Hőmérsékleti Sugárzás Mérése

Györgyfalvai Fanni (BKOGIJ), Schäffer Bálint (RHB36D)

2023. 09. 14.

Tartalomjegyzék

0. Elméleti Összefoglaló

0.1. A hőmérsékleti sugárzás alapjai

Tapasztalati tény, hogy a testek, bennük atomi szinten lezajló folyamatok révén folyamatosan *elektromágneses sugárzást* bocsátanak ki. Ezen elektromágneses sugárzás intenzitását elsősorban a test hőmérséklete határozza meg, csak úgy, mint a kibocsátott sugárzás spektrális eloszlását. Nem véletlen tehát, hogy ezt a jelenséget **hőmérsékleti sugárzásnak** nevezzük.

Egy test által hőmérsékleti sugárzással kibocsátott energiát az *emisszióképességgel* (ϵ) jellemezzük. Ez megadja, hogy az adott test T hőmérsékleten egy λ körüli $\Delta\lambda$ hullámhossztartományban egy ΔA nagyságú felületről Δt idő alatt mennyi (ΔE) energiát sugároz ki, azaz:

$$\varepsilon(\lambda, T) = \frac{\Delta E}{\Delta A \Delta t \Delta\lambda}. \tag{1}$$

A teljes spektrumban kisugárzott (felületre és időre normált) energiát pedig ennek integrálásával kaphatjuk meg:

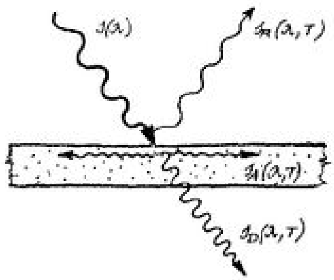
$$E(T) = \int_0^\infty \varepsilon(\lambda, T)\ \mathrm{d}\lambda. \tag{2}$$

Hasonlóan definiálhatjuk egy elektromágneses hullám esetében az energiaáramsűrűséget, vagy ismertebb nevén*intenzitást*:

$$I(\lambda) = \frac{\Delta E}{\Delta A \Delta t \Delta\lambda}. \tag{3}$$

A sugárzás teljes intenzitását pedig ezen infinitezimális intenzitások összegeként kapjuk:

$$I_0 = \int_0^\infty I(\lambda)\ \mathrm{d}\lambda. \tag{4}$$



1. ábra. Az elektromágneses sugárzás szétbomlása anyaggal való kölcsönhatás esetén [?]

Ha a fogadó oldalt nézzük, egy testet érő elektromágneses sugárzással három dolog történhet: áteresztődik ($I_t(\lambda, T)$), elnyelődik ($I_a(\lambda, T)$), vagy visszaverődik ($I_r(\lambda, T)$), ahogy ezt az 1. ábrán is láthatjuk. Természetesen ez a három jelenség egyszerre lép fel a kölcsönhatások legnagyobb részében, így a végbemenetelüket valamilyen arányszámmal tudjuk jellemezni:

$$\xi(\lambda, T) = \frac{I_\xi(\lambda, T)}{I(\lambda)}; \qquad \xi \in \{t, a, r\} \tag{5}$$

$$\xi(T) = \frac{\int_0^\infty I_\xi(\lambda, T)\ \mathrm{d}\lambda}{\int_0^\infty I(\lambda)\ \mathrm{d}\lambda} = \frac{I_\xi(T)}{I_0}. \tag{6}$$

Ezeket rendre *transzmisszió-*, *abszorpció-* és *reflexióképességnek* nevezzük. Mindet tudjuk definiálni integrált esetben is, ahogy a 6. egyenletben látható. Az energiamegmaradásból következik, hogy a teljes intenzitás is megmarad, így:

$$t(\lambda, T) + a(\lambda, T) + r(\lambda, T) = 1 \tag{7}$$

$$t(T) + a(T) + r(T) = 1. \tag{8}$$

0.2. Az abszolút fekete test

A testek sugárzásának vizsgálatához célszerű bevezetni egy absztrakciót (valójában ilyen test nem létezik), melyet **abszolút fekete testnek** hívunk. Ennek a legfontosabb tulajdonsága, hogy minden ráeső elektromágneses sugárzást elnyel, így felírható:

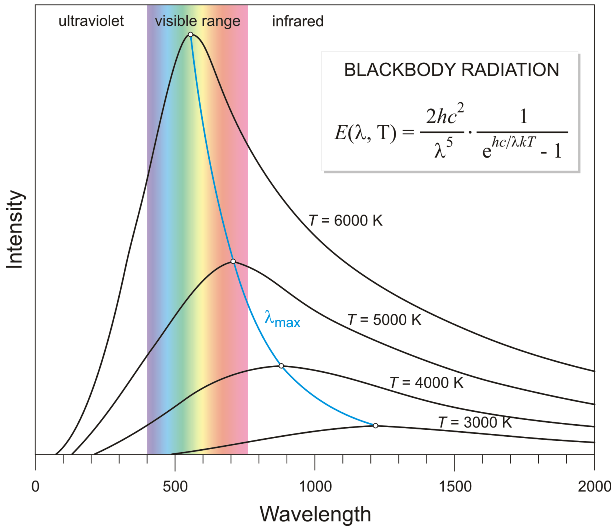
$$a(\lambda, T) = a(T) = 1 \equiv a_f. \tag{9}$$

Fontos, hogy a fekete test által kisugárzott energia spektruma elméleti megfontolásokkal levezethető (*Max Planck*, 1900 [1]):

$$\varepsilon_f(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda k_B T}} - 1}, \tag{10}$$

ahol h a Planck-állandó, c a fénysebesség és k_B a Boltzmann-állandó. Ez a **Planck-féle sugárzási törvény**. A megfelelő hullámhosszfüggés néhány hőmérsékleten a 2. ábrán látható. A maximumokra érvényes továbbá a **Wien-féle eltolódási törvény**, mely szerint:

$$\lambda_{\max} \cdot T = \mathrm{const.} \tag{11}$$



2. ábra. A fekete test sugárzás szemléltetése különböző hőmérsékleteken [2]

A felületre normált sugárzási teljesítményt az ε_f függvény hullámhossz szerinti integrálja adja meg, melyre érvényes a **Stefan-Boltzmann-törvény**:

$$E_f(T) = \int_0^\infty \varepsilon_f(\lambda, T)\ \mathrm{d}\lambda = \sigma T^4. \tag{12}$$

Eszerint a kisugárzott teljesítmény arányos a hőmérséklet negyedik hatványával, az arányossági tényező pedig a *Stefan-Boltzmann-állandó*: $\sigma = 5.670 \cdot 10^{-8}\ \frac{W}{m^2K^4}$. Egy felületről kisugárzott teljesítmény azonban nem minden irányba azonos, annak szögfüggését a *Lambert-törvény* adja meg:

$$\mathrm{d}E_\varphi(T) = \sigma T^4 \frac{\cos\varphi}{\pi} \mathrm{d}\Omega, \tag{13}$$

ahol φ a felület normálvektorával bezárt szög, $\mathrm{d}\Omega$ pedig a térszög, amelyet vizsgálunk.

0.3. Nem fekete testek sugárzása

Két tetszőleges (1, 2) testre a tapasztalat szerint fennáll a következő összefüggés, a hőmérsékleti sugárzás *Kirchhoff-törvénye*:

$$\frac{\varepsilon_1(\lambda, T)}{a_1(\lambda, T)} = \frac{\varepsilon_2(\lambda, T)}{a_2(\lambda, T)} = \text{const.} \tag{14}$$

Mivel ez a fekete testre is érvényes, bármely testre felírható:

$$\frac{\varepsilon(\lambda, T)}{a(\lambda, T)} = \varepsilon_f(\lambda, T), \tag{15}$$

azaz az abszorpció- és emisszióképesség a másik ismeretében meghatározható.

Szerencsére sok esetben még az egyiket sem kell meghatároznunk minden λ értékre, mivel nem túl magas hőmérsékleten sok anyag esetében jó közelítéssel érvényes az $a(\lambda, T) \approx a(T)$ hullámhossz-függés elhanyagolás. Az ilyen testeket *szürke testnek* hívjuk (természetesen ez nem a tényleges színre utal). Még tovább egyszerűsíthetjük a feladatot alacsony hőmérsékleten, mivel itt legtöbbször az abszorpciós tényező közel konstans, azaz $a(T) \approx a$.

Ezen közelítések alkalmazásával már könnyen megkapható egy test integrált emisszióképessége:

$$E(T) = \int_0^\infty \varepsilon(\lambda, T)\ \mathrm{d}\lambda = \int_0^\infty a(\lambda, T)\varepsilon_f(\lambda, T)\ \mathrm{d}\lambda = a\int_0^\infty \varepsilon_f(\lambda, T)\ \mathrm{d}\lambda, \quad (16)$$

mely a *Stefan-Boltzmann-törvény* alapján:

$$E(T) = a\sigma T^4. \quad (17)$$

Alacsony hőmérsékletű szürke testekre igaz tehát, hogy integrált emisszióképességük csak egy konstans ($a \in [0, 1]$) szorzóban tér el a fekete testétől.

Hivatkozások

Fizipédia, mérési leirat

A Planck-féle sugárzási törvény

A fekete test sugárzása