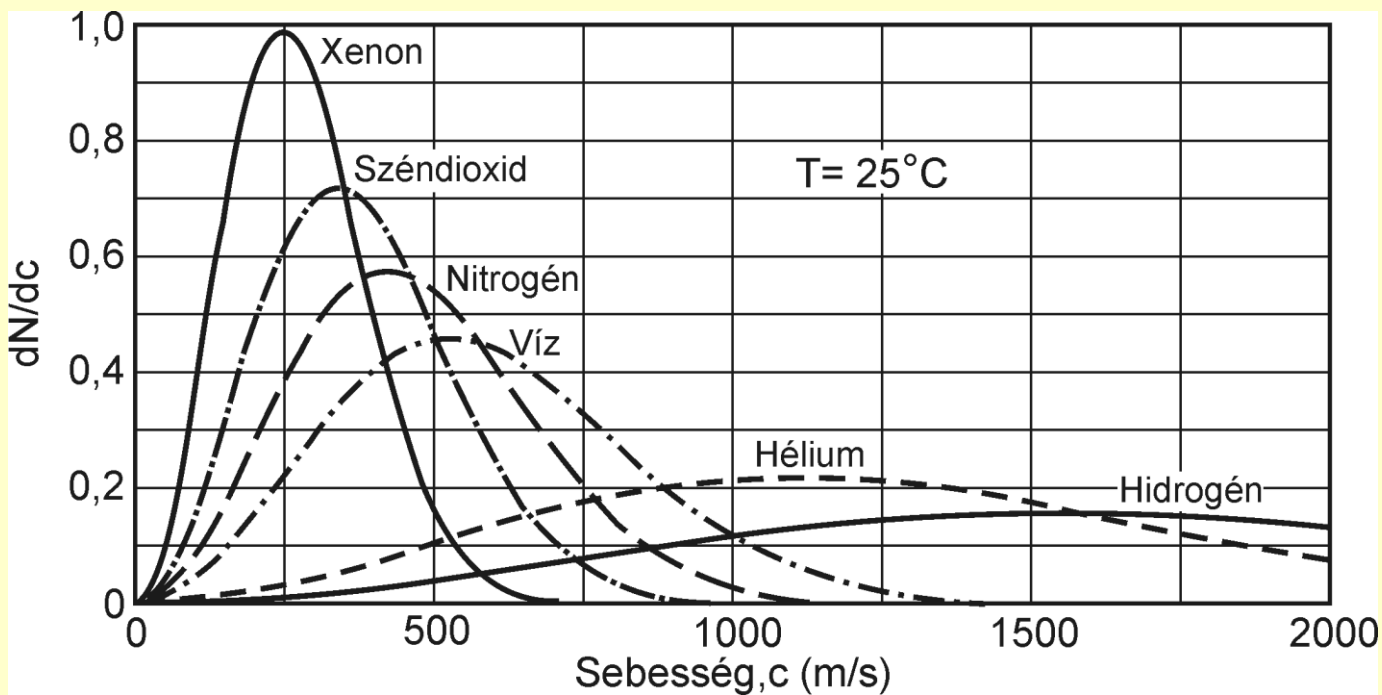
$$\frac{dN}{N} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left( \frac{m}{2kT} \right)^{\frac{3}{2}} c^2 e^{-\frac{mc^2}{2kT}} dc = f(c)dc \quad (2.3.1.)$$



**2.3.1. ábra.**  
**A levegő-gázok**  
**molekuláinak**  
**átlagos számított**  
**tömegéhez tartozó**  
**Maxwell-Boltzmann**  
**szerinti**  
**sebességeloszlások**  
**különböző**  
**hőmérsékleten.**



**2.3.2. ábra**  
**Különböző**  
**molekulatömegű**  
**gázok**  
**molekuláinak,**  
**atomjainak**  
**sebességeloszlása**  
**25 °C**  
**hőmérsékleten.**



**A Maxwell-Boltzmann féle eloszlási függvényből a következő sebességek számolhatók:**

**legvalószínűbb sebesség:** 
$$c_w = \sqrt{2kT / m_a} = \sqrt{2RT / M_{mol}} \quad (2.3.2.)$$

**átlagsebesség:** 
$$\bar{c} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} c_w = \sqrt{\frac{8kT}{\pi \cdot m_a}} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi \cdot M_{mol}}} \quad (2.3.3.)$$

**effektív sebesség:** 
$$c_{eff} = \sqrt{\bar{c}^2} = \sqrt{3/2} \cdot c_w = \sqrt{\frac{3kT}{m_a}} = \sqrt{\frac{3RT}{M_{mol}}} \quad (2.3.4.)$$

Az átlagsebesség és a legvalószínűbb sebesség, effektív sebesség (sebességnégyzetek átlagértékének négyzetgyöke) és a legvalószínűbb sebesség közötti kapcsolat a következő:

$$\bar{C} = 1,128 C_w \quad C_{eff} = 1,225 C_w$$

**Mindhárom esetben a sebesség  $(T/m)^{1/2}$ -nel arányos.**

**A részecskék mozgási energiáját az effektív sebességgel határozhatjuk meg:**

$$E_{kin} = \frac{1}{2} m_a \cdot c_{eff}^2 \quad (2.3.5.)$$

**Példa:**

**Számoljuk ki az argon gáz ( $M_{mol} = 39,95 \text{ kg/kmol}$ ) atomjainak effektív, legvalószínűbb és átlagsebességét  $20^\circ \text{ C}$  hőmérsékleten:**

$$C_{eff} (\text{Ar}) = \sqrt{3 \frac{kT}{m_a}} = \sqrt{3 \frac{RT}{M_{mol}}} = \sqrt{3 \cdot \frac{8,314 \text{ kJ} \cdot \text{kmol}^{-1} \text{ K}^{-1} \cdot 293 \text{ K}}{39,95 \text{ kg} \cdot \text{kmol}^{-1}}} = 427,7 \text{ m/s}$$

$$C_w (\text{Ar}) = C_{eff} (\text{Ar}) / 1,225 = 349,1 \text{ m/s}$$

$$\bar{C} (\text{Ar}) = 1,128 C_w (\text{Ar}) = 393,8 \text{ m/s}$$

**2.3.1. táblázat Különböző gázok, gőzök és a levegő atomjainak, molekuláinak legvalószínűbb ( $c_w$ ), átlagos ( $\bar{c}$ ) és effektív ( $c_{\text{eff}}$ ) sebessége 0°C, 20°C és 100°C hőmérsékleten**

gáz, gőz, illetve keverék	$c_w$ [m·s <sup>-1</sup> ] ϑ = 0 °C T=273,15 K	$\bar{c}$ [m·s <sup>-1</sup> ]			$c_{\text{eff}}$ [m·s <sup>-1</sup> ] 0 °C 273,15 K
		0 °C 273,15 K	20 °C 293,15 K	100 °C 373,15 K	
H <sub>2</sub> hidrogén	1500	1693	1754	1979	1838
He hélium	1005	1201	1245	1405	1305
Ar argon	337	380	394	445	431
N <sub>2</sub> nitrogén	400	454	470	531	510
O <sub>2</sub> oxigén	377	425	440	497	477
HCl hidrogén-klorid	353	398	412	465	432
CH <sub>4</sub> metán	529	597	619	700	649
NH <sub>3</sub> ammónia	515	583	604	681	633
H <sub>2</sub> O vízgőz	500	565	585	660	612
CO <sub>2</sub> szén-dioxid	321	362	375	424	393
Levegő (0.78 N <sub>2</sub> +0.21 O <sub>2</sub> +0.01 Ar)	395	446	464	523	502

## 2.4. A MOLEKULÁK ENERGIAELOSZLÁSA

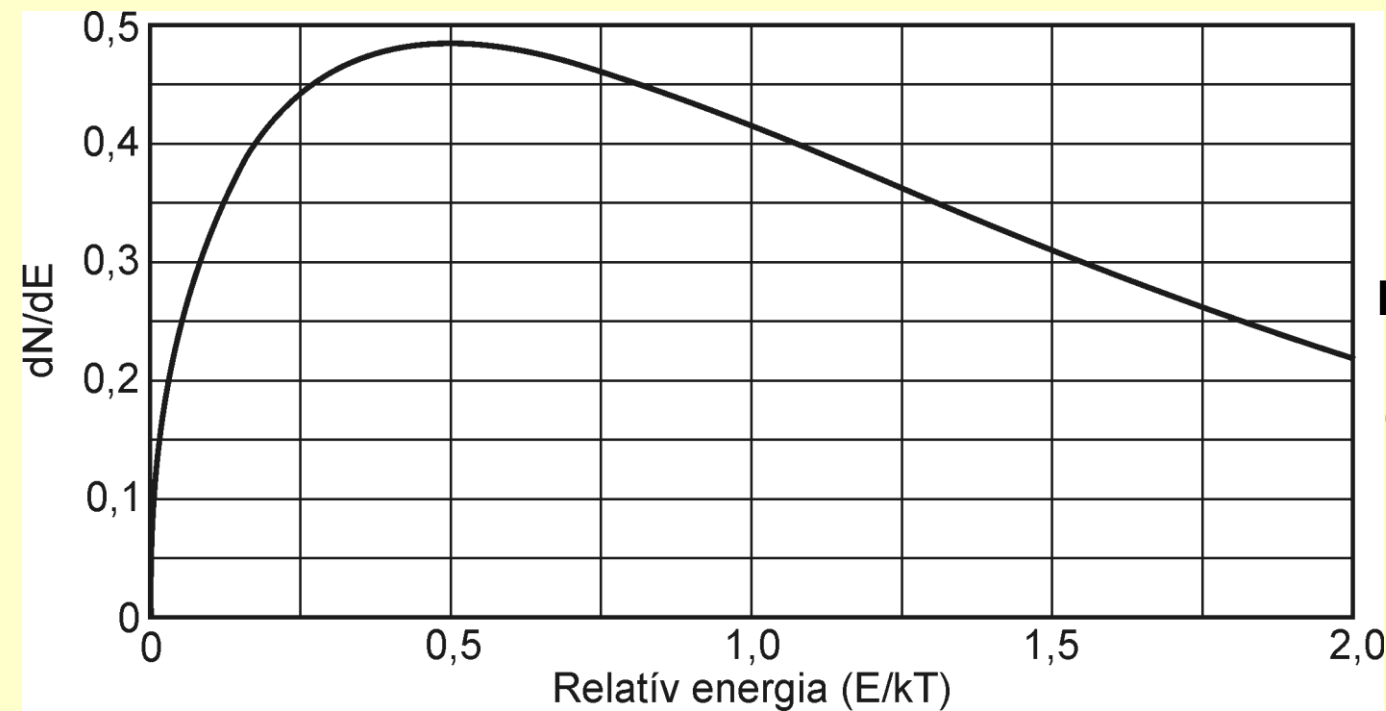
Maxwell és Boltzmann a sebességeloszlásával azonos feltételekkel egy energiaeloszlást is származtatott, amelyet a következő egyenlet ír le:

$$\frac{dN}{dE} = \frac{2N}{\pi^{1/2}} \frac{E^{1/2}}{(kT)^{3/2}} e^{-E/(kT)} \quad (2.4.1.)$$

Az ebből számolható átlagos, illetve legvalószínűbb energia:

**átlagos energia:  $E_{\text{átl}} = 3kT/2$ ; legvalószínűbb energia:  $E_w = kT/2$**

**Mindkét esetben az energia csak a hőmérséklettől függ és független a molekula tömegétől.**



2.4.1. ábra.

Ideális gáz atomjainak, molekuláinak relatív energiaeloszlása 25°C hőmérsékleten (minden 25 °C-os gázra).

**Bármely gázatom mozgási energiája:**

$$E_{kin} = \frac{1}{2} m_a \bar{c}^2 = \frac{1}{2} m_a (\overline{c_x^2 + c_y^2 + c_z^2}) = \frac{1}{2} m_a \bar{c}_x^2 + \frac{1}{2} m_a \bar{c}_y^2 + \frac{1}{2} m_a \bar{c}_z^2 =$$

**(nincs kitüntetett irány)      = 3E<sup>1</sup><sub>kin</sub> =  $\frac{3}{2} kT$       (2.4.2.)**

**A pontszerűnek tekintett gázcseppnek 3 szabadsági foka van, tehát szabadsági fokként a gázcsepp átlagos kinetikus energiája (ekvipartíció elve):**

$$E_{kin}^1 = \frac{1}{2} kT \quad (2.4.3.)$$

**Ha a részecskék között nincs erőhatás, a teljes energia = teljes kinetikus energia = belső energia (U). Ha a szabadsági fokok száma *f*, akkor *N* részecské belső energiája:**

$$U = E_{kin} = N \cdot f \cdot \frac{1}{2} kT = \frac{N}{N_A} f \cdot \frac{1}{2} N_A kT = \nu \cdot f \cdot \frac{1}{2} RT \quad (2.4.4.)$$

**Molnyi mennyiség belső energiája:**       $U_{mol} = U / \nu = f \frac{1}{2} RT$

**Egyatomos gázok: f=3 (mindhárom térbeli irányban lehetséges transzláció);  
kéttomós gázok: f=5 (a transzláció mellett lehetséges forgás és rezgés miatt).**

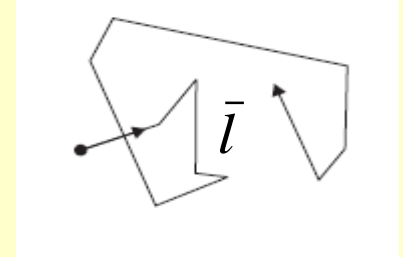
## 2.5. A GÁZMOLEKULÁK SZABAD ÚTHOSSZA ÉS ÜTKÖZÉSI GYAKORISÁGA

A kinetikus gázelmélet segítségével kiszámítható, hogy a molekulák hányszor ütköznek egymással, illetve a gázt határoló felülettel, valamint meghatározható annak a úthossznak az átlagértéke, amelyet ütközés nélkül tesznek meg.

### 2.5.1. Közepes szabad úthossz

Ha feltételezzük, hogy mindegyik részecske mozog, és a Maxwell-Boltzmann eloszlás írja le a sebességeloszlást, akkor a molekulák ütközés nélkül megtett úthosszának átlagértéke, azaz a közepes szabad úthossz egyenmű gázok esetén:

$$\bar{l} = \frac{1}{\sqrt{2}n \cdot 4\pi \cdot r_{\infty}^2} = \frac{1}{\sqrt{2}n \cdot \pi \cdot d_{\infty}^2} = \frac{1}{\sqrt{2}n \cdot 4\sigma} \quad (2.5.1.1.)$$



ahol  $r_{\infty}$  a molekulák sugara,  $d_{\infty}$  a molekulák átmérője,  $\sigma$  a molekulák keresztmetszete. A  $\infty$  index a végtelent közelítő hőmérsékletre utal.

két különböző fajtájú gáz keverékében ( $r_1+r_2$ ): 
$$\bar{l}_{1,2} = \frac{1}{\sqrt{2}n \cdot \pi(r_1 + r_2)^2} \quad (2.5.1.2.)$$

Ha molekulák közötti vonzóerő nem elhanyagolható (reális gázok),  $\bar{l}$  értéke kisebb a fentiekből számolhatónál.

Ha az  $\bar{l}$  -t meghatározó képletbe  $n$  értékét a  $p=nkT$ -ből behelyettesítjük:

$$\bar{l} = \frac{kT}{\sqrt{2} \cdot 4 \cdot p \cdot \sigma} = \lambda(T) \cdot \frac{1}{p} \quad \text{kapjuk, azaz} \quad \bar{l}p = \lambda(T) \quad (2.5.1.3.)$$

**A közepes szabad úthossz fordítottan arányos a nyomással!**  
**Szorzatuk csak a hőmérséklettől és anyagi minőségtől függő állandó!**

**Levegőben:  $t = 20$  °C hőmérsékleten,**

$$\bar{l}p \sim \underline{6,6 \text{ cm} \cdot 10^{-3} \text{ mbar}} = \underline{6,6 \text{ mm} \cdot 1 \text{ Pa}} \quad (2.5.1.3.a.)$$

**Tehát  $10^{-3}$  mbar nyomáson a levegőgázban kb. 6,6 cm a közepes szabad úthossz;**

**A gázok kinetikus elmélete a közepes szabad úthossz eloszlását is leírja:**

$$N_x = N e^{-x/\bar{l}} \quad (2.5.1.4.)$$

**ahol  $N$  az adott térfogatban levő gázcseppcskék száma,  $N_x$  azon részecskék száma, amelyek  $x$  távolságot tesznek meg szabadon, ütközés nélkül.**

**A egyenletből következik, hogy**

- a részecskék 63%-a  $0 \leq x \leq \bar{l}$  távolság megtétele után szenved el ütközést,
- az ütközések kb. 36%-a az  $\bar{l} \leq x \leq 5\bar{l}$  tartományban következik be és
- a részecskéknek csupán 0,6%-a repül ütközés nélkül  $5\bar{l}$  távolságnál messzebb.

## 2.5.2. A gázmolekulák ütközési gyakorisága

### A részecske ütközési gyakorisága ( $\dot{z}$ ):

**Jelentése:** egy gázcseppnek a többi részecskével való ütközéseinek száma időegység alatt. Ha  $\Delta t$  ideig mozog szabadon a részecske, akkor

$$\dot{z} = \frac{1}{\Delta t} = \frac{\bar{c}}{\bar{l}} \quad (2.5.2.1.) \quad \text{arányos a nyomással } \bar{l} \quad \text{nyomásfüggése miatt}$$

### A térfogati ütközési gyakoriság ( $\dot{z}_V$ ):

**Jelentése:** a térfogategységben jelen lévő összes gázcsepp között időegység alatt bekövetkező ütközések száma:

$$\dot{z}_V = \frac{1}{2} n \frac{\bar{c}}{\bar{l}} = \frac{1}{2} n \frac{\bar{c}}{\frac{1}{\sqrt{2n4\sigma}}} \approx n^2 \quad (2.5.2.2.)$$

$\dot{z}_V \propto n^2 \propto p^2$  arányosság áll fent



**Példa:** Tekintsünk egy olyan edényt, amelyben  $p = 1,33 \cdot 10^{10} \text{ mbar} = 1,33 \cdot 10^8 \text{ Pa}$  nyomás van (ultravákuum), az edény egy 1 m élű kocka, a gáz:  $N_2$ ,  $T = 293,15 \text{ K}$ .

**Itt a részecskesűrűség:**

$$n = \frac{p}{kT} = \frac{1,33 \cdot 10^{-8} \text{ Pa}}{1,38 \cdot 10^{-23} \text{ JK}^{-1} \cdot 293,15 \text{ K}} \approx 3 \cdot 10^{12} \text{ m}^{-3}$$

**A molekulák átlagsebessége:**

$$\bar{c}_{N_2} \approx 500 \text{ ms}^{-1},$$

**közepes szabad úthossza:**  $\bar{l} \cdot p \approx 6 \cdot 10^{-5} \text{ m} \cdot \text{mbar} \Rightarrow \Rightarrow \bar{l}_{N_2} \approx \frac{6 \cdot 10^{-5}}{1,3 \cdot 10^{-10}} \text{ m} \approx 5 \cdot 10^5 \text{ m}$

**Egy molekula ütközési gyakorisága a többi nitrogén molekulával:**

$$\dot{z} = \frac{\bar{c}}{\bar{l}} \approx \frac{500 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}}{5 \cdot 10^5 \text{ m}} \approx 10^{-3} \text{ s}^{-1} = 3,6 \text{ h}^{-1}$$

**1 m<sup>3</sup> térfogatban az összes molekula ütközéseinek teljes száma másodpercenként:**

$$\dot{z}_v = \frac{1}{2} n \frac{\bar{c}}{\bar{l}} \approx \frac{1}{2} 3 \cdot 10^{12} \text{ m}^{-3} \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1} = 1,5 \cdot 10^9 \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$$

## 2.6. RÉSZECSEÁRAM, TÉRFOGATI ÁRAM

### 2.6.1. Részecskeáram

A kinetikus elméletből a Maxwell-Boltzmann eloszlással levezethető, hogy az  $n$  részecskeszám - sűrűségű gáz terében bármely tetszőleges helyzetű és irányú egységnyi felületbe egységnyi idő alatt ütköző, vagy a felület egyik oldala irányából egységnyi idő alatt átáramló gázcseppkének száma: a *részecskeáram-sűrűség (felületi ütközési gyakoriság)*:

$$j_N = \frac{\Delta q_N}{\Delta A} = \frac{1}{4} n \bar{c} \quad \left( \text{részecske/m}^{-2}\text{s}^{-1} \right) \quad (2.6.1.1.)$$

Ahol  $q_N = N/t$  a részecskeáram (részecske/s).

$j_N$  hőmérséklet- és tömegfüggését, a  $\bar{c}$  -on keresztül a  $(T/m_a)^{1/2}$  arányosság írja le. Hasonló fizikai mennyiségek 1/6-os szorzóval szerepelnek a levezetésekben (6 mozgásirány lehetséges). Az 1/4-es szorzó a Maxwell-Boltzmann sebességeloszlást is figyelembe vevő pontosabb számolásokból adódik.

A gáztartály falán  $j_N$  értelmezése különös jelentőséggel bír: megegyezik a tartály falán a felületegységbe időegység alatt ütköző gázcseppkének számával, illetve ha a tekintett felületegység egy nyílás, akkor a gáztartály falán lévő nyílásban a nyílás egységnyi keresztmetszetén egységnyi idő alatt ki(be)áramló gázcseppkének számával. Ennek vákuumtechnikai jelentőségét beláthatjuk, ha észrevesszük: ez egy gáztartály egységnyi keresztmetszetű nyílásán kiáramló (elszívható) vagy beáramló (fellevegőző) gáz részecskeáramának maximális értéke.

## 2.6.2. Térfogati áram

Adott nyomáson, a vákuumrendszerek folyamatainak leírásához gyakran a gáz térfogatával fejezzük ki az egységnyi felületen, időegység alatt átáramló gáz mennyiségét. A kinetikus gázelmélet alapján a részecskeáram-sűrűség (2.6.1.1.) kifejezéséből következően a **térfogati áram sűrűsége**:

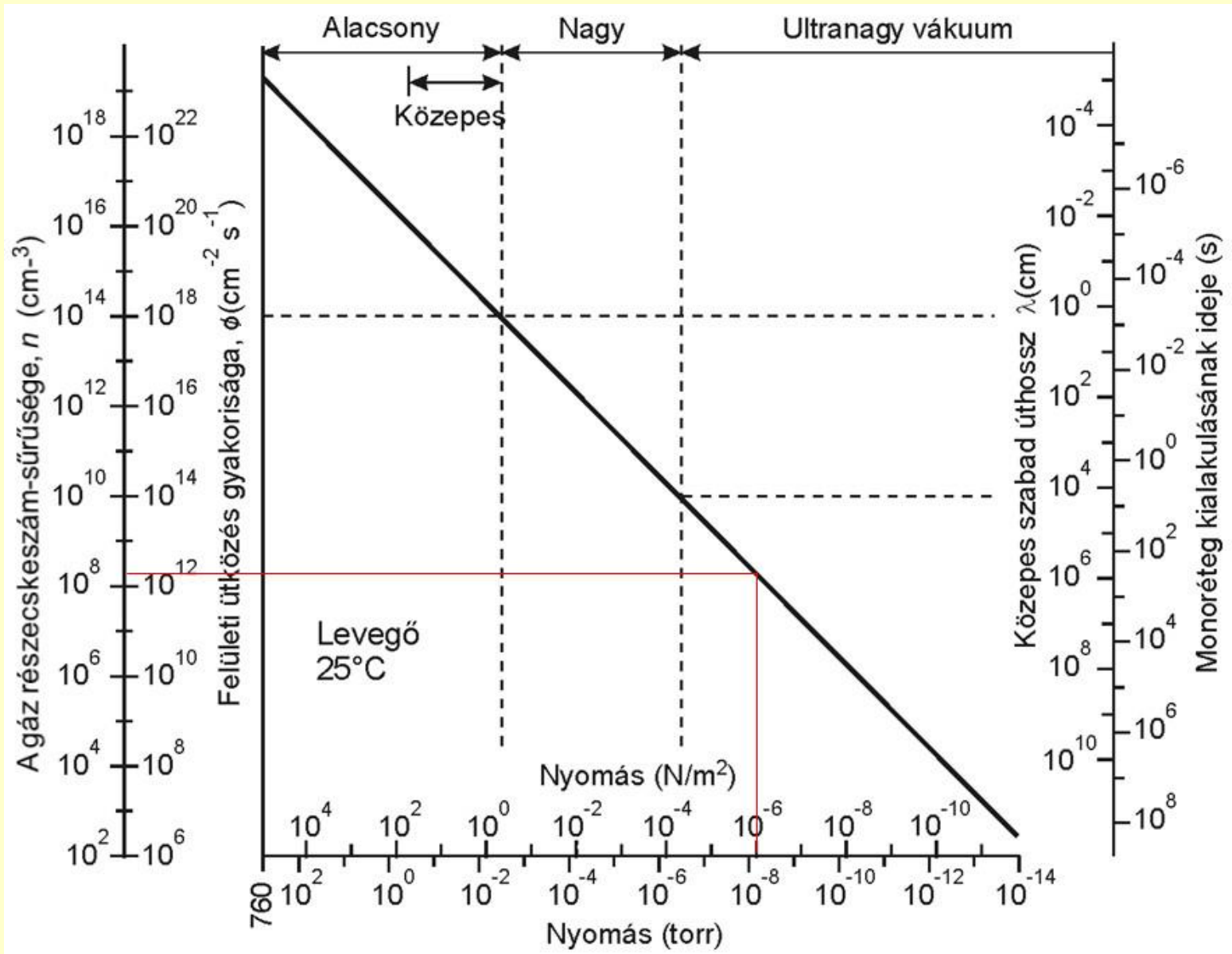
$$j_v = \frac{\bar{c}}{4} \quad (2.6.2.1.) \quad \left( \frac{m^3}{m^2 \cdot s} \right)$$

A térfogati áram sűrűsége tehát azt fejezi ki, hogy az  $n$  részecskesűrűségű gázban másodpercenként  $j_v$  térfogatú gáz áramlik a gáztér tetszőleges helyzetű egységnyi felületén át, így akár a gázteret határoló felület kis nyílásán is.

Példa: ha  $T = 20 \text{ °C}$ ; és a gáz: levegő ( $\bar{c} = 464 \text{ m/s}$ )

$j_v = 116 \text{ m}^3/(\text{m}^2\text{s}) = 11,6 \text{ ℓ}/(\text{cm}^2\text{s})!$  **Tehát a nyílás  $1 \text{ cm}^2$ -én keresztül másodpercenként maximum 11,6 ℓ levegő áramlik be a vákuumra szívott edénybe, ha a gáztér ritka, azaz az áramlás molekuláris, a közepes szabad úthossz nagy.**

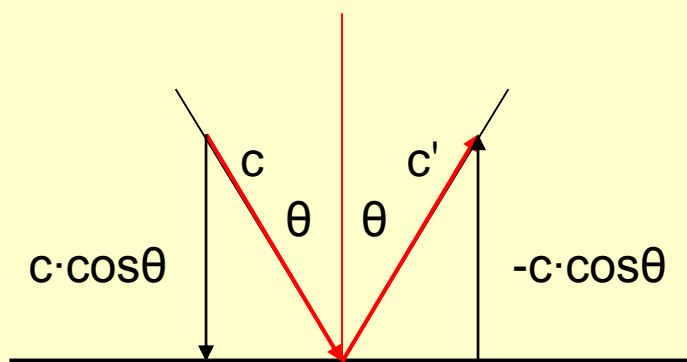
$j_v$  csak  $\bar{c}$  -től függ, azaz  $(T/m_a)^{1/2}$  -nel arányosan változik más gázokra és hőmérsékletekre!



2.6.1. ábra. A gáz részecskeszám-sűrűsége, a gázcseppkék felületi ütközési gyakorisága, közepes szabad úthossza és a gázzal érintkező tiszta felületen a monomolekuláris gágréteg kialakulásának ideje a nyomás függvényében.

## 2.7. A NYOMÁS ÉRTELMEZÉSE A KINETIKUS GÁZELMÉLET ALAPJÁN

A kinetikus gázelmélet alapján a molekulák folyamatos mozgásuk közben rugalmasan ütköznek egymással és az őket tartalmazó edény falával. A nagyszámú ütközés során fellépő impulzusátadás következtében állandó erőt fejtenek ki az edény falára és természetesen a szomszédos térfogatrészben levő gárrészecskék egymásra is. **Ezt az egységnyi felületre vonatkoztatott erő nagyságát értelmezzük nyomásként.**



Gárrészecske falra merőleges impulzusa  
ütközés előtt:  $P_a = m_a \cdot c \cdot \cos \Theta$  és

ütközés után:  $P'_a = -m_a \cdot c \cdot \cos \Theta$

így a teljes impulzusváltozás:

$$\Delta P_a = P'_a - P_a = -2m_a \cdot c \cdot \cos \Theta$$

amely Newton harmadik törvénye alapján megegyezik és ellentétes irányú a fal impulzusváltozásával, azaz  $\Delta P_f = -\Delta P_a = 2m_a \cdot c \cdot \cos \Theta$ . Integrálva a lehetséges szögekre és sebességekre, a nyomás fenti értelmezése alapján, az  $n$  részecskesűrűségű gázban kapjuk:

$$p = \frac{dF}{dA} = \frac{dP_f}{dA \cdot dt} = \frac{1}{3} n \cdot m_a \cdot c_{eff}^2 \quad (2.7.1.)$$

Az előzőekben tárgyaltak alapján a gázcsepscék kinetikus energiája:

$$E_a = \frac{m_a \cdot c_{eff}^2}{2} = \frac{3kT}{2} \quad (2.7.2)$$

amelynek segítségével az előző kifejezés felírható:

**$p=nkT$  a korábban megismert ideális gáztörvény alakjában**

Ha  $[n] = m^{-3}$ ,  $[k] = J/K$ ,  $[T] = K$ , akkor  $[p] = Pa$

## **2.8. GÁZTÖRVÉNYEK**

Az ideális gáztörvény,  $pV=RT$  leírja a gáz hőmérséklete, nyomása és térfogata közötti összefüggést. Ha a három mennyiség közül valamelyik értéke állandó, a következő törvényeket alkalmazhatjuk:

Ha  $N$  és  $T$  állandó

$$p_1 V_1 = p_2 V_2$$
$$p \cdot V = \text{const}$$

Boyle (1662) (2.8.1.)  
**Boyle - Mariotte törvény**

Ha  $N$  és  $V$  állandó

$$p_1 / T_1 = p_2 / T_2$$

**Amonton (1702)** (2.8.2.)

Ha  $N$  és  $p$  állandó

$$V_1/T_1 = V_2/T_2$$

**Charles (1787)**

**(2.8.3.)**

Ha  $T$  és  $V$  állandó

$$p_1/p_2 = N_1/N_2$$

**Avogadro (1811)**

**(2.8.4.)**

### ***Dalton törvénye (addíciós tétel)***

Ideális gázkeverék  $p$  nyomása azoknak a  $p_j$  parciális nyomásoknak az összege, amelyeket adott  $T$  hőmérsékleten és  $V$  térfogaton az egyes összetevők egyedül fejtenének ki.

$$p_{\text{össz}} = p_1 + p_2 + \dots = (n_1 + n_2 + \dots)kT = \left( \frac{v_1 + v_2 + \dots}{V} \right) RT \quad (2.8.5.)$$

ahol  $v_i$  a mólok száma

## **Példa:**

Egy  $0.2 \text{ dm}^3$  térfogatú edényt az atmoszférikus nyomás töredékére vákuumozunk. A szivattyúzási folyamat végén az edény falain  $2 \text{ mg}$  tömegű víz marad adszorbeálva. Mekkora nyomás alakul ki az edényben, ha  $400 \text{ °C}$ -on végrehajtott kályházással az edény falain adszorbeálódott összes vizet felszabadítjuk. Tételezzük fel, hogy a vízgőz ideális gáz.

$$m = 2 \times 10^{-6} \text{ kg víz}$$

$$M_{mol} = 18.02 \times 10^{-3} \text{ kg mol}^{-1}$$

$$R = 8.314 \text{ J mol}^{-1} \text{ K}^{-1}$$

$$T = 400 \text{ °C} = 673 \text{ K}$$

$$V = 2.0 \times 10^{-4} \text{ m}^3$$

$$p = nkT, \text{ ahol } k = R/N_A \text{ és } n \text{ felírható}$$

$$n = (m/M_{mol})(N_A / V) \text{ behelyettesítve}$$

$$p = (m/M_{mol}) ( RT/V)$$

$$p = (2 \times 10^{-6} \text{ kg} / 18.02 \times 10^{-3} \text{ kg mol}^{-1}) \times (8.314 \text{ J mol}^{-1} \text{ K}^{-1} \times 673 \text{ K} / 2.0 \times 10^{-4} \text{ m}^3)$$

$$p \sim 3 \times 10^3 \text{ J m}^{-3} = 3 \times 10^3 \text{ N m}^{-2} = 3 \times 10^3 \text{ Pa} = 30 \text{ mbar}$$



### 3. TRANSZPORT JELENSÉGEK

A kinetikus gázelmélet, az egyensúlyi állapotban levő gáz sajátságainak leírása mellett felvilágosítást ad azokra az esetekre is amikor a gáztérben az anyageloszlás, hőmérséklet-eloszlás nem egyenletes vagy a gáz egészében áramlik.

**-Diffúzió:** ha a gáztér különböző helyein különböző a koncentráció, anyag megy át a nagyobb koncentrációjú helyekről a kisebb koncentrációjú helyek felé.

**-Hővezetés:** ha a gáz különböző helyein a molekulák termikus mozgásának kinetikus energiája (azaz a hőmérséklete) különböző, kinetikus energia megy át **hővezetés** útján a magasabb hőmérsékletű helyekről az alacsonyabbak felé.

**-Belső súrlódás (viszkozitás):** ha a gáz áramlik és az áramlási sebesség változik a cső (edény) falának irányában akkor impulzus megy át a nagyobb sebességű helyekről a kisebb sebességűek felé. Az előbbi sebessége csökken, az utóbbié nő, a súrlódás erőhatással jár.

Mindhárom folyamat valamilyen mennyiségnek az egyik helyről a másikra történő szállításával kapcsolatos, ezért ezeket összefoglalóan **transzport jelenségeknek** hívjuk.

A transzport jelenségek részletesebb megismerése elősegíti a vákuummérők és vákuumszivattyúk működésének megértését.

### 3.1. DIFFÚZIÓ

Ha az állandó össznyomású gázelegyenletben az egyes komponensek koncentrációja helyenként különböző, **anyagáram indul meg a nagyobb koncentrációjú (parciális nyomású) helyről a kisebb koncentrációjú hely irányába.** A jelenséget diffúciónak nevezzük.

A diffúziót leíró egyenletek Fick I. és II. törvénye néven ismertek.

Fick I. törvénye: 
$$Q = -D(d\kappa / dx) \quad (3.1.1.)$$

ahol **Q** az egységnyi felületen, egységnyi idő alatt átdiffundált normál állapotú  $pV$  gázmennyiség (gázmennyiség áram),  **$\kappa$**  a koncentráció (az anyag  $1 \text{ cm}^3$ -ében lévő  $pV$  gázmennyiség),  **$x$**  a helykoordináta a felületre merőleges tengely mentén. **D** a diffúziós együttható, **D** egysége:  $\text{cm}^2/\text{s}$ . A fenti egyenletben a negatív előjel azt fejezi ki, hogy a diffúziós áramlás iránya ellentétes a növekvő koncentrációgradienssel.

Fick II. törvénye: 
$$D \frac{d^2 \kappa}{dx^2} = \frac{d\kappa}{dt} \quad (3.1.2.)$$

A kinetikus gázelmélet segítségével a diffúziós együttható meghatározható:

$$D = \frac{\bar{l} \cdot \bar{c}}{3} \quad (3.1.3.)$$

A közepes szabad úthossz ( $\bar{l} = \lambda(T) \frac{1}{p}$ ) és az átlagsebesség ( $\bar{c}$ )

korábban megismert kifejezéseit a fenti képletbe behelyettesítve kapjuk, hogy gázokban  $D$  a  $T^{3/2}$ -el és  $1/p$ -vel arányos.

Mivel a diffúziós együttható a részecskék átlagsebességével  $\sim(T/m)^{1/2}$  arányos, ezért egy hőmérsékleti egyensúlyban levő gázelegy különböző  $m$  tömeggel rendelkező komponenseinek diffúziós együtthatója és így a diffúzió sebessége ( $v$ ) is fordítottan arányos a tömegek négyzetgyökével:

$$\frac{v_2}{v_1} = \sqrt{\frac{m_1}{m_2}} \quad (3.1.4.)$$

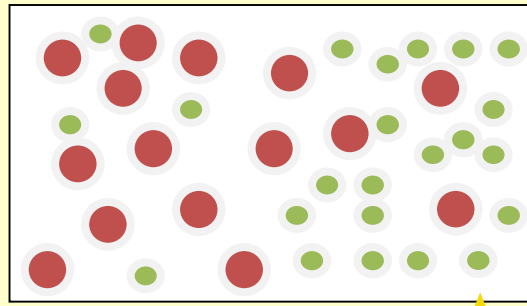
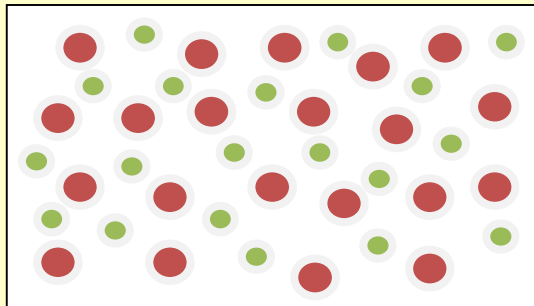
A jelenség gázelegyek vagy izotópok szétválasztására alkalmazható.

### 3.1.1. Termodiffúzió

Egy zárt tartályban lévő gázelegyet egyik helyen melegítünk, másik helyen hűtünk. Hőmérséklet-gradiens jön létre, de a nyomásnak azonosnak kell lennie az edény minden pontján (mert ha nem, áramlással kiegyenlítődik). A gáztörvényből ( $p = nkT$ ) következik: magasabb hőmérsékleten a részecskeszám-sűrűségnek kisebbnek kell lennie, hogy a nyomás azonos maradjon.

A hőmérséklet-gradiens hatására koncentrációkülönbség jön létre az elegyben, ami diffúziós folyamatot indít el.

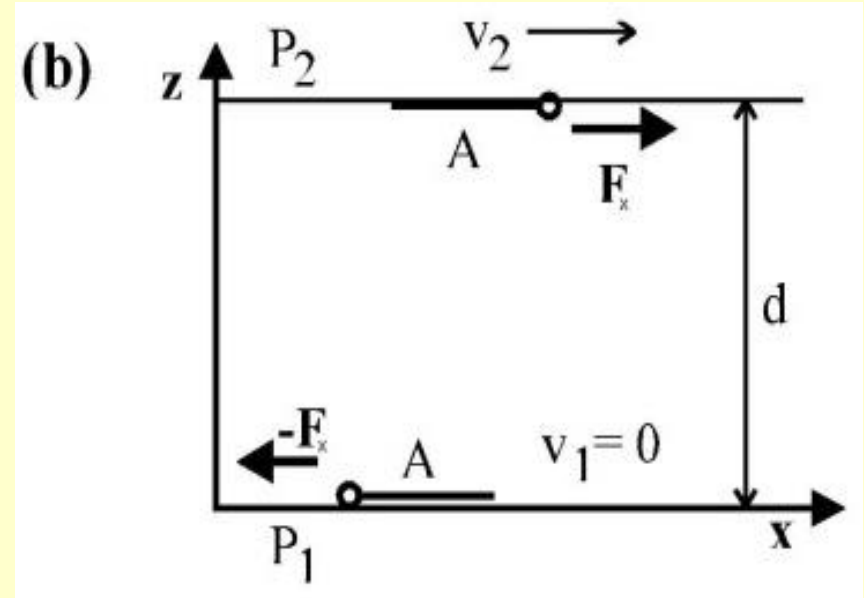
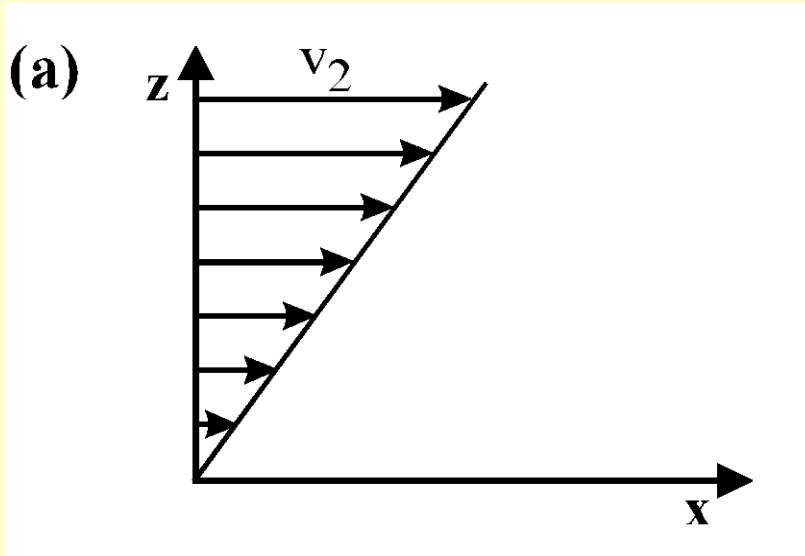
Mivel az előbb említettek szerint a diffúzió sebessége ( $v$ ) fordítottan arányos a mólsúlyok négyzetgyökével, a könnyű molekulák gyorsabban diffundálnak, ezért az edény melegebb végén a kisebb mólsúlyú komponens koncentrációja nagyobb lesz! Folyadékokra is igaz ez a jelenség. Izotópok szétválasztása!



3.1.1. ábra.  
Termodiffúzió  
szemléltetése.

## 3.2. BELSŐ SÚRLÓDÁS (VISZKOZITÁS) GÁZOKBAN

Ha a gázok különböző rétegei ( 3.2.1.a. ábra) eltérő sebességgel mozdulnak el egymáshoz képest, akkor a tapasztalat szerint erőt fejtenek ki egymásra amely gyorsítja vagy fékezi mozgásukat.



3.2.1.a. ábra Sebességprofil áramló gázban nagy nyomáson (szabad úthossz kicsi a cső méretéhez képest)

3.2.1.b. Mennyiségek szemléltetése a viszkozitás definíciójához.  $P_2$  sík sebessége  $v_2$ ,  $P_1$  síké  $v_1=0$ . A két sík között gáz van és távolságuk  $d$ .

A tapasztalattal összhangban ez az erő annál nagyobb, minél nagyobb az egymáshoz képest elmozduló felületek nagysága ( 3.2.1.b. ábra  $x(z)$  síkban **A felület** ), minél nagyobb sebességkülönbséggel mozdulnak el ( $v_2-v_1$ ) és minél kisebb az elmozduló síkok (**d**) távolsága. Ezekkel a belátható arányosságokkal definiálhatjuk azt az erőt, amely a  $P_2$  síkban:  $F_x$  ; a  $P_1$  síkban:  $-F_x$

$$F_x = \eta \cdot A \cdot \frac{v_2 - v_1}{d} \quad \text{vagy általánosan:} \quad F_x = \eta \cdot A \cdot \frac{\partial v_x}{\partial z} \quad (3.2.1.)$$

ahol  $\eta$  **arányossági tényező a gáz belső súrlódási (viszkozitási) együtthatója**

A belső súrlódás a gázmolekulák közötti impulzusáramlással kapcsolatos. A nagyobb sebességgel mozgó sík részecskéi impulzust veszítenek, amikor a kisebb sebességgel mozgó sík gázmolekuláival ütköznek, a lassabban áramló sík részecskéinek impulzusa viszont növekszik az áramlás irányában. Ez alapján a gáz áramlási irányába mutató impulzus komponens a lassúbb sebességű helyek felé áramlik (a gázáramlás irányára merőleges impulzusáramlás). A kinetikus gázelmélet segítségével a felületegységen keresztül időegység alatt átáramló impulzusvesztesség, illetve nyereség meghatározható.

Ha az áramló gáz sűrűsége ( $n$ ), a részecskék átlagsebessége ( $\bar{c}$ ), tömege ( $m_a$ ) és az átlagos szabad úthossz ( $\bar{l}$ ), a számolásból a belső súrlódási együtthatóra az edény méretéhez képest kis szabad úthossz esetén kapjuk:

$$\eta = \frac{1}{2} n m_a \bar{c} \bar{l} \quad \text{vagy behelyettesítve} \quad \eta = \frac{(m_a k T)^{1/2}}{\pi^{3/2} (2r)^2} \quad (3.2.2.)$$

$\bar{l}, \bar{c}$  és  $n$ -t

A kinetikus elmélet szerint tehát a viszkozitás,  $(mT)^{1/2}$ -nel arányosan növekszik, a molekula átmérőjének négyzetével fordított arányossággal csökken. Ettől eltekintve a  $n \sim p$  és  $p\bar{l} = \text{const}$  összefüggés alapján  $\eta$  független a nyomástól, ha a molekulák szabad úthossza kicsi az edény méretéhez képest (nagy nyomás) !

Ha a nyomás nagysága olyan, hogy a molekulák szabad úthossza összemérhető az edény méreteivel, akkor az impulzusáramlás jellege megváltozik. Lesznek olyan részecskék, amelyek nem közvetlenül az egymással érintkező síkok környezetében ütköznek, hanem távolabbra is eljutnak, azaz a sebességváltozás a vizsgált síkok környezetében nem lesz folytonos, sebességugrás lép fel. Emiatt az edény falával érintkező gágréteg sem lesz nyugalomban, hanem mozog. A jelenséget **csúszásnak** nevezzük.

A kinetikus gázelméletből, a sebességugrások figyelembevételére levezethetünk egy úgynevezett csúszási tényezőt:

$$G_p = \frac{d}{d + 2\bar{l} \left( \frac{2}{a_p} - 1 \right)} \quad (3.2.3.)$$

ahol  $a_p$  a síkok közötti impulzusátadásra jellemző valószínűség

Felhasználva a csúszási tényezőt:  $F_x = \eta \cdot G_p \cdot \frac{v_2 - v_1}{d} \cdot A \quad (3.2.4.)$

ahol  $\eta \cdot G_p = \eta_d$ : "dinamikus viszkozitás"

$$\eta_d = \frac{n\bar{c}}{2} \cdot m_a \cdot \bar{l} \frac{d}{d + 2\bar{l} \left( \frac{2}{a_p} - 1 \right)} \quad (3.2.5.)$$

$[\eta] = \text{kg m}^{-1} \text{s}^{-1}$   
 $= \text{Pa} \cdot \text{s}$   
 $= 10 \text{ poise}$

**Nagy nyomáson**, azaz kb. 50 mbar felett):  $\bar{l} \ll d$ , ezért  $G_p \sim 1$ , azaz visszkapjuk a korábban tárgyalt esetet, hogy **a belső súrlódás független a nyomástól.**



Belső súrlódás **alacsony nyomáson**:

Ha a nyomás olyan alacsony, hogy az edény méretéhez (b. ábra  $P_1$ ,  $P_2$  síkok  $d$  távolságához) képest a közepes szabad úthossz nagy:  $d \ll \bar{l}$

és  $d \ll 2\bar{l} \left( \frac{2}{a_p} - 1 \right)$ , akkor a dinamikus viszkozitás:

$$\eta_d = \frac{n\bar{c}}{4} m_a \frac{a_p}{2 - a_p} \cdot d \quad (3.2.6.)$$

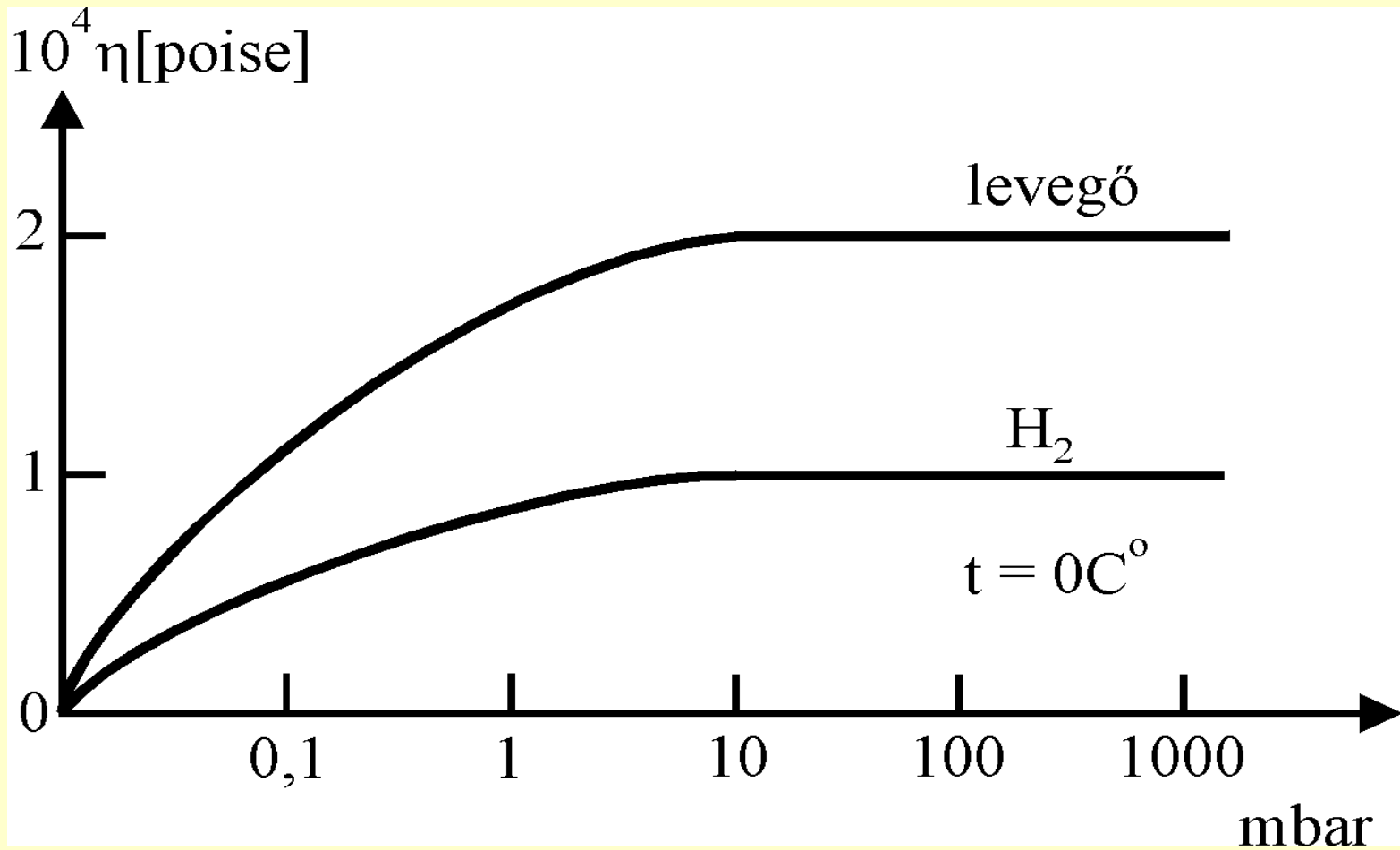
a kifejezésben nem szerepel a szabad úthossz ( $\bar{l}$ ) és így a  $p\bar{l} = \text{const}$  összefüggés sem, csak a sűrűség, amely a nyomással arányos.

**Alacsony nyomáson a belső súrlódás függ a részecskesűrűségtől ( $n$ ), azaz a nyomástól ( $p$ ).**

**Alacsony nyomáson a gázok viszkozitásának nyomásfüggését nyomásmérésre használhatjuk. (Forgógolyós vákuummérő.)**

Néhány gáz dinamikus viszkozitása:

Gáz	H <sub>2</sub>	He	N <sub>2</sub>	O <sub>2</sub>	Cl <sub>2</sub>	CH <sub>4</sub>
$\eta \times 10^6$ (Pa s)	8,8	19,6	17,5	20,2	13,2	13,2



3.2.1. ábra. A dinamikus viszkozitás függése a nyomástól.

### 3.3. HŐVEZETÉS GÁZOKBAN

A hővezetés a gázokban az impulzusátadáshoz hasonlóan értelmezhető és írható le. Ebben az esetben azonban a folyamat során a nagyobb átlagos kinetikus energiájú részecskék áramlanak hőmozgásuk folytán a hidegebb helyekre, ahol ütközések révén átadják kinetikus energiájuk egy részét az alacsonyabb kinetikus energiájú molekuláknak és fordítva: a hidegebb helyekről érkező molekulák kinetikus energiát vesznek fel a melegebb helyen található részecskéktől.

Ha a melegebb hely hőmérséklete  $T_2$ , a hidegebb helyé pedig  $T_1$ , a két hely távolsága  $d$ , ami sokkal nagyobb mint az átlagos szabad úthossz, az  $A$  keresztmetszeten keresztül időegység alatt folyó hőáram:

$$\dot{Q} = \lambda \cdot A \frac{T_2 - T_1}{d} = \lambda \cdot A \frac{\partial T}{\partial z} \quad (3.3.1.)$$

A felületegységre vonatkoztatott **hőmennyiség-áram sűrűsége:**

$$\vec{j}_w = -\lambda \operatorname{grad} T = -\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \quad (3.3.2.)$$

$\lambda$ : hővezetési együttható  
[ $\lambda$ ] =  $\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$

A kinetikus gázelmélet segítségével a **hővezetési együttható** megadható:

$$\lambda_b = \frac{n\bar{c}}{2} \bar{l} \frac{C_{mol,V}}{N_A} = \frac{1}{6} \frac{\sqrt{kT}}{\pi^{3/2} r^2 N_A \sqrt{m}} C_{mol,V} \quad (3.3.3.)$$

ahol  $r$  a molekula sugara,  
 $C_{mol,V}$  a gáz állandó  
térfogaton vett fajhője.

Ha a **nyomás nagy**, a szabadúthossz kicsi a  $T_1$  és  $T_2$  hőmérsékletű hely távolságához képest, a **hővezetés a** viszkozitáshoz hasonlóan **független a nyomástól**.

Ha a molekulák átlagos szabadút hossza összemérhető a  $T_1$  és  $T_2$  hőmérsékletű hely távolságával, akkor a síkoknál hőmérséklet-ugrás lép fel, azaz a kinetikus energia változása nem folytonos, mivel a két hely között a molekulák egymás közötti ütközés nélkül mozognak, és közvetlenül adják le vagy veszik fel a hidegebb-melegebb helynek megfelelő kinetikus energiát.

A kinetikus gázelméletből, a belső súrlódáshoz hasonlóan, a hőmérséklet-ugrások figyelembevételére bevezethetünk egy úgynevezett csúszási tényezőt, amely segítségével a hővezetési együttható:

$$\lambda = \frac{n\bar{c}}{2} \frac{C_{mol,V}}{N_A} \cdot \bar{l} \frac{d}{d + 2\bar{l} \left( \frac{2}{a_E} - 1 \right)} = \lambda_b \cdot G_E \quad (3.3.4.)$$

ahol  $G_E$ : csúszási tényező,  
 $a_E$  a két hely közötti  
kinetikus energia átadására  
jellemző valószínűség

### Nagy nyomáson:

a szabad úthossz kicsi a két különböző hőmérsékletű hely távolságához képest

$$\bar{l} \ll d \Rightarrow G_E \sim 1 \Rightarrow \lambda = \lambda_b$$

nagy nyomáson a hővezetési együttható, így a hővezetés független a nyomástól.

### Alacsony nyomáson:

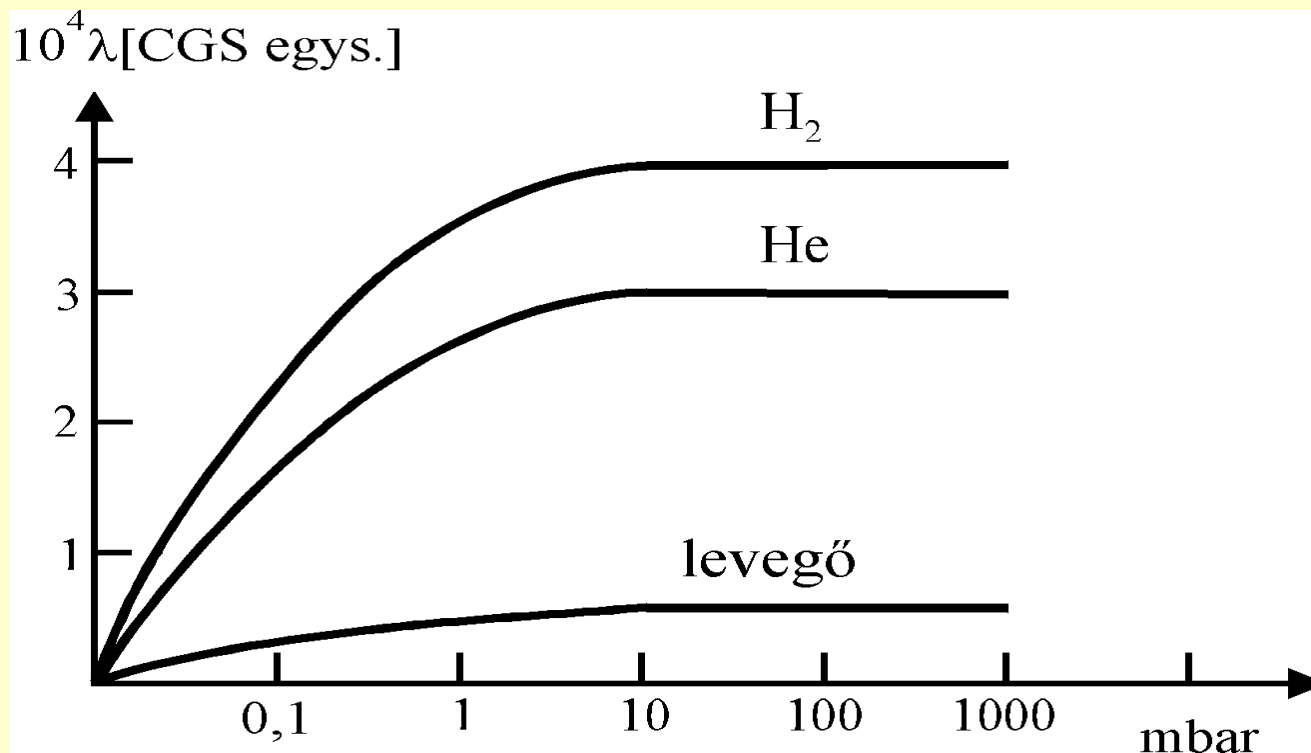
a szabad úthossz nagy a két különböző hőmérsékletű hely távolságához képest

$$\bar{l} \gg d \left( \frac{2}{a_E} - 1 \right) \Rightarrow G_E = d \cdot a_E / (2 - a_E)$$

Behelyettesítve  $p=nkT$ -ből  $n$  értékét és a fenti megfontolások alapján kapott  $G_E$  -t a hővezetési együttható képletébe:

$$\lambda_{\text{alacsony nyomás}} = \frac{\bar{c}}{2} \frac{C_{mol,V}}{RT} \cdot \frac{d \cdot a_E}{2 - a_E} p \quad (3.3.5.)$$

**Alacsony nyomáson a hővezetés nyomásfüggő!  
Lehet hővezetési elven működő nyomásmérőt készíteni (Pirani  
vákuummérő).**



**3.3.1. ábra. A hővezetési együttható függése a gáz nyomásától.**

### 3.3.1. táblázat. Néhány gáz hővezetési és belső súrlódási együtthatója [L1, R1].

Gáz, gőz	$\lambda$ (0 °C) cal·cm <sup>-1</sup> ·sec <sup>-1</sup> ·K <sup>-1</sup>	$\eta$ (0°C) poise = = 0,1kg·m <sup>-1</sup> ·s <sup>-1</sup>	Gáz, gőz	$\lambda$ (0 °C) cal · cm <sup>-1</sup> ·sec <sup>-1</sup> ·K <sup>-1</sup>	$\eta$ (0°C) poise = = 0,1kg·m <sup>-1</sup> ·s <sup>-1</sup>
H <sub>2</sub>	41,3·10 <sup>-5</sup>	839·10 <sup>-7</sup>	Hg gőz		1620·10 <sup>-7</sup>
He	34,3·10 <sup>-5</sup>	1878·10 <sup>-7</sup>	Ar	3,82·10 <sup>-5</sup>	2102·10 <sup>-7</sup>
Ne	11,12·10 <sup>-5</sup>	2986·10 <sup>-7</sup>	CO	5,37·10 <sup>-5</sup>	1665·10 <sup>-7</sup>
O <sub>2</sub>	5,83·10 <sup>-5</sup>	1918·10 <sup>-7</sup>	N <sub>2</sub>	5,80·10 <sup>-5</sup>	
CO <sub>2</sub>	3,43·10 <sup>-5</sup>	1377·10 <sup>-7</sup>	CH <sub>4</sub>	7,22·10 <sup>-5</sup>	
Leve- gő	5,76·10 <sup>-5</sup>	1722·10 <sup>-7</sup>	NH <sub>3</sub>	5,25·10 <sup>-5</sup>	
H <sub>2</sub> O	43 ·10 <sup>-5</sup>	869·10 <sup>-7</sup>	D <sub>2</sub>	30,8·10 <sup>-5</sup>	