

19/9

### 8. A FÉNYELEKTROMOS JELENSÉG VIZSGÁLATA

Számos kísérlet utal arra, hogy a fénysugárzásban az energia térben és időben nem folytonosan, hanem igen kis felbonthatatlan adagokban, kvantumokban áramlik. A sugárzási térnek ezeket a kvantumait fotonoknak nevezzük. Egy-egy, a látható spektrumtartományba eső fénkvantum energiája néhányszor  $10^{-12}$  erg, azaz néhány eV.

A fotonok létezésére a sugárzási törvény korrekt alakjának megállapításakor először Max Planck következtetett elméleti úton (l. 6-7. mérés); az egyik legmeggyőzőbb kísérleti bizonyítékot viszont a fényelektromos jelenség (fotoeffektus) szolgáltatta.

A fényelektromos jelenség abban áll, hogy fény hatására a fémekből elektronok lépnek ki. A fényelektromos jelenségre vonatkozóan nagyszámu kísérletet végeztek, melyek eredményeit a következőkben összegezhetjük:

1. Egy adott fémnél fényelektromos effektus csak akkor lép fel, ha a megvilágító fény frekvenciája egy, az illető fémre jellemző határfrekvenciánál nagyobb. A kilépő elektronok maximális energiája egyenesen arányos a megvilágító fény frekvenciájával.

2. Az elektronkilépés a leggyengébb megvilágítás hatására is azonnal bekövetkezik.

3. Az időegység alatt kilépő elektronok száma egyenesen arányos a megvilágítás erősségével; az elektronok energiaelosztására a megvilágítás erőssége nincs befolyással.

A fenti három pontban összegezett tulajdonságokat a fény folytonos hullámelméletével nem lehet magyarázni. Ha a fénysugárban az energia folytonosan és egyenletesen áramlana, akkor pl. kellően gyenge megvilágítás esetén hosszabb idő alatt gyűlne csak

fel az egy fotoelektron kiváltásához szükséges energia, továbbá a megvilágítás erősségétől függene a fotoelektronok energiaeoszlása is. Az effektus hosszuhullámu határa sem volna értelmezhető.

A fényelektromos jelenséget a foton-hipotézis alkalmazásával A. Einstein értelmezte. Eszerint, ha egy test felületére beeső  $\nu$  frekvenciájú fénykvantum

$$\xi = h \cdot \nu$$

energiája eléri, vagy meghaladja a testben levő elektronok kötési energiáját, a fénykvantum összes energiáját átadja az elektronnak. Az elektron  $E_k$  kinetikus energiával hagyja el a testet; ezt az energiát az

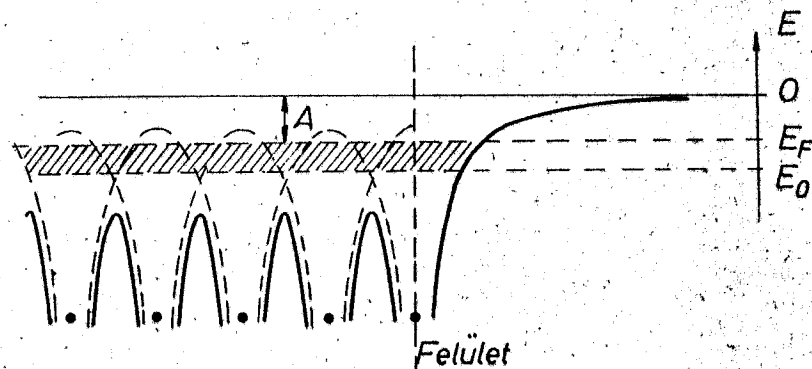
$$E_k = \frac{1}{2} m v^2 = h \nu - A \quad (1)$$

egyenlet határozza meg.  $A$  egy, a test anyagi minőségére jellemző pozitív állandó, a kilépési munka.

Hangsúlyoznunk kell, hogy az (1) Einstein-egyenlet a távozó elektronoknak csak a maximális energiáját határozza meg. Tapasztalat szerint a távozó elektronoknak zérustól a maximális energiáig mindenféle energiájuk lehet.

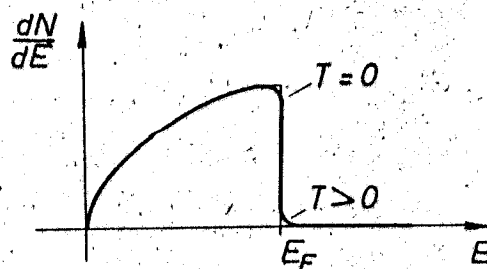
Ennek megértéséhez idézzük emlékezetünkbe a fémek szerkezetére vonatkozó elemi ismereteinket. Mint tudjuk, a fémek kristályos szerkezetűek, a fématomok térben periodikusan, kristályrácsot alkotva helyezkednek el; az egyes atomok közötti távolság néhány Å ( $1 \text{ Å} = 10^{-8} \text{ cm}$ ). Ha megvizsgáljuk az egyes atomokat összetartó Coulomb-potenciál menetét egy kristály belsejében, lényeges eltérést tapasztalunk egy magányos atom Coulomb-potenciáljához képest; a szomszédos atomokhoz tartozó potenciálok szuperpozíciója következtében a kristály belsejében egy, a kristályfelület potenciáljánál alacsonyabb potenciálu tartomány alakul ki (7-1. ábra). Vezető kristályok, fémek esetén a vegyértékelektronok ebben az energiatartományban helyezkednek el, energiájuk nagyobb, mint az egyes atomokat elválasztó potenciálját. Ezért ezek az elektronok szabadon elmozdulhatnak a fémben (elektromos vezetőképesség!), nincsenek egy atomhoz kötve; a kristályból azonban nem léphetnek ki, a kristály felületén kialakuló potenciálját miatt. Ugy tekint-

hetők ezek az un. vezetési elektronok, mintha egy edénybe zárt gáz legkisebb részecskéi lennének. Ebben az értelemben beszélünk elektrongázzról. Az elektrongázra - a közönséges gázokhoz hasonlóan - alkalmazhatunk statisztikai megfontolásokat, persze figyelembe véve, hogy itt elektronokról van szó. Ilyen statisztikai megfontolásból egyebek között meghatározható az elektrongáz



7-1. ábra

energiaeloszlása (7-2. ábra). Amint az ábrán látható, a  $T = 0$  hőmérsékletű elektrongázban az egyes elektronok energiája  $E = 0$ -tól  $E = E_F$ -ig minden értéket felvehet;  $E_F$ -nél nagyobb energiájú elektron egyáltalán nem fordul elő. Magasabb (pl. szoba-) hőmérsékleten az eloszlás csak nagyon jelentéktelen mértékben módosul; az  $E_F$  un. Fermi-energiánál nagyobb energiával csak elenyészően csekély számú elektron rendelkezik; az elektrongáz energiaeloszlásának kicsiny a hőmérsékletfüggése. (Ezzel magyarázatot nyer az a kísérleti tény is, hogy a fotoeffektus nem mutat észrevehető hőmérsékletfüggést.)



7-2. ábra

Lássuk most már, mi történik, ha egy foton átadja teljes energiáját az elektrongáz egy elektronjának. Legyen ennek az elektronnak éppen  $E_F$  energiája. Ekkor - ha a foton által átadott energia,  $h\nu$  nagyobb mint  $A$  - az elektron

$$E_{\text{kin}} = h\nu - A$$

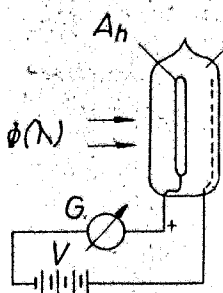
energiával távozik a fémből. Következésképpen a Fermi-energiánál kisebb energiájú elektronok megfelelően kisebb energiával távoznak a fotoeffektus során. A fenti szemléletes kép alapján látható, hogy a kilépési munka az a legkisebb energiamennyiség, amelynek hatására a fémből elektron egyáltalán kiléphet.

Ha a foton energiája  $h\nu < A$ , a fotoeffektus nem léphet fel, hiszen a foton energiája nem elegendő ahhoz, hogy az elektront kiemelje a kristály felületén levő potenciálgát mögül. A határ eset nyilván

$$h\nu_0 = A, \quad \text{ebből} \quad \nu_0 = \frac{A}{h},$$

tehát egy adott,  $A$  kilépési munkájú fémen fotoeffektus csak akkor lép fel, ha a megvilágító fény frekvenciája  $\nu > \nu_0 = \frac{A}{h}$ , vagy másképp  $\lambda < \lambda_0 = \frac{hc}{A}$ . Így a fenti kép alapján közvetlen értelmezést nyer az a kísérleti tény, hogy a fotoeffektusnak hosszuhullámu határa van.

A fotoelektromos effektust a fotocella segítségével tanulmányozhatjuk (3. ábra). A fotocella egy légritkított üvegbura,



7-3. ábra

két elektródával. A katódot a vizsgált fémből készített nagyfelületű elektróda ( $K_a$ ), az anódot pedig az ez elé helyezett kisfelületű elektróda ( $A_n$ ) alkotja. Ez utóbbira általában esetben a katóddal szemben egy állandó (kb. 15-20 V-nyi) V, un. szívó-feszültséget adunk. A fénváteresztő burán áthaladó fény hatására a katódról elektronok lépnek ki, amelyek a V szívó-feszültség hatására az  $A_n$  anódra érnek és így az  $A_n$  és  $K_a$  közötti vezető szakaszon I áramot indítanak,

amelyet a G galvanométerrel mérhetünk meg.

Abban az esetben, ha a V szívó-feszültség változatlan, az I áram a fotokatódra eső  $\phi(\lambda)$  fénysugárzás teljesítményétől lineárisan függ:

$$I = c(\lambda, \nu) \phi(\lambda) + I_0$$

ahol  $c(\lambda, \nu)$  a fotocella spektrális érzékenysége jellemző arányossági tényező,  $I_0$  pedig a sötétáram, amely egyrészt az elektódák közötti átvezetés következménye, másrészt a katód termikus emissziójából származik. Normális körülmények között csak igen kis járulékot ad az  $I$  fotoáramhoz, ezért további tárgyalásunkban elhanyagoljuk. A  $c$  tényező értékét a  $V$  szivófeszültség és  $\lambda$  szabják meg.

A fotokatód nem nyeli el az egész ráeső  $\phi(\lambda)$  sugárzásteljesítményt, hanem annak csak egy  $\phi_a(\lambda)$  részét, a többit visszaveri, vagy átengedi. Ha a fotokatód elnyelési tényezője  $a(\lambda)$ , akkor

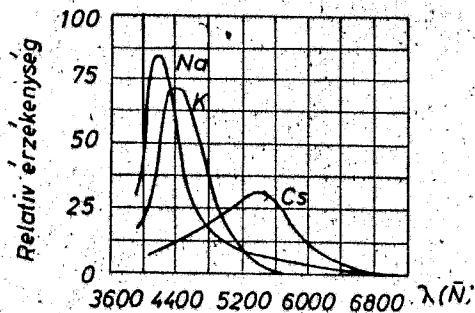
$$\phi_a(\lambda) = a(\lambda) \phi(\lambda).$$

A fentebbi,  $I$ -t meghatározó egyenlet a fotoeffektus szempontjából jelentősebb  $\phi_a(\lambda)$  mennyiség segítségével így írható:

$$E(\lambda, \nu) = \frac{I}{\phi_a(\lambda)} = \frac{c(\lambda, \nu)}{a(\lambda)}$$

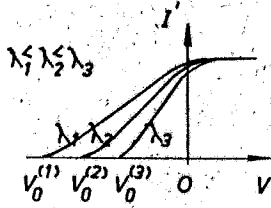
Az  $E(\lambda, \nu)$  függvény a színérzékenységi görbe. Ezt kimérhetjük, ha a fotocellát egy monokromátoron keresztül a látható spektrumban, ismert energiaceloszlást szolgáltató lámpával világítjuk meg és különféle hullámhosszaknál mérjük a fotoáramot, vagy egy ellenálláson az ezzel arányos feszültségesést. A mérést elég nagy  $V$  szivófeszültség esetén célszerű végezni. Ilyen színérzékenységi görbéket különböző fémek, mint fotokatódok esetén a 7-4. ábra mutat.

Ejtsünk az 1. ábrán változtató fotocellára most állandó  $\phi(\lambda)$  sugárzásteljesítményt és mérjük a  $G$  árammérővel az  $I$  fotoáramot különböző  $V$  szivófeszültségnél; a fotocella ka-



7-4. ábra

rakterisztikáját kapjuk. A karakterisztikát lényegében a (4) egyenlet alapján a  $c = c(\lambda, \nu)$  függvény szabja meg. A karakterisztikák különböző hullámhosszak esetén elvileg a 7-3. ábrán bemutatott lefutást fogják követni. A görbék mindegyike elegendő nagy szivófeszültségnél, telítést mutat, vagyis növekvő  $V$ -vel mindinkább vízszintessé válik (7-5. ábra). Az ábra jól mutatja,



7-5. ábra

hogy ha a szivófeszültség zérus, még tetemes az  $I$  áram; és csak bizonyos nagyságu fékező feszültség (ellentér) zárja le a fotocellát. A lezáró ellenfeszültség nagyságának meghatározásával megállapíthatjuk a fotoeffektus során kilépő elektronok maximális energiáját. A maximális energiájú elektronok ui. akkor fogják még éppen elérni a "katódhoz" képest jelenleg negatív potenci-

ájú "anódot", amikor fennáll

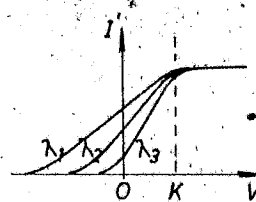
$$E_{k \max} = e V_0 \quad (2)$$

ahol  $e$  az elektron töltése és  $V_0$  a fotocella lezárási feszültsége. Behelyettesítve (2)-t (1)-be:

$$e V_0 = h \nu - A \quad (3)$$

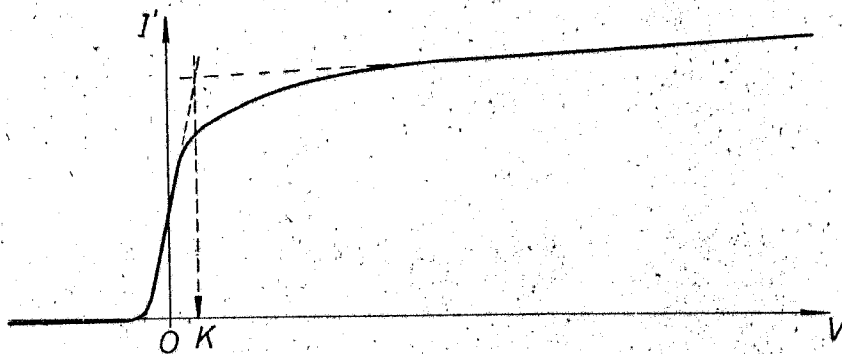
Ha tehát a megvilágító fény frekvenciájának függvényében ábrázoljuk a lezáró ellenfeszültség értékét, egyenest kapunk, melynek iránytangense  $h/e$ .

A  $V_0$  lezárópotenciál meghatározása azonban a gyakorlatban nem egészen egyszerű, mivel a fotocellakarakterisztikák valójában nem az 5. ábrának megfelelő módon helyezkednek el. Az elektronoknak ui. amikor a katódról az anódra vándorolnak, le kell győzniük a két fém kilépési munkája közti különbséget, a kontaktpotenciált is. A kontaktpotenciál a fotocellánál úgy jelentkezik, mintha egy feszültség sorba volna kapcsolva a telep feszültségével. A kontaktpotenciál fellelése eltolja a karakterisztikát, és így a telítés ideális esetben a  $V = K$



7-6. ábra

helyen következik be ( $K$  a kontaktpotenciál). A 7-5. ábrán látható karakterisztikák tehát a 7-6. ábrának megfelelően módosulnak. A karakterisztika alakja, lefutása függ a a fotocella geometriai elrendezésétől is. Az 5. és 6. ábrán látható karakterisztikák erősen idealizáltak. Valójában a felső könyök nem ilyen éles és a telítés csak 10-20 V szivófeszültségnél következik be. A  $K$



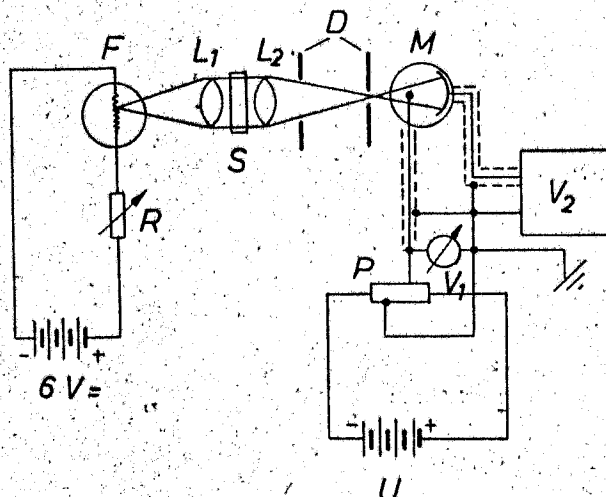
7-7. ábra

kontaktpotenciál értékét extrapolációval határozzuk meg. A 7-7. ábra egy reális cellakarakterisztikát mutat, és ábrázolja  $K$  meghatározásának módját is. Amint az ábrán látható, a telítési szakasz nem okvetlen párhuzamos a feszültségtengellyel. Ennek oka, hogy a fotocellában átvezetés lép fel az anód és a katód között. Elegendően nagy ellenfeszültség esetén visszáram is észlelhető. Oka kettős: egyrészt a fellépő átvezetés, másrészt a fotocella anódjának foto- és termikus emissziója.

#### A $h/e$ arány mérése

Mint a fentiekből már láttuk, az Einstein-egyenlet (3) alatt idézett alakja módot nyújt a  $h/e$  arány meghatározására. Ez lesz mérési feladatunk. Ennek elvégzéséhez meg kell mérnünk egy fotocella karakterisztikáit különböző frekvenciájú fényvel való megvilágításakor, ezekből meg kell határoznunk a  $V_0$  késleltetőpotenciál értékét, majd  $V_0$ -t a frekvencia függvényében ábrázolva meg kell szerkesztenünk azt az egyenest, melynek iránytangense a  $h/e$ .

A mérőberendezés felépítése a 7-8. ábrán látható.



7-8. ábra

A 6 V feszültségű akkumulátorról az R váltakoztatható ellenálláson keresztül táplált F fényforrás fényét a  $L_1$ ,  $L_2$  lencserendszer vetíti a D diafrágmák mögött elhelyezett M fotocella katódjára. A sugárzás monokromatizálásánál a kollimátorként alkalmazott  $L_1$  és az  $L_2$  lencsék közé helyezett S interferenciaszűrő gondoskodik. A fotocellát a P középleágazású potenciométer közbejöttével a  $U$  telep látja el feszültséggel, melyet a  $V_1$  voltmérő mér. A cella áramát a  $V_2$  csővoltmérő bemenő ellenállásán eső feszültség méréssel mérjük. Így könnyen, egyszerű és görömbább külső behatásokra nem túl érzékeny eszközzel mérhetünk kis áramokat. Esetünkben a csővoltmérő belső ellenállása  $15 \text{ M}\Omega$ , így az 1 V-os méréshatáron a csővoltmérő végkitérése  $\frac{1}{1,5 \cdot 10^7} = 6,6 \cdot 10^{-8}$  A áramot jelez, ennek századrésze, azaz  $6,6 \cdot 10^{-10}$  A áramerősségnek megfelelő kitérés még jól leolvasható. Ez az érzékenység egy igen jó galvanométer érzékenységének felel meg, azonban a csővoltmérő összehasonlíthatatlanul egyszerűbb, olcsóbb és kevésbé kényes eszköz. Hátránya éppen nagy belső ellenállása, aminek következtében csak igen

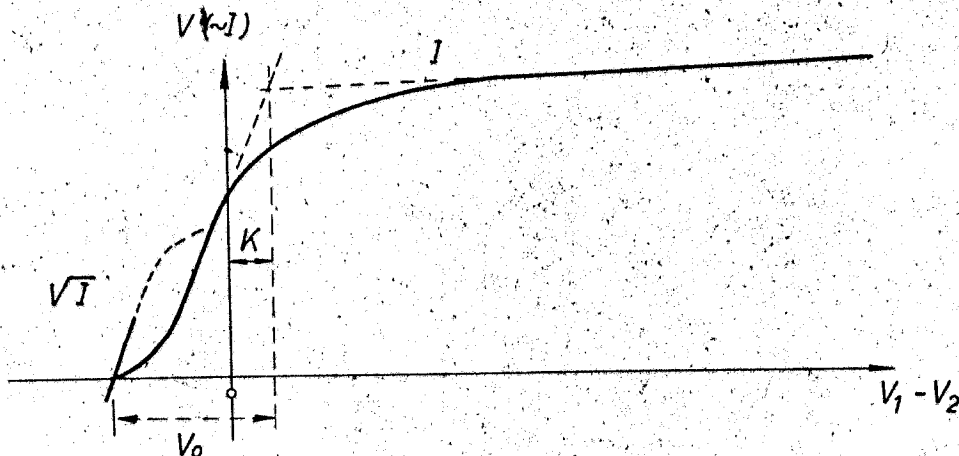


nagy belső ellenállású források áramának mérésére alkalmas, továbbá a használatánál fellépő árnyékolási problémák.

Vigyázat! A fotocellára eső valódi feszültség mindig  $V_1$  és  $V_2$  különbsége!  $V_2$  a cella áramával arányos.

A fotocella karakterisztikájának mérésekor a  $V_2$  -t ábrázoljuk  $V_1 - V_2$  függvényében.

A zárófeszültség meghatározásánál a következőképpen járunk el. Mivel a karakterisztika alsó könyöke nem elég jól definiáltan tüzi ki a lezárási potenciál értékét, (a görbe belesimul a  $V$ -tengelybe), a kitézés pontosságának növelési céljából az alsó könyökben ábrázoljuk  $\sqrt{I}$  -t is  $V$  függvényében. Tekintve, hogy az alsó könyök parabolával jól közelíthető,  $\sqrt{I}$  egyenes lesz, és határozottan kimetszi a lezáró potenciál értékét. Meg kell még határozni a  $K$  kontaktpotenciált is (l. 7-5. ábra) és ezzel korrigálva a kapott lezáró potenciált, nyerjük  $V_0$  értékét. Az egész eljárást a 7-9. ábrán szemléltetjük.



7-9. ábra

A fotocella karakterisztikájának alakja függhet a cella telítési áramerősségétől is, tértöltési effektusok miatt. Hogy a mérésnél az ebből adódó bizonytalanságokat kiküszöböljük, a telítési áram értékét a különböző színű megvilágítások alkalmazásával azonosra - célszerűen  $V_2 \sim 1V$  - választjuk. A telítési áram erősségét a megvilágítás erősségével szabályozhatjuk. Módot ad erre

a F fényforrás áramkörébe kapcsolt R ellenállás. Egy karakterisztika felvétele során a megvilágítás erősségének természetesen állandónak kell lennie.

A mérőberendezés összeállításakor ügyeljünk a gondos árnyékolásra, összeföldelésre, mivel nagy belsőellenállású csővoltage-rő szolgál árammérésre. A rossz árnyékolás teljesen használhatatlanná teheti eredményeinket!

#### Mérési feladatok

1. Vegyük fel 4 különböző frekvenciájú megvilágítás esetén a fotocella karakterisztikáját, és pedig esetenként legalább háromszor. A cellafeszültséget legalább 15 V-ig növeljük.
2. Határozzuk meg  $V_0$  értékeit és azok hibáit a karakterisztikákból.
3. Ábrázoljuk  $V_0$ -t a frekvencia függvényében és a legkisebb négyzetek módszerével állapítsuk meg  $h/e$  értékét és annak hibáját.