KOVÁCS ENDRE, PARIPÁS BÉLA,

FIZIKA II.

10

Új Magyarország
FEJLESZTÉSI TERV

A Műszaki Földtudományi Alapszak tananyagainak kifejlesztése a
TÁMOP 4.1.2-08/1/A-2009-0033 pályázat keretében valósult meg.

X. A MODERN FIZIKÁHOZ VEZETŐ TAPASZTALATOK

1. BEVEZETÉS

A fizika történetének egyik legnagyobb kérdése az volt, hogy az anyag a végtelenségig osztható, folytonos (*kontinuum*) szerkezetű vagy pedig vannak tovább már nem osztható egységei, az atomok. Ez az évezredes kérdés a XIX. század végére véglegesen eldőlt, mint tudjuk az atomelmélet javára. Az atomok létezésében akkor lehetünk biztosak, ha jellemzőiket (pl. tömeg, méret, stb.) pontosan meg tudjuk mérni, ezt pl. a kinetikus gázelmélet lehetővé tette.

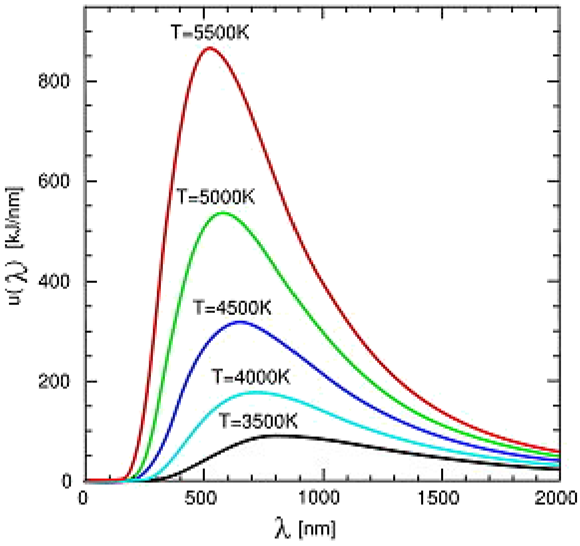
Az atomelmélet győzelmét követően hamar kiderült, hogy az atomnak van belső szerkezete. Az elektron felfedezésével (***J. J. Thomson***, 1897) nyilvánvalóvá vált, hogy azt (azokat) minden atomnak tartalmaznia kell. Az is hamarosan nyilvánvalóvá vált, hogy az anyag atomossága megköveteli a töltés adagosságát is. A töltésnek van legkisebb, tovább már nem osztható egysége, az elemi töltés. Ennek nagyságát ***Millikan*** mérte meg 1910-ben, és azt kapta, hogy ennek a nagysága: $e = 1{,}6 \cdot 10^{-19}\ C$. Ilyen nagyságú töltése van tehát az elektronnak is, de az előjele (a jóval korábbi előjel konvenció miatt) negatív. Ha az elektron U potenciálkülönbségen halad át, energiája U·e-vel változik. Tehát pl. 1 volt feszültség hatására $E = 1{,}6 \cdot 10^{-19}\ J$ energiát nyer, ezt **elektronvolt**nak (eV) nevezzük. Tehát az eV az energia mértékegysége, elterjedten használják a fizika azon ágaiban, ahol kis méretű objektumokkal (pl. atomokkal) foglalkoznak.

Az anyag atomossága és a töltés adagossága jól beilleszthetők voltak a klasszikus fizika kereteibe is. Az adagosság azonban olyan fizikai mennyiségekre is jellemző (pl. energia, perdület) amelyet a klasszikus fizika egyértelműen folytonosan változtathatónak tekint. Ez az adagosság a klasszikus fizika kereteibe már egyáltalán nem illeszthető be és megkövetelte egy új fizika, a kvantumfizika kiépítését. A kvantumfizika első alapköve mindenképpen egy több évtizede kísérletileg rejtélyes, a klasszikus elméletek által megmagyarázhatatlan jelenség, a hőmérsékleti sugárzás helyes értelmezése volt.

2. HŐMÉRSÉKLETI SUGÁRZÁS, FEKETETEST SUGÁRZÁS

Mindennapos tapasztalat, hogy az izzított testek először "hősugárzást", majd magasabb hőmérsékleten látható fényt is kibocsájtanak. Adott anyagfajta esetén a kibocsájtott sugárzás minősége és mennyisége a hőmérséklettől függ, ezért ezt a sugárzást hőmérsékleti sugárzásnak nevezzük. Bár érzékszerveinkkel csak a melegebb testek sugárzását érzékeljük, hőmérsékleti sugárzást a testek minden hőmérsékleten kibocsájtanak, a hideg testek nyilván sokkal kevesebbet. (Egyes anyagok (fénycső, LED, szentjánosbogár, stb.) másféle sugárzásokat is kibocsájthatnak, ezekkel az ún. lumineszcencia sugárzásokkal itt nem foglalkozunk.)

A különböző anyagoknak azonban a hőmérsékleti sugárzása is igen lényegesen különbözhet. Hamar kiderült azonban, hogy az anyag üregeiből kilépő sugárzásokra ez nem igaz, azok nagyon hasonlóak. Ha az üreg ideális (nagy üreg kis nyílással), az üreg nyílásán kívülről behatoló fény, ha vissza is verődne az üreg belső faláról, a kicsi nyílást nem találja újra meg. Az ideális üreg a sugárzást tehát teljesen elnyeli, kívülről a nyíláson betekintve azt a lehető legfeketébbnek (minden fekete festéknél feketébbnek) látjuk. Az ideális üreg tehát – legyen az bármilyen anyagban is – egy *abszolút fekete test*, amelynek a sugárzása anyagi minőségtől független, csak a hőmérséklettől függ. Ráadásul adott hőmérsékleten az abszolút fekete test sugároz legintenzívebben. (Tehát ha felizzítják az üreget tartalmazó anyagot, akkor a lyuk erősebben világít, mint az anyag többi része.) Az ábrán az abszolút fekete test által egységnyi hullámhossz-tartományban (1 nm széles sávban) kibocsájtott sugárzás energiája látható különböző hőmérsékletekre.



A görbék nem metszik egymást, azaz a magasabb hőmérsékletű test minden hullámhosszon jobban sugároz.

Stefan-Boltzman törvény

Stefan-Boltzmann törvény: az abszolút fekete test teljes (vagyis az összes hullámhosszra összegzett) sugárzása (sugárzásának energiája, ezzel a teljesítménye) arányos a test abszolút (Kelvinben mért) hőmérsékletének negyedik hatványával és a test felszínével:

$$P_{teljes} = \sigma T^4 A$$

Ahol σ ≈ 5,67·10^{-8}W/(m^2K^4) a **Stefan-Boltzmann állandó**.

Wien-féle törvény

Wien-féle (eltolódási) törvény: az abszolút fekete test maximális emisszió-képességéhez tartozó hullámhossz (λ_{max}, azaz a görbék csúcsaihoz tartozó hullámhossz) az abszolút (Kelvinben mért) hőmérséklettel fordítva arányos:

$$\lambda_{max} T = const$$

A Wien-féle konstans értéke $2{,}9 \cdot 10^{-3} Km$, vagyis pl. egy ezer kelvin hőmérsékletű test 2,9μm hullámhosszú fényből sugároz ki a legtöbbet.

A fenti eredmények többsége megérthető a klasszikus fizika alapján is, de az emisszióképesség hullámhossz függését leíró görbék alakja nem. Ez a XIX. század végén a fizika nagy rejtélye volt. A mérési eredmények számszerű magyarázata csak 1900-ban sikerült ***Max Planck-nak***. De ez csak úgy sikerülhetett, ha feltételezte, hogy az *f* frekvenciájú elektromágneses sugárzás energiája *nem folytonosan* változhat, hanem csak adagokban. A legkisebb felvehető *energiaadag* (**kvantum**) nagysága arányos az *f* frekvenciával:

$$E = hf$$

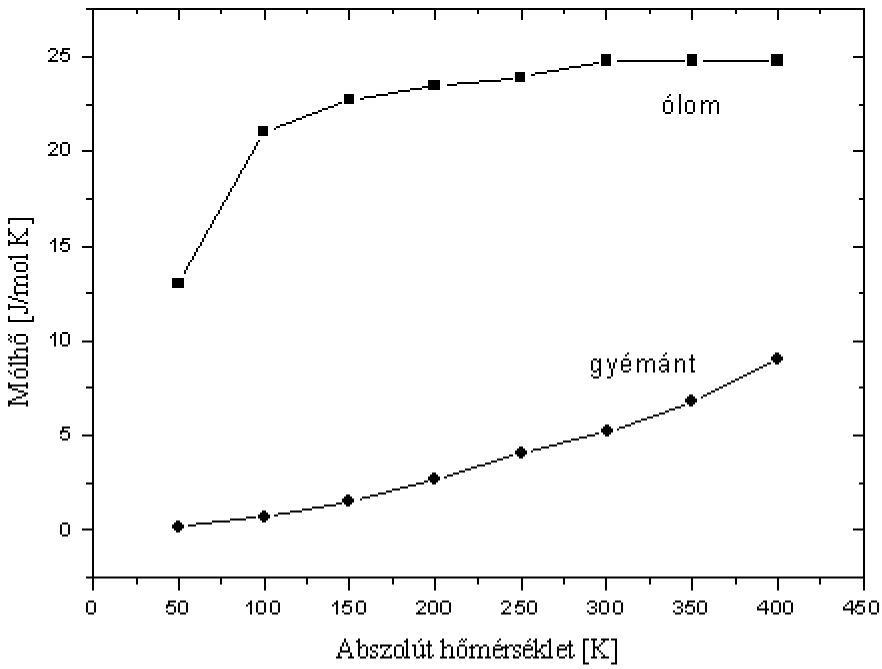
A kísérleti adatok akkor illeszkedtek legjobban a számított görbékre, amikor a $h = 6.626 \cdot 10^{-34} Js$ értéket használta. Ma ezt az univerzális állandót **Planck állandó**nak nevezzük.

A korábban folytonosnak vélt elektromágneses mező tehát mégsem folytonos. Különösen igaz ez nagyobb frekvenciákon (pl. gamma sugárzás), ahol nagyok az energia adagok is, ott az adagosság igen szembeötlő. Kisebb frekvenciákon (pl. a rádióhullámok esetén) kicsik az energia adagok is, az adagosság még nem feltűnő. A fenti energiaadag a makroszkopikus méretű testek energiájához képest is igen kicsi, tehát az energia adagosságával a klasszikus mechanikában sem kell törődnünk.

Az energia adagossága teljesen ellentmond az addigi (XIX. századi) fizika szemléletének, egyáltalán nem érthető meg pl. a Maxwell-egyenletekből. Planck lépése volt az első a XX. század fizikájának, a kvantumfizikának a megalapozásában.

3. A SZILÁRD TESTEK FAJHŐJÉNEK VISELKEDÉSE ALACSONY HŐMÉRSÉKLETEN

Dulong és ***Petit*** mérései szerint a legtöbb kristály mólhője kb. 25 $\frac{J}{mol\,K}$. Ennek elméleti alátámasztását az ekvipartíció tétele adta meg a múlt félévben: minden szabadsági fokra ½ kT energia jut. Ha a szilárd test atomjai 3 független irányban tudnak rezegni (x, y és z), irányonként két energiatárolási lehetőség van (kinetikus és potenciális), akkor az összes energia 6/2NkT=3nRT, egy mólra 3RT jut, ebből a fajhő 3R=24,93J/K mólonként. Azonban alacsony hőmérsékletek felé tartva a mólhő meredeken leesik, sőt a gyémántkristály mólhője már szobahőmérsékleten is sokkal kisebb, mint 25 $\frac{J}{mol\,K}$.



A mólhő hőmérsékletfüggése

A jelenséget először ***Einstein*** tudta értelmezni 1906-ban. Ehhez fel kellett téteteleznie, hogy a szilárd test egy oszcillátorára, azaz rácsrezgésére jutó energia nem választható akármilyen kicsinek. A legkisebb energiaadag most a rácsrezgés frekvenciájával arányos: $E = hf$, a rácsbeli atom egész számú ilyen adaggal rendelkezhet. A kristályban az elemi rezgések energiája tehát nem folytonos, hanem adagos. Az adagosság nemcsak az elektromágneses térre, hanem minden fizikai rendszerre jellemező.

Ha a lineáris oszcillátor az energiát adagokban veheti fel, akkor az átlagos energiája ($\overline{\varepsilon}$) kisebb lesz annál, mintha ezt folyamatosan tehetné. A levezetés szerint stacionárius esetben:

$$\overline{\varepsilon} = \frac{hf}{e^{\frac{hf}{kT}} - 1}$$

amely a $\frac{hf}{kT}$ → 0 határesetben az $\overline{\varepsilon} = kT$ átlagos energiára vezet, kiadva a fenti 3R mólhőt. Más esetekben, azaz ha f → ∞ állandó hőmérsékleten (a hőmérsékleti sugárzás nagyfrekvenciás része), vagy T → 0 állandó frekvencián (fajhő alacsony hőmérsékleten), akkor $\overline{\varepsilon} < kT$. Tehát az ekvipartíció tétele nem érvényes korlátlanul, alacsony hőmérsékleten a kristályban kötött atomok szabadsági fokonként ½ kT-nél kevesebb energiával rendelkeznek. Hasonló jelenség figyelhető meg a *többatomos molekulák* mólhőjének vizsgálatakor is, ahol a hőmérsékletet csökkentve először a rezgési, majd a forgási szabadságfokok "fagynak ki".

4. Fotoeffektus vagy fényelektromos hatás

Ultraibolya fény hatására a cinklemezt elektronok hagyják el. Alkáli fémek esetén látható fény segítségével is elő lehet idézni az elektronok kilépését. A mérési tapasztalatok:

ha a megvilágító fény frekvenciája egy kritikus f_o érték alatt marad (határfrekvencia), akkor elektronkilépés nincs (f_o a fém anyagi minőségétől függ.)

ha van elektron kilépés, akkor a v_{max} kilépési sebesség az kibocsájtó anyag anyagi minőségén kívül csak a megvilágító fény frekvenciájától függ, az intenzitásától nem (változatlan frekvencia mellett)

a kilépő elektronok száma egyenesen arányos a megvilágító fény intenzitásával (változatlan frekvencia mellett)

az elektronok kilépése a megvilágítást követően 10^{-8}s-on belül megindul.

A fenti mérési tapasztalatok a fény hullámtermészetével *nem* magyarázhatóak. A jelenséget Einstein magyarázta meg 1905-ben. Amikor az elektromágneses sugárzás a fém szabad elektronjaival kölcsönhatásba lép, nem hullám, hanem ***részecskeszerű*** viselkedést mutat. A fény részecskéjét **foton**nak nevezték el. Az *f* frekvenciájú foton energiája: $E = hf$. Egy foton csak egy elektronnal lép kölcsönhatásba, nem egyenletesen oszlik meg a környező elektronok között.

Az *Einstein-féle fotoelektromos egyenlet* (Nobel-díjat ért):

$$hf = W_{ki} + \frac{1}{2} m_e v_{max}^2$$

a W_{ki} kilépési munka a fémre jellemző, azt mutatja meg, hogy mennyi energia kell, hogy egy elektront eltávolítsunk a fémkristályból, $\frac{1}{2} m_e v^2$ pedig az elektron mozgási energiája. A határfrekvencia: $hf_0 = W_{ki}$, ekkor a foton összes energiája az elektron kilökésére fordítódik, így utóbbinak már nem lesz mozgási energiája.

Megjegyezzük, hogy a fotoeffektusnak van egy, az alkalmazások szempontjából talán fontosabb formája is, amelyben egyes félvezető anyagok fény hatására vezetővé válnak. A folyamat során elektron belül marad az anyagon, de egy másik állapotba jut (a vegyértéksávból a vezetési sávba). Ezért ezt a jelenséget *belső fotoeffektusnak* nevezik, a fenti, "hagyományos" jelenséget pedig gyakran külső fotoeffektusnak. A belső fotoeffektus tárgyalása meghaladja e tárgy kereteit.

A foton lendülete

Az elektromágneses sugárzás által szállított energiához – amely a fentiek szerint tehát adagos – tömeg is rendelhető. Ezt is Einstein ismerte fel először, a fényelektromos jelenség magyarázatával kb. egyidejűleg. Ma ezt a törvényt tömeg-energia ekvivalenciának nevezzük és fizika egyik legfontosabb és legáltalánosabb törvényének tartjuk. Eszerint minden fizikai objektum (legyen az test, mező, részecske vagy bármi más...) tömege és energiatartalma szigorúan arányos egymással, az arányossági tényező a fénysebesség négyzete:

$$E = m \cdot c^2.$$

Ez a törvény lehetőséget ad arra, hogy a fotonhoz tömeget rendeljünk (m_f), hiszen ismerjük az energiáját:

$$m_f = \frac{E}{c^2} = \frac{hf}{c^2} = \frac{h}{c} \cdot \frac{f}{c} = \frac{h}{c \cdot \lambda}.$$

A foton kölcsönhatásaiban azonban nem a tömege, hanem a lendülete mutatkozik meg, mert az egymással kölcsönható, egymással ütköző részecskék együttes lendülete (impulzusa) a megmaradó mennyiség. Mivel a foton csak fénysebességgel mozgó állapotban létezik, lendülete:

$$I_f = m_f \cdot c = \frac{h}{\lambda}.$$

A foton lendülete tehát a Planck-állandó és a hullámhossz hányadosa. A fotonok lendülete miatt a fény *nyomást fejt ki* arra a felületre, amelyik elnyeli vagy visszaveri.

Számolási feladat

Feladat: A fotocellára monokromatikus fénysugarat bocsájtunk. A fotoelektronok mozgási energiáját 1,8 V ellenfeszültséggel tudjuk kompenzálni. A fotocella cézium anyagára vonatkozó határhullámhossz 635 nm. Számítsuk ki a

a) kilépési munkát,

b) a beeső fénysugár frekvenciáját és hullámhosszát,

c) a beeső fénysugár egyetlen fotonjának impulzusát!

A kilépési munkát a megadott határhullámhosszból számíthatjuk:

$$W_{kil} = hf_h = h\frac{c}{\lambda_h} = 6,63\cdot 10^{-34}\,Js\cdot\frac{3\cdot 10^8\,\frac{m}{s}}{6,35\cdot 10^{-7}\,m} \approx 3,13\cdot 10^{-19}\,J.$$

A kilépő elektronok mozgási energiáját a fékező elektromos tér munkavégzéséből kapjuk: $0 - \frac{1}{2}mv_{\max}^2 = W_{el}$.

Az Einstein-féle fényelektromos egyenletbe ezt behelyettesítve:

$$hf = W_{kil} + \frac{1}{2}mv_{\max}^2 = W_{kil} + |Q_e|\cdot|U|$$

$f = \frac{W_{kil} + |Q_e||U|}{h} = \frac{3,13\cdot 10^{-19}\,J + 1,6\cdot 10^{-19}\,As\cdot 1,8V}{6,63\cdot 10^{-34}\,Js} \approx 9,07\cdot 10^{14}\,\frac{1}{s}$. Ebből a hullámhosszra a 331nm-es érték adódik, tehát a fénysugár az ultraibolya tartományba esik.

c) A fonton impulzusa a tömeg-energia ekvivalencia elv alapján

$E_{foton} = hf = mc^2$, amelyből "*c*"-vel osztva kapjuk:

$$p = mc = \frac{hf}{c} = \frac{6,63\cdot 10^{-34}\,Js\cdot 9,06\cdot 10^{14}\,\frac{1}{s}}{3\cdot 10^8\,\frac{m}{s}} \approx 2\cdot 10^{-27}\,kg\,\frac{m}{s}.$$