

ESSZÉ A MÉRÉSEKRŐL, AMELYEK A PLANCK-TÖRVÉNY FELFEDEZÉSÉHEZ VEZETTEK – 2. RÉSZ

Varga Péter
KFKI

Az első kísérletek

Tanulmányunk előző részében megismertük a mérések célját és a rendelkezésre álló apparátust, most ismerjük meg felhasználójának eredményeit!

Paschen nevét, mint jelzőt a fizika többször is használja: a *Paschen-sorozat* a hidrogénspektrum $n = 3$ főkvantumszámmal, mint alsó állapottal jellemzett része, a *Paschen-Back-effektus* nagy mágneses térnél a Zeeman-felhasadásban jelenik meg. A hőmérsékleti sugárzásra vonatkozó első méréseit¹ egyszerű, izzó fekete színű csíkkal, mint fényforrással kezdte [5, 6]. Első fényforrása platinaszalagra felvitt vasoxid (Fe_2O_3) volt, és az *izotermák* módszerével mért. Gondoskodott arról, hogy a vasoxid-réteg elég vastag legyen, tehát *Wien* és *Lummer* aggálya nem merült fel. A spektrális tartomány, amelyben mértek, 2 és 8 μm között változott. A munka alaposságára jellemző, hogy a szerző 37 oldalas cikkében 9 táblázatban, amelyek összesen mintegy 7 oldalt tesznek ki, szinte laboratóriumi jegyzőkönyvszerű részletességgel ismerteti a mérések eredményét, továbbá 4 különálló ábrán az eredmények kiértékelését.

Az első cél a mérések és a termodinamika (4) és (5) törvényeinek összevetése volt. Már ez is (részben) sikert hozott. A 340 K és 1392 K közötti tartományban 47 (!) hőmérsékleten határozták meg a $\lambda_m T$ szorzatot, amely csak 2536 μmK – 2800 μmK között változott. A számok szűk határok között és csak kis fluktuációkkal, de nagyjából monoton növekedtek a hőmérséklettel. Tehát négyszeres hőmérséklet-növekedésnél a szorzat csak 10 százalékkal változott. A mért értékekhez (4) helyett a

$$\lambda_m T^\beta = c \quad (9)$$

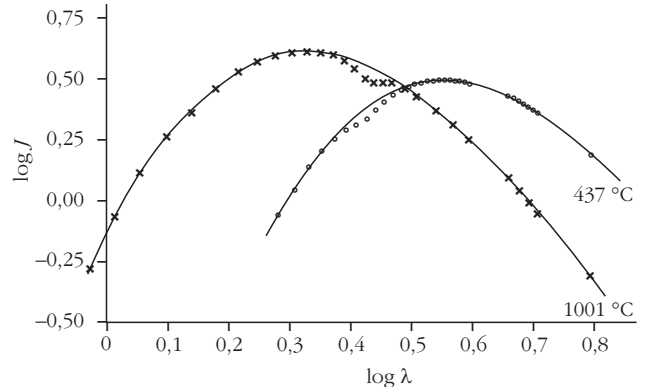
függvényt illesztette, ahol $\beta = 0,9500$ és $c = 1866,5$. Négy értékes jegy megadása persze túlzás, *Paschen* *akkor még* nem számított hibát, pedig talán a $\beta = 0,95 \pm \Delta\beta$ intervallumba a $\beta = 1$ is belefért volna. Az (5) törvény helyett 48 különböző hőmérsékleten végzett mérés alapján a teljesítmény maximumára a

$$J_m = c' T^\alpha \quad (10)$$

összefüggést állapította meg, ahol c' állandó és az α kitevő 5 helyett 5,5667-nel egyenlő.

Paschen továbbmegy, keresi a törvényt, több hőmérsékleten a spektrumot is kiméri. A mérési eredmé-

¹ *Paschen* ismerteti azokat a méréseket, amelyek az izzó testek spektrumával foglalkoztak, ezek között *Kövesligethy Radó* (1862–1934) munkáját is, aki sokoldalú tevékenysége mellett a Matematikai és Fizikai Társulat főtitkára is volt.



4. ábra. Két, különböző hőmérsékleten mért görbe [6]. Ordináta $\log J$, abszcissza $\log \lambda$, a hullámhossz μm egységekben. A pontozás a levegő víztartalmának abszorpciója miatt fellépő veszteséget mutatja.

nyeket kétszeres logaritmikuskálán ábrázolja (4. ábra), az ordináta az intenzitás logaritmus ($\log J$), az abszcissza² a hullámhossz logaritmus ($\log \lambda$). Kongruens – egymással fedésbe tolható – görbék kap. Megtalálja az eltolás hőmérsékletfüggő mértékét is, egybeeső görbék adódnak, ha ordinátául a

$$\log \frac{J_m(T)}{J(\lambda, T)},$$

abszcisszául a

$$\log \frac{\lambda}{\lambda_m(T)}$$

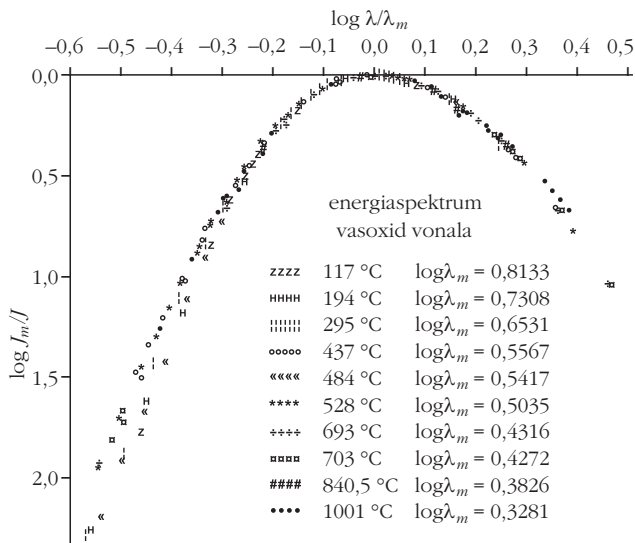
mennyiséget választja. Íme az eredmény az 5. ábrán. A széleken megjelenő eltérések ellenére világos, hogy a görbék egybeesése mögött szabály áll, még akkor is, ha tudjuk, hogy a logaritmikuskálán az ábrázolás mindent kisimít. Már csak formula kell, amelyre fel lehet fűzni a mérési eredményeket.

Paschen 1896. májusi keltezéssel küldte be cikkét, de júniusban utóiratot fűz hozzá. Eszerint az 5. ábrán látható eloszlás a

$$\log \frac{J}{J_m} = \alpha \left(1 - \frac{\lambda_m}{\lambda} - \log \frac{\lambda}{\lambda_m} \right) \quad (11)$$

függvényvel írható le. Táblázatban közli a 437 °C-on mért és a számított értékeket (összesen 10 mérés), az

² A mért intenzitás esetében triviális volt a logaritmikuskála választása, hiszen az intenzitás magasabb hőmérsékleteknél két nagyságrenddel is változott. Nem így a hullámhossz, hiszen itt a leghosszabb és legrövidebb hullámhossz aránya kisebb, mint egy nagyságrend. Az utóbbi választás ugyan rendkívül gyümölcsözőnek bizonyult, indoklást viszont nem adtak, bár biztosan voltak a priori megfontolások.



5. ábra. Paschen vasoxidon, különböző hőmérsékleten végzett spektrumméréseinek összefoglalása [6]. Az ordináta $\log(J/J_m)$, ahol J a mért intenzitás az adott hőmérsékleten és hullámhosszon, J_m pedig ennek maximális értéke az adott hőmérsékleten, az abszcissa $\log(\lambda/\lambda_m)$, ahol λ a hullámhossz és λ_m a maximum helye.

értékek a nagyobb hullámhosszak tartományában 7 esetben 1%-on belül megegyeznek, az utolsó, a rövid hullámhosszaknál 2-3%-ra eltérnek. Feltehetően a monokromátor sávzélességének meghatározása okozta a fő problémát, ez abból is kitűnik, hogy a soron következő cikkében újra előveszi a problémát és igyekszik jobb megoldást adni.

A (11) formula nem a fekete sugárzás törvénye, de még a szalag hőmérsékleti sugárzásának törvénye sem, hiszen hiányzik belőle a hőmérséklet. Ezt a görbék fedésbe hozásakor kitranszformáltuk. Most már megvan az empirikus formula, járjuk be a visszafelé utat azáltal, hogy tekintetbe vesszük a (9) és a (10) összefüggéseket is, ekkor

$$J(\lambda, T) = c_1 \left(\frac{T}{T^\beta} \right)^\alpha \lambda^{-\alpha} \exp \left(- \frac{c_2}{\lambda T^\beta} \right). \quad (12)$$

(Az eredeti képlet sajtóhibás.) De Paschen tovább medítál. Mivel szerinte sugárzó vasoxid esetében elfogadható a $\beta = 1$ érték is, tehát használható a termodinamikával bizonyított (4) törvény, ezért

$$J(\lambda, T) = c_1 \lambda^{-\alpha} \exp \left(- \frac{c_2}{\lambda T} \right), \quad (13)$$

de még mindig az $\alpha \neq 5$ maradt.

Az utóirat legvégén Paschen beszámol arról, hogy Wien tájékoztatta őt a (6) spektrális képletéről. (A [2] munka az *Annalen* következő számában jelent meg, mindkettőjük cikke májusi keltezésű.) Érdekes, hogy Paschen nem vette észre, ha a (12) levezetésénél használt (9) és (10) tapasztalati törvényt helyett a (4) és (5) termodinamikai törvényt használta volna fel a (11) mellett, akkor pontosan Wien fekete sugárzási törvényét kapta volna vissza. *Egy lépésnyire volt az elmélet és a kísérlet egyezése.*

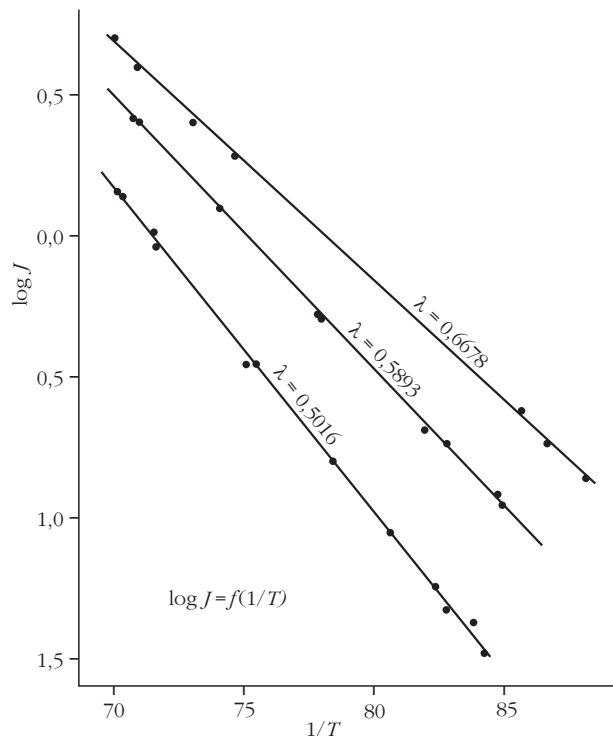
Paschen következő [5] munkájában már figyelembe veszi a (4) eltolási törvényt, tehát az igazolandó formula most már a (13). Rézoxid és lámpakorom borítású szalagok, szénzál, továbbá a platina termikus emisszióját mérte, továbbra is az izotermák módszerével. A platinát szándékosan, mint jól reflektáló anyagot választotta. Hasonló spektrális eloszlásokat talált mint előzőleg (még platinánál is, de már nagyobb eltérésekkel). A hullámhossz kitevője (α) értéke minden anyagnál nagyobb volt 5-nél. Nem közölt magyarázatot, miért sugároz minden anyag szinte azonos spektrumot, pedig az egyszerű megoldás Kirchhoff törvényében (1) van. Ha az anyag reflexióképessége az adott hullámhossz-intervallumon belül állandó, akkor az emisszióképesség-eloszlása hasonlít a fekete testéhez. A spektrális eloszlás $\beta = 1$ érték mellett mind követte a (12) formulát, tehát megerősítette Wien sugárzási képletét.

Paschen azonban talált egy másik kiértékelési módszert is. Ugyanis a (13) összefüggés alapján

$$\log J(\lambda, T) = \log \left(c_1 \lambda^{-\beta} \right) - c_2 \frac{1}{\lambda T}. \quad (14)$$

A mért mennyiség logaritmusá tehát *lineáris függvénye* a hőmérséklet reciprokának. A 6. ábrán rézoxid emissziója látható a 350–1150 K hőmérsékleti tartományban, a hullámhosszak 1,2–7,8 μm között változnak. Az izokromáták ebben az ábrázolásban kétségkívül egyenesek. (Kivétel 7,764 μm görbéje, az alacsony hőmérsékleten kapott három pont nem fekszik az egyenesen. A pontok abszcisszáinak kis különbsége arra utal, hogy a *gyanús eredményt* ellenőrizték. Lehet, hogy itt már jelentkeztek a későbbiekben ismertető problémák?)

6. ábra. Izokromáták radiometriával mérve [7]. Az ordináta a hőmérséklet reciproka 10^{-3} K egységekben.



A c_2 értéke különböző anyagoknál, kétféle módon – spektrummaximum helyéből, valamint izokromáták meredekségéből – meghatározva		
Anyag	c_2 (μmK)	c_2 (μmK)
Rézoxid	14 275	14 000–14 485
Lámpakorom	14 500	13 460–14 480
Szénszál	13 670	12 260–14 040
Platina	15 000	13 140–16 020

A c_2 állandó a hullámhossz függvényében Paschen és Wanner izotermáiból		
λ (μm)	c_2 (μmK)	Δc_2 (μmK)
0,6678	14 332	62
0,5893	14 489	74
0,5016	14 473	62

Újabb lehetőség nyílt a Wien-féle sugárzási törvény (6) ellenőrzésére, mert az ott szereplő c_2 állandó már kétféleképpen lehetett meghatározni: egyrészt a spektrum maximumának helyéből a (4) és a (6a) képlet segítségével, másrészt az izokromáták meredeksége (14) segítségével. A (6a) formula használatánál nem a konstans 5 értéket, hanem a (10) képletben szereplő α értéket alkalmazta Paschen. Az eredmények az 1. táblázatban vannak. A $\lambda_m T$, valamint az α értéket a szerző egy 20-30 tagból álló mérés átlagaként határozta meg, az izokromáták is több mérésből adódtak.

Még meggyőzőbb kísérletet végez Paschen és Wanner [7] immár az optikai feketetesttel. A közvetlen sugárforrás platina volt, de a 2. ábrán bemutatott feketetest-elrendezésben. Izotermákat vettek fel a látható tartományban, fotometriai úton, mert a kis intenzitás miatt szükség volt a szem érzékeny voltára. A hőmérséklet 1100–1430 K között változott. A sávszélesség, mint hibaforrás most nem játszik szerepet, de a szerzők megadják, hogy az körülbelül századrésze volt a hullám-

hossznak. Az eredmény – megint csak egyenesek – a 6. ábrán látható. A görbék meredekségéből meghatározható a Wien-, illetve a Paschen-formula c_2 állandójának értéke, ezt a 2. táblázat tartalmazza.

Paschen (és munkatársa) méréseinek korrektségét ezek után nincs jogunk vitatni. Anakronizmus, de vessük össze Wien törvényét Planckéval. Az utóbbit Wien írásmódjával is felírjuk:

$$u(\lambda, T) = \frac{c_1}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{c_2}{\lambda T}\right) - 1} \equiv \frac{c_1}{\lambda^5} \frac{\exp\left(-\frac{c_2}{\lambda T}\right)}{1 - \exp\left(-\frac{c_2}{\lambda T}\right)}, \quad (15)$$

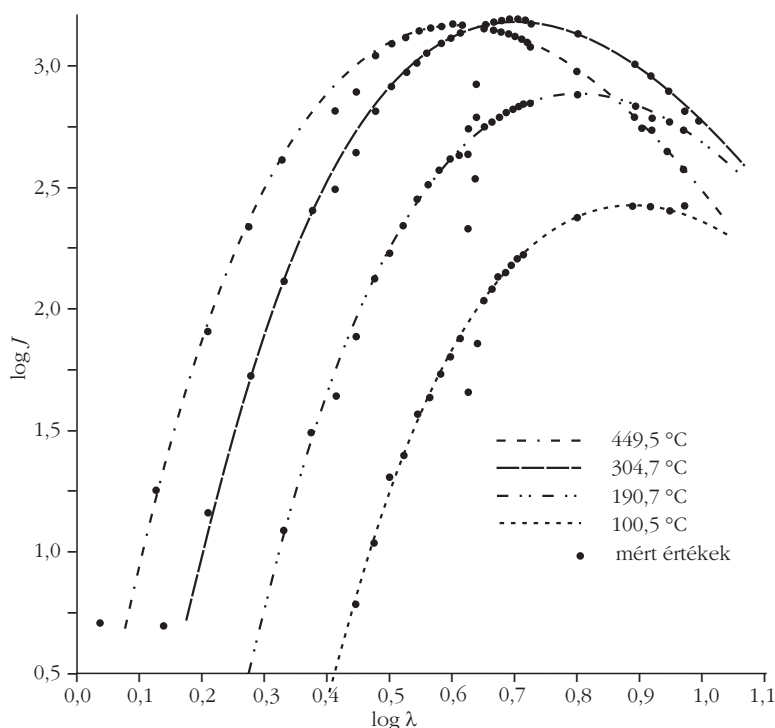
ahol most $c_2 = hc/k = 14\,387 \mu\text{mK}$. Paschenék értékei jól megegyeznek ezzel, ami nem csoda. A legmagasabb $T = 1430 \text{ K}$ hőmérséklettel és $\lambda = 0,6678 \mu\text{m}$ hullámhosszal számolva is a kitevő értéke még körülbelül 15, az átirított formulában a tört értéke $1 - 3 \cdot 10^{-7}$, észrevehetetlen az eltérés Wien sugárzási törvényétől.

Ilyen előzmények után csak egy olyan mérés hiányzik, ahol a forrás valóban sugárzó üreg. Ezt is elvégezte Paschen, alacsony [8] és magas [4] hőmérsékletű fekete testtel újra az izotermákat mérve. A munkákat a Berlieni Porosz Akadémia közleményeiben publikálta, a prezentáláshoz akadémikusra volt szüksége, aki Planck volt.

Tekintsük először az alacsony hőmérsékleten végzett méréseket [8]. Alacsony hőmérsékletű üreg könnyebb előállítani, de nehezebb a sugárzó energiát mérni, mert kevés. A fekete testet reprezentáló üreg egy nagyobb edénybe helyezték, a két edény közé forrásban levő folyadék gőzét bocsátották. A közegek víz (100 °C), anilin (190 °C), difenilamin (304 °C) és kén (450 °C) voltak.

Fekete testhez fekete, mindent elnyelő bolométer jár. Ezért megfordították az optikai feketetestet, ott a sugárforrást helyezték a tükröző félgömb belsejébe, most az érzékelő csíkot. Ezzel veszítették a de-

7. ábra. Paschen alacsony hőmérsékletű izotermái [8], koordinátatengelyek mint a 4. ábrán. Itt is megjelenik a levegő abszorpciója.

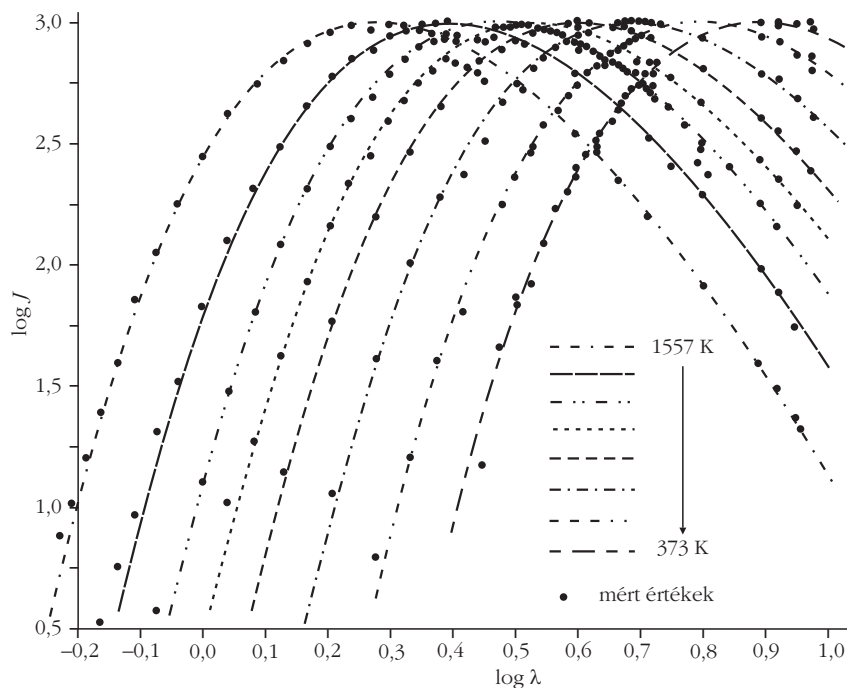


tektálás hatásköréből, mert távolabb került a korommal befeketített platinacsík, de azt a sugárzást, amit a korom visszaszórt, a gömbtükör újra visszaverte. Az eredmény a 7. ábrán látható. A görbék éppen olyanok, mint „fekete” szalag esetében (4. ábra) voltak. Méltányolni kell, hogy 100 °C hőmérsékleten is mértek sugárzást, holott a sugárzó intenzitás már az üreg száján is kicsi volt, a detektálási veszteség pedig nagy. Lehette még kifogásolni, hogy a fekete test izotermái nem keresztezhetik egymást. Esetünkben a keresztezést a különböző beállítások okozták, más volt a detektálás hatásköre (lásd a (8) formulát). Ezen kívül a (4) és az (5) termodinamikai törvény teljesülését is gondosan ellenőrizték. Néhány esetben ugyan találtak eltérést az $\alpha = 5$ esettől, de megmagyarázták az okát. Manapság a rossz méréseket inkább nem szoktuk megemlíteni.

Tehát: létezett egy tapasztalati görbe, ami jól illeszkedik a (11) által leírt függvényhez, ezt több esetben is igazolták. Kísérletileg bebizonyították az elmélet (4) és (5) állításait. Beírva az utóbbi két összefüggést (11)-be, megkaptuk Wien sugárzási (6) törvényét. Az utóbbit ugyan még nem sikerült elméletileg bizonyítani, csak sejtés, de kísérletileg már sikerült.

Paschen még mindig nem szűrte le ezt a következtetést, inkább ellenőrizni akarta az eredményt magas hőmérsékleten is [4]. Kifejezett célja a mérési tartomány kiterjesztése volt a rövidebb hullámhosszak felé. Amellett, hogy a spektrális tartomány kiszélesítése már önmagában is fontos, az a cél is közrejátszott, hogy rövidebb hullámhosszaknál a monokromátor diszperziója nagyobb, sokkal kisebb hullámhossztartomány felel meg egy fix részélességnek, a $\Delta\lambda$ sávzélesség pontosabban tartható. A levegő abszorpciója is kevésbé zavar.

Két fekete testet használt: az üreget az 1. ábrán már bemutattuk, a másik az optikai feketetest (2. ábra) volt. A Wien–Lummer-követelményeknek ugyan az előbbi felelt meg, de Paschen leírja, hogy nehéz volt elérni az egyenletes falhőmérsékletet, tehát éppen azt, ami miatt a szalag feketetestet Wien és Lummer elvetették. Miért ragaszkodott mégis a kétféle módszerhez? „A mérés mindkét módszerét fokozatosan egyre finomítottam és úgy találtam, hogy a megfigyelt eredményeknek a törvényektől való eltérése csökken, végül olyan eredményeket kaptam, amelyek egymással és az alacsony hőmérsékleten találtakal elegendő mértékben egybecsengtek. Amennyiben az alábbiakban közlendő eredmények itt-ott még kis eltérést mutatnak a törvényektől, ezek nagyobb eltérések maradványai, amelyek azt tanúsíthatják, hogy a berendezés egyes hibáit még nem eléggé szüntettük



8. ábra. Maximumra normált izotermák a 373–1557 K tartományban. Hullámhossztartomány 0,5–10 μm között [4].

meg.” ([4] 960. old.) Ne arra gondoljunk most, hogy a mérési eredményeket addig preparálták, amíg megfelelték az előre ismert elméletnek – ami a hallgatói laboratóriumaink frekvenciált eljárása – hanem arra, hogy az eltérés a berendezés tökéletesítésére inspirálta a kísérletezőt.

Most már annak a tudatában, hogy a (4), (5) és (11) összefüggésekből következik Wien sugárzási törvénye, a mérések kifejezett célja az lett, hogy ellenőrizze, teljesülnek-e ezek a törvények. Bár megemlíti, hogy az üreggel végzett méréseknél többször is felvették a teljes spektrumot, számokkal, táblázatokkal csak a (4) és (5) termodinamikai törvény igazolását támasztják alá. 647 K és 1053 K között mértek 19 különböző hőmérsékleten, a maximum helye 4,51 μm és 2,22 μm között változott. Az izzó szalag-félgömb kombinációval ugyancsak ellenőrizték a termodinamikai törvények teljesülését, de mindennél többet mondanak a spektrális mérések, amelynek eredményét a 8. ábrán láthatjuk. A kongruens görbék sorozata azt mutatja, hogy valóban olyan eloszlást mértek, amely a) eleget tesz Wien termodinamikával bebizonyított (3) tételének, és b) bizonyítja Wien sugárzási törvényről alkotott sejtését.

Megállapíthatjuk, hogy a 2–8 μm hullámhossztartományban végzett radiometriai, valamint a láttható tartományban végzett fotometriai mérések igazolták Wien sugárzási törvényét. Paschen munkásságát a berlini akadémia 1900 májusában 500 márk jutalommal ismerte el. Most már az is sejthető, hogy Planck 1897 és 1900 közötti tevékenységét az elméleti fizikus belső indíttatású érdeklődése mellett a kísérleti eredmények is inspirálták. A mérések alapossága és a következetes, ellentmondásmentes eredmények indokolták Planck feltétlen bizalmát.

Planck Wien sugárzási törvénye mellett

Planck ötrészes cikksorozatban³ [9] jut el Wien sugárzási formulája bizonyításáig, majd egy hatodik [10] munkában, amely a nevezetes 1900-as esztendő januárjában jelent meg, összefoglalja ezeket. Végül egy hetedik cikkben [11], ugyancsak az év áprilisában újabb, az előzőektől független bizonyítást közöl. Most [9] negyedik és az ötödik közleményével kezdjük.

Planck ugyanazon úton járt, mint amin *Maxwell* majd *Boltzmann*. Ők készen kapták a mechanika törvényeit, valamint a termodinamikának a gázokra vonatkozó fenomenológiai elméletét, és megtalálták közöttük a kapcsolatot. Planck számára is készen álltak az 1. részben – A kezdetek (Kirchhoftól Wienig) – szereplő törvények és az elektromágneses hullámok törvényei. Meg kellett alkotni az üreg belsejében kavargó elektromágneses hullámok leírását és ebből a fekete sugárzás spektrumát, ami megfelel például a Maxwell-eloszlásnak.

Tudjuk: mindegy, hogy milyen egy egyenletes hőmérsékletű zárt üreg belső struktúrája, mindenképpen fekete sugárzás alakul ki benne. Planck modellje egy tükröző falú üregből és az üregen belül egy vagy több rezonátorból áll; a rezonátor Hertz-féle dipólus. Ez elnyeli a sugárzás energiáját és lassan – a rezonancia-periódushoz képest hosszú idő alatt – kisugározza. Ennek a folyamán alakul ki az üreg belsejében a sugárzás eloszlása, amely időben ugyan állandóan változik, de az energiasűrűség várható értékének spektruma már állandó. Plancknak fel kellett tennie, hogy a sugárzó tér egy különleges állapota alakul ki, amit ő *természetes sugárzásnak* nevezett el. Ennek Fourier-spektruma, amely a fizikai spektrum is, folytonos, tehát megszámlálhatatlanul sok komponenset tartalmaz, és az egyes komponensek fázisai függetlenek. Ez a tulajdonság akkor is fennáll, amikor két komponens frekvenciája tetszőlegesen közel van egymáshoz. (Ez a sugárzás majd reneszánszát éli a 20. század második felében a koherencia elméletében, ekkor már egyszerűen termikus sugárzásnak nevezzük.)

Planck cikkeinek a *Irreverzibilis sugárzási folyamatokról* címet adta. Miért?

„Egy folyamat irreverzibilitásának legközvetlenebb bizonyítéka egy olyan függvény létezésének a kimutatásán nyugszik, amely függvényt a rendszer pillanatnyi állapota teljesen meghatároz, és amelynek az a tulajdonsága, hogy a teljes folyamat során ugyanabban az értelemben változik, esetleg növekszik. Az itt tárgyalt sugárzási folyamat esetén, megfelelően a folyamat különösen extrém jellegének, *nem egyetlen, hanem sok olyan függvény létezik* [kiemelés V. P.], amely rendelkezik a fenti tulajdonsággal. Az irreverzibilitás bizonyításául nyilvánvalóan elegendő egyetlen ilyen függvény ismerete, ezért a kiváltképp egyszerűhöz nyúlunk, analógiában a *Clausius* által bevezetett termodinamikai függvénnyel, a gömbi üreg és a rezo-

nátor entrópiájához, anélkül, hogy ezt a függvényt egy általánosabb sugárzási folyamathoz hozzá akar-nánk rendelni.” ([9], IV közlemény, 24. §).

Planck először *talál* két függvényt, mindkettő függvénye a hullámok, illetve a rezonátor frekvenciájának. Az egyik függvény a rezonátorra, a másik a térben jelenlévő sugárzásra vonatkozik. Kimutatja, hogy ezen függvények összege időben nem csökkenhet, tehát rendelkezik az entrópia tulajdonságával. Az entrópia spektrális eloszlásának kifejezéséből levezette az energiasűrűséget, ami nem lett más, mint Wien sugárzási törvénye. Planck hivatkozik Paschen, illetve Lummer és *Pringsheim* méréseire (lásd a cikksorozat következő részében), amelyek alátámasztják elméletét.

Planck 1900 januárjában közölt [10] cikkének megjelenése előtt és azzal egy időben is kételyek merültek fel Paschen méréseit illetően (lásd a cikksorozat következő részében). Erre Planck megírta [11] dolgozatát, ahol már felsorolta Lummer és Pringsheim méréseit is. Ebben a cikkben kijelenti: a kísérleti fizikusok dolga, hogy eldöntsék, kinek van igaza. De Planck is megette, amit az elméleti fizikusnak kell, *újabb bizonyítékokat talált* az entrópia alakjára:

„Jóllehet a megfigyelés és az elmélet közötti konfliktus akkor is fennáll, ha a különböző megfigyelők számadatai egymással elegendően megegyeznek, úgy a kísérletezők közötti elintézetlen kérdés engem is arra ösztönzött, hogy azokat az elméleti feltevéseket – amelyek a sugárzás entrópiájának fent említett kifejezéséhez vezettek és amelyeket minden bizonnyal meg kell változtatni, amennyiben bebizonyosodik, hogy a Wien-féle energiaeoszlás nem általános érvényű – összefoglalóan áttekintsem és éles kritikának vessem alá. A lényegét már itt szeretném röviden közölni, nevezetesen: ez alkalmat adott arra, hogy megtaláljam azt az utat, amely a sugárzás entrópiájának egyenes meghatározásához vezet, és aminek értékét az előző munkámban minden további közbenjárás nélkül definícióként bevezettem. Mivel ez a számítás újra egyes-nesen ugyanazt a fenti kifejezést adja, ezáltal e kifejezés jelentőségéről alkotott véleményemet még jobban megerősíti, akkor is, ha azok az alapok, amelyek ezt alátámasztották, kissé eltolódtak.”

Bizonyítást nyert Wien sugárzási törvénye?

Irodalom

6. F. Paschen: Über Gesetzmäßigkeiten in den Spektren fester Körper, erste Mitteilung. *Annalen der Physik* 58 (1896) 455.
7. F. Paschen, H. Wanner: Eine photometrische methode zur bestimmung der Exponentialconstanten der Emissionsfunction. *Sitzungsberichte der Königlich Preussischen Akademie der Wissenschaften zu Berlin I* (1899) 5–11.
8. F. Paschen: Über die Verteilung der Energie in Spectrum des schwarzen Körpers bei niederen Temperaturen. *Sitzungsberichte der Königlich Preussischen Akademie der Wissenschaften zu Berlin I* (1899) 405–420.
9. M. Planck: Über irreversible Strahlungsvorgänge. *Sitzungsberichte der Königlich Preussischen Akademie der Wissenschaften zu Berlin I*. (1897) 57, II. (1897) 715, III. (1897) 1122, IV. (1898) 449, V. (1899) 440.
10. M. Planck: Über irreversible Strahlungsvorgänge. *Annalen der Physik I* (1900) 69.
11. M. Planck: Entropie und Temperatur strahlender Wärme. *Annalen der Physik I* (1900) 719.

³ A sorozat második darabja azért is érdekes, mert itt a szerző Boltzmann egy ellenvetésére reflektál. Boldog idők!