

A mai gyakorlaton a hőtan második főtételéről és az entrópiáról szerettem volna beszélni. A második főtételnek több megfogalmazása is van, melyeket most megbeszélünk:

- Hő önként csak melegebb helyről hidegebbre megy át.
- Nincs olyan gép, mely kizárólag egy hőtartály segítségével lehűlés közben munkát végez.

Ezek a második főtétel első megfogalmazásai, melyek a folyamatok irányát határozzák meg a rendszerekben. Azaz, ha összeöntünk egy pohár forró és egy pohár hideg vizet, abból langyos lesz - magától nem keveredik szét újra hidegre és megrege. A második pont a másodfajú örökmozgó létezését kívánja megátolni.

Vizsgálhatjuk azonban a statisztikus fizika módszereivel is ezt a témakört. Sőt. Meg is kell tennünk, ha entrópiáról szeretnénk beszélni. Nézzük a következő (túl)egyszerű példát: adott n doboz és N gázmolekula. Az összes molekula az egyik dobozban van, így $n-1$ üres doboz van a. Ha a dobozokat összenyitjuk, a gázmolekulák szétterülnek a rendszerben és megpróbálják azt egyenletesen kitölteni. Egyenletes kitöltés esetén mindegy, hogy melyik gázmolekula melyik dobozban van, a lényeg, hogy a rendszer egyenletes. Ez tehát nagyon sok féle képpen meg tud valósulni. Ezt nevezzük mikroállapotnak (hogy melyik dobozban melyik részecskék vannak). A makroállapot pedig az, hogy a dobozokban egyenletesen vannak a molekulák - azaz nem érdekel, hogy melyik hol található, csak, hogy mennyi van adott dobozokban. Érezhető, hogy egy makroállapotot sok mikroállapot megvalósíthat. Ezt szoktuk a rendszer multiplicitásának nevezni, hogy hány mikro tartozik egy lehetséges makroállapothoz. A multiplicitást most omegával jelöljük (ω).

Így, hogy megbeszéltük mi a multiplicitást, felírhatjuk a statisztikus (sokszor Boltzmann entrópiának nevezett) entrópia definícióját:

$$S = K_B \ln \omega,$$

ahol S az entrópia, K_B pedig a Boltzmann állandó. Azaz az entrópia szoros összefüggésben áll a rendszer multiplicitásával. Termodinamikai definíciót így adunk rá:

$$dS = \frac{dQ}{dT},$$

$$Q = \int T dS.$$

A második főtételt tehát már úgy is megfogalmazhatjuk, hogy

$$\Delta S \geq 0,$$

ami azt jelenti, hogy magára hagyott rendszer entrópiája nem csökken. Fontos megjegyezni, hogy ezek statisztikus rendszerekre vonatkoznak, melyek sok atomot, molekulát tartalmaznak, rájuk is csak „messzirő” nézve tekinthető általánosnak, hiszen mikroszkopikus szinten előfordulhat némi fluktuáció, mikor ez sérülni látszik, azonban ez makroszkopikus rendszereknél kiintegrálódik és a valóságban nem tapasztalunk eltérést a törvénytől.

Hogy feladatszerűen is számolni lehessen entrópiaváltozásokat, érdemes kissé emészthetőbb alakra hozni a törvényeket. Tudjuk, hogy $dS = \frac{dQ}{T}$, amiből $TdS = dQ$. A hőtan első főtételének differenciális alakja

$$dQ = dE_b + pdV.$$

Ebbe beírva az entrópiát

$$TdS = dE_b + pdV$$

összefüggéshez jutunk, amit fundamentális egyenletnek nevezünk. Ezt T -vel osztva és felhasználva, hogy $dE_b = \frac{1}{2}fnRdT$ és $\frac{p}{T} = \frac{nR}{V}$

$$dS = nR \left(\frac{1}{2}f \frac{dT}{T} + \frac{dV}{V} \right).$$

Véges rendszerre kiintegrálva a következő általános összefüggéshez jutunk

$$dS = nR \left(\frac{1}{2}f \ln \frac{T_2}{T_1} + \ln \frac{V_2}{V_1} \right).$$

Ennek azért örülünk, mert rögtön tartalmazza az összes határeset megoldását, hiszen

- Izoterm esetben $T_1 = T_2$ és így $dS = nR \left(\ln \frac{V_2}{V_1} \right)$.
- Izochor esetben $V_1 = V_2$ és így $dS = nR \left(\frac{1}{2}fnR \ln \frac{T_2}{T_1} \right)$.
- Izobár esetben $dS = nR \left(\left(\frac{f}{2} + 1 \right) nR \ln \frac{T_2}{T_1} \right)$.

Hogy egyszerre ne legyen túl nagy falat, egyelőre ennyi. Emésszéték, a héten (sz-cs) várhatóak a feladatok is. Üdv, Á