

# A FIZIKA EGYES FONTOSABB PROBLÉMÁI

ÍRTA  
POGÁNY BÉLA

FÉLEK, E SOKATIGERŐ címben számos olvasó csalódni fog. A nagyközönség ugyanis egészen mást ért fizikai probléma, különösen fontos fizikai probléma alatt, mint a fizikus. Erre vonatkozóan széleskörű tapasztálatom van, mert alig múlik el hét, hogy fel ne keresnének fontos fizikai problémákkal, ami viszont a nagyközönség érdeklődésének a jele. Egy orvosprofesszor barátom pl. évek óta feladja nekem, mint fontos fizikai problémát egy oly készülék szerkesztését, mely a távbeszélő-előfizetőnek egy táblán, vagy papírszalagon automatikusan felírja, hogy távollétében kik, mikor, mily ügyben keresték? Szégyenkezve kell bevallanom, hogy a fizikus szempontjai, mikor fontos problémáról van szó, kevésbé praktikusak és valahogy sokkal szerényebbek. Jónak látom ezért bevezetőül leszögezni a fizikus szempontjait.

A fizikus érdeklődésének tárgya, a fizikai probléma lényege röviden a következőképpen fogalmazható meg: Egy jelenség bekövetkezése, lefolyása mely körülményektől és hogyan függ? A jelenség bekövetkezése és lefolyása általában egy vagy több fizikai mennyiség meghatározott számszerű értékével, vagy a számszerű értékek meghatározott sorozatával jellemezhető és ugyanúgy a körülmények is, melyektől a jelenség függ. A „hogyan“ kérdésre megfelel a funkcionális összefüggés, mely a jelenség lefolyását jellemző számszerű értékeket összeköti az okozati körülményeket jellemző számszerű értékekkel. Ez — és mint e cikk szerzője hozzáteszem, hogy sajnos — egy matematikai formula, vagyis a fizika törvényei a matematika nyelvén vannak írva és feladatom, hogy az itt tárgyalt törvényeket, megfelelő szótár hiányában is lefordítsam magyar prózára. Minden erőlködés mellett is néhány formula be fog csúszni.

Hogy a fentiekre egy primitív példával szolgáljak: A napfény törése egy tó síma tükrén jellemezhető mint fizikai mennyiséggel a  $P$  törési szöggel.

E jelenség a következő körülményektől függ: 1. a víz optikai sajátságától, melyet az  $n$  törésmutató egy számszerű értéke jellemez és 2. a fény beesésétől, mely körülményt az  $a$  beesési szög egy számszerű értéke jellemzi. A „hogyan“-ra megfelel a

$$\sin \beta = \frac{\sin \alpha}{n}$$

összefüggés.

Igen gyakran szerepelnek fizikai törvényekben oly mennyiségek, pl. potenciálok, mágneses pólusok, melyek nem oly szemléletesek, mint a fenti példában szereplő szögek. Nem fizikusok ilyenkor gyakran elmélkedni kezdenek, hogy léteznek-e valóban ezek a mennyiségek? A fizikus számára e kérdés tárgyaltalan, mert egyszerű kritériuma van arra, hogy a tudománya szempontjából mi létezik? Létezik az, ami megmérhető. Ezért minden fizikai mennyiség definíciójának egy egyértelmű előírást kell tartalmaznia a kérdéses mennyiség mérésére.

Ami a problémák fontosságának kérdését illeti, az részben a koronként változó ízlés dolga is. Manapság, ha a fizika fontos problémáiról beszélünk, kettőre gondolunk, a *fény hullámelméletének* és a híres *kvantumelméletnek* a kibékítésére és az anyag *szerkezetének problémájára*.

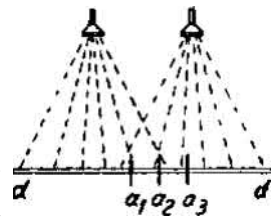
Ismeretes, hogy *Newton* (1642—1727) a fény természetét illetően úgy vélekedett, hogy a fényt kibocsátó test, a *fényforrás apró korpuszkulákat bocsát ki magából, melyek nagy és állandó sebességgel mozognak az ú. n. aetherben*. így terjed a fény. Az aethert olyanszerű anyagnak tekintette, mint a levegő, csak sokkal ritkábbnak, finomabbnak és rugalmasabbnak. Az aether kitölti az egész világűrt és áthat minden anyagot, közvetítésével jut hozzánk a Nap, a csillagok fénye és terjed a fény a különböző anyagokban, pl. vízben, üvegben. Az aether természetesen bizonyos, egészen kicsiny ellenállást fejt ki a benne mozgó testekkel, bolygókkal, fénykorpuszkulákkal szemben.

*Newton* két kortársa, *Huygens* (1629—1695) és *Hooke* (1635—1703) viszont azon a nézeten voltak, hogy *a fény terjedése nem egyéb, mint rezgő mozgásnak a terjedése az aetherben*; egészen hasonlóan ahhoz, ahogy egy nyugodt tó felületén terjednek a hullámok, ha pl. követ dobunk belé. Nem akarok itt kitérni arra, hogy *Newton* mennyire dogmatikusan tört lándzsát a korpuszkuláris elmélet mellett, híres kérdéseiben mindenesetre szerepel a következő: *Are not all hypotheses erroneous in which light is supposed to consist in pression or motion propagated through a fluid médium? If light*

consists only in pression propagated without actual motion it would not be able to agitate and heat bodies which refract and reflect it *and ... it would bend into the shadow.* Tény az, hogy Newton hatalmas tudományos teljesítményein alapuló tekintélye mellett Huygens nem tudott felfogásával érvényesülni. Viszont valószínű, hogyha Newton látta volna a fénynek elhajlását a geometriai árnyékba, melyre kérdésének utolsó mondatával utal és melyet ma minden kísérleti fizikai előadásban egy varrótűvel bemutatnak, úgy ő maga is más belátásra jut.

Mindenesetre eltelt kb. száz esztendő, míg 1800-ban *Thomas Young* (1773—1829) újra kilépett a porondra a hullámelmélet érdekében. Young rámutatott arra, hogy az interferenciajelenségek, többek között pl. a Newton-féle színes gyűrűk keletkezése mily egyszerűen értelmezhető a hullámelmélet alapján. Döntő súllyal esett latba, hogy a különböző interferenciajelenségek és elhajlási jelenségek alapjain levezetett értékei a fény hullámhosszágának számszerűen szépen egyeztek. Ennek ellenére Young publikációi heves ellenvéleményt váltottak ki. Azonban a tények erősebbeknek bizonyultak a tekintélyeknél, különösen mikor *Fresnel* (1788—1827) híres tükörkísérletével egy új tényt állított sorompóba a hullámelmélet érdekében. A középiskolai oktatásból ismeretes, hogy Fresnel tükörkísérlete mily egyszerűen értelmezhető a hullámelmélet alapján. Viszont, hogy mily zsákutcába hozta e kísérlet a korpuszkuláris elméletet, az a következő analógia alapján könnyen belátható.

A Fresnel-féle tükörkísérletnél a tükrözéssel létrehozott két (virtuális és koherens) fényforrás a korpuszkuláris elmélet szempontjából két tussorzsának tekinthető, melyekből a víz minden irányban freccsen az alattuk fekvő  $dd$  deszkára. (1. ábra.) A Fresnel-féle kísérlet eredménye átfordítva tussolási terminológiára úgy szól: hogy vannak a deszkán oly  $a_1, a_2, a_3$  stb. helyek, melyek szárazon maradnak, ha mindkét vízcsapot kinyitom, viszont vizesek lesznek, ha a két csap közül csak egyiket nyitok ki. *Young* és *Fresnel*



1. ábra.

a polarizáció jelenségével is megbirkóztak. *A polarizált fény a terjedési iránya körül asszimmetrikusan viselkedik. Ez csak transzverzális hullámok esetében lehetséges,* melyeknél a rezgések iránya a terjedés irányára merőleges; ily asszimmetria ki van zárva longitudinális hullámoknál, hol a rezgési és terjedési irány megegyeznek. Ezzel a megállapítással azonban a szegény aether került szorult helyzetbe. Rábizonyult, hogy neki transzverzálisán kell rezegni.

Akkor azonban szilárd testnek kellene lennie, mert transzverzális hullámok csak oly közegben terjedhetnek, melynek alakváltozási rugalmassága is van; a folyadékok és gázok *csak* térfogati rugalmassággal rendelkeznek, ami *csak* longitudinális hullámokra vezethet. És most gondoljunk arra, mit jelentene a szilárd aether a bolygókra; azoknak e szilárd közegben, mely az egész világűrt kitölti, ellenállás nélkül kell mozogni. Azonfelül az aether mint szilárd test más szilárd testektől abban kell különbözni, hogy benne longitudinális hullám *nem* terjedhet. Az aether tehát kétségkívül mint súlyos tehertétel szerepelt a hullámelmélet számláján, bár nem tartóztatta fel a hullámelmélet általános elfogadását, különösen miután *Foucault* és *Fizeau* 1850-ben kétségkívül megállapították, hogy a fény *egyezősben a hullámelméletfel lassabban terjed vízben, mint levegőben*, míg a korpuszkuláris elmélet vízben követelte a nagyobb terjedési sebességet.

Nézzük meg kissé közelebről, miért is van szüksége a hullámelméletnek az aetherre? Az interferenciakísérletek tanúsága szerint a fény hullám-szerűen terjed, a polarizáció pedig megmutatta, hogy ami terjed, az egy irányított mennyiség, egy vektor, mely a terjedés irányára merőleges. E két tapasztalatot a matematika nyelvén a következőképen fejezzük ki: Létezik egy  $\langle p$  fizikai mennyiség, melynek négyzete adja a fényhullámban az energiát, a megvilágítás erősségét, ez a  $p$  az  $x, y, z$  koordinátákkal jellemzett helynek és a  $t$  időnek a függvénye és e  $\langle p$  mennyiség hullám-szerű terjedése abban jut kifejezésre, hogy eleget tesz a

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = \frac{1}{V^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} \dots\dots\dots (1)$$

differenciálegyenletnek, melyben  $V$  a hullámok terjedési sebessége a kérdéses közegben.  $\langle p$  egy vektor, mely a terjedés, az energiát, a megvilágítás erősségét, ez a  $p$  az  $x, y, z$  koordinátákkal jellemzett helynek és a  $t$  időnek a függvénye és e  $\langle p$  mennyiség hullám-szerű terjedése abban jut kifejezésre, hogy eleget tesz a

differenciálegyenletnek, melyben  $V$  a hullámok terjedési sebessége a kérdéses közegben.  $\langle p$  egy vektor, mely a terjedés, az energiát, a megvilágítás erősségét, ez a  $p$  az  $x, y, z$  koordinátákkal jellemzett helynek és a  $t$  időnek a függvénye és e  $\langle p$  mennyiség hullám-szerű terjedése abban jut kifejezésre, hogy eleget tesz a

differenciálegyenletnek, melyben  $V$  a hullámok terjedési sebessége a kérdéses közegben.  $\langle p$  egy vektor, mely a terjedés, az energiát, a megvilágítás erősségét, ez a  $p$  az  $x, y, z$  koordinátákkal jellemzett helynek és a  $t$  időnek a függvénye és e  $\langle p$  mennyiség hullám-szerű terjedése abban jut kifejezésre, hogy eleget tesz a

differenciálegyenletnek, melyben  $V$  a hullámok terjedési sebessége a kérdéses közegben.  $\langle p$  egy vektor, mely a terjedés, az energiát, a megvilágítás erősségét, ez a  $p$  az  $x, y, z$  koordinátákkal jellemzett helynek és a  $t$  időnek a függvénye és e  $\langle p$  mennyiség hullám-szerű terjedése abban jut kifejezésre, hogy eleget tesz a

differenciálegyenletnek, melyben  $V$  a hullámok terjedési sebessége a kérdéses közegben.  $\langle p$  egy vektor, mely a terjedés, az energiát, a megvilágítás erősségét, ez a  $p$  az  $x, y, z$  koordinátákkal jellemzett helynek és a  $t$  időnek a függvénye és e  $\langle p$  mennyiség hullám-szerű terjedése abban jut kifejezésre, hogy eleget tesz a

differenciálegyenletnek, melyben  $V$  a hullámok terjedési sebessége a kérdéses közegben.  $\langle p$  egy vektor, mely a terjedés, az energiát, a megvilágítás erősségét, ez a  $p$  az  $x, y, z$  koordinátákkal jellemzett helynek és a  $t$  időnek a függvénye és e  $\langle p$  mennyiség hullám-szerű terjedése abban jut kifejezésre, hogy eleget tesz a

másságot és sűrűséget tulajdonítottak, hogy pl. vákuumban kiadódjon a fény kísérletileg megállapított  $c = 300.000$  km/sec terjedési sebessége. Ezzel az aetherhypothezissel azonban nyilván túlmentek a tapasztalaton. Az aetherre a hullámelméletnek csak azért van szüksége, hogy  $e$  kép alapján a  $\langle p$  mennyiség mint az aetherrészesek rugalmas elmozdulása értelmezhető legyen. A *Fresnel-* és *Neumann-féle* elméletek abban különböznek egymástól, hogy az előbbiben a fényvektor merőleges a polározás síkjára, az utóbbiban benne fekszik.

*Maxwell* (1831—1879) halhatatlan érdeme, hogy megszabadította a hullámelméletet az aethertől és annak összes kellemetlen sajátosságaitól. A középiskolában tanuljuk, hogy elektromos áram által átfolyt drótot koncentrikus körök alakjában mágneses *erővonalak* vesznek körül (Biot—Savart törvénye), és hogy egy zárt vezetőben elektromotoros erő indukálódik, elektromos áram keletkezik, ha változik a zárt vezető által körülfogott mágneses erővonalak száma (Indukció törvénye. Faraday). E két törvény konzekvens általánosítása a két híres Maxwell-féle egyenlethez vezetett. Ezek a Maxwell-féle egyenletek elektromos és mágneses erők közötti összefüggések. Egy mágneses erőter jellemezhető a  $H$  mágneses térerősségi vektorral, melynek iránya megmutatja a mágneses erő irányát a tér egy pontjában, és melynek hosszúsága arányos a mágneses erővel, mely az erőter egy pontjában a mágneses pólus egységére hat. A  $H$  vektor általában az erőter minden  $x$ ,  $y$ ,  $z$  pontjában és minden  $t$  időben más értékű, tehát  $H$  az  $x$ ,  $y$ ,  $z$  és  $t$  változók függvénye:  $H(x, y, z, t)$ . Mindenki emlékszik még a középiskolából a vasreszeléssel láthatóvá tett mágneses erővonalakra. A  $H$  vektoraink e görbék érintői. Ugyanígy az elektromos erőter, az elektromos erővonalak érintőit képező  $E(x, y, z, t)$  elektromos térerősségi vektorral jellemezhető. A tér minden pontjához tartozik  $H$  és  $E$ -nek egy-egy értéke, mely azonban az időben általában folyton változik, hol lassabban, hol gyorsabban. Általában tehát együtt létezhet ugyanabban a geometriai térben egy elektromos és egy mágneses erőter, vagyis ugyanabban a geometriai térben elektromos és mágneses erők egyidejűleg felléphetnek. A geometriai tér, melyben elektromos és mágneses erők fellépnek, akár ki lehet töltve valamilyen anyaggal, pl. levegővel, vízzel, petróleummal, paraffinnal stb., akár üres lehet, vagyis vákuum lehet benne, légtüres tér. A *Maxwell-féle* egyenletek szerint a *koexistáló elektromos és mágneses terek nem függetlenek egymástól*, ha az időben is változnak. Ha az időben nem változnak, vagyis a  $H$  és  $E$  vektorok csak az  $x$ ,  $y$ ,  $z$  koordináták függvényei, de a  $t$  időnek nem, úgy a koexistáló elektro-

mos és mágneses tereknek semmi közük egymáshoz. Az időben is változó elektromos és mágneses erők Maxwell egyenletei szerint úgy függenek össze, hogyha egy helyen változik az időben az elektromos térerősség, úgy (koncentrikus körökben) örvénylik körülötte a mágneses térerősség (Biot—Savart-törvény általánosítása) és megfordítva, ha változik egy helyen az időben a mágneses térerősség, úgy örvénylik körülötte az elektromos térerősség. A mágneses térerősség örvénye arányos az elektromos térerősség időbeli változásával, az arányossági tényező  $\frac{1}{c}$ , hol  $e$  a teret betöltő anyag dielektromos állandója és  $c$  egy viszonyszám, melyről rögtön szó lesz és megfordítva az elektromos térerősség örvénye arányos a mágneses térerősség időbeli változásával, az arányossági tényező  $\frac{1}{c}$ , hol  $U$  a teret betöltő anyag mágneses permeabilitása és  $c$  ugyanaz a viszonyszám.

A  $c$  viszonyszám, mely itt szerepel, azt mondja meg, hogy az elektromos töltés, vagy az elektromos áram egysége az  $u$ . n. elektromágneses mértékrendszerben hányszor nagyobb, mint az  $u$ . n. elektrosztatikai mértékrendszerben. Ez tehát úgy határozható meg, hogy egy és ugyanazt az áramot megmérjük az elektrosztatikai mértékrendszerben (hol az egység kicsiny) és ott kapunk egy nagy  $I$  mérőszámot és az elektromágneses mértékrendszerben (hol az egység nagy) és ott kapunk egy kicsiny  $i$  mérőszámot és  $e$  kettőt elosztjuk egymással:

$$\frac{I}{i} = c \dots \dots \dots (2)$$

Számos kutató gondos mérései alapján  $c = 30.000.000.000 = 3 \times 10^{10} \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$

E viszonyszám dimenziója gyanánt a sebesség dimenziója adódott. Mind-egyik Maxwell-egyenlet egy vektoregyenlet, tehát összetevőkre bontva  $2 \times 3 = 6$  egyenletünk van, melyekben az elektromos térerősség három  $E_x, E_y, E_z$ , derékszögű összetevője és a mágneses térerősség  $H_x, H_y, H_z$ , összetevői szerepelnek. E hat egyenlet alkalmas kombinációja révén megmutatható, hogy az  $E_x, E_y, E_z, H_x, H_y, H_z$ , hat mennyiség mindegyike eleget kell tessen a

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} = \frac{\epsilon \mu}{c^2} \frac{\partial^2 E_x}{\partial t^2} \dots \dots \dots (3)$$

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} = \frac{\epsilon \mu}{c^2} \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2}$$

stb. differenciálegyenleteknek. Ez azonban nem egyéb, mint a hullámszerű terjedést leíró fenti differenciálegyenlet, ha  $\mathfrak{r} = E_x$  vagy  $\mathfrak{r} = E_y$  és  $V^2 = \frac{c^2}{\epsilon \mu}$ -t írunk. Ebből *Maxwell* arra következtetett, hogyha a tér egy helyén az időben változtatja az elektromos vagy mágneses térerősséget, a változásnak  $V = \frac{c}{\sqrt{\epsilon \mu}}$  sebességgel hullámszerűen terjedni kell. E hullámban nem is egy, hanem mindjárt két vektor terjed: az elektromos és a reá merőleges mágneses és mindkettő merőleges a terjedés irányára. *Maxwell* így elméleti úton megjövendölte elektromágneses hullámok létezését. *Maxwell* már nem élte meg az elektromágneses hullámok kísérleti megvalósítását, mely először *Hertz*nek sikerült 1887-ben. Azonban már 1865-ben rámutatott *Maxwell* arra, hogy mivel a légüres térben a dielektromos állandó « — 1 és a mágneses permeabilitás  $n = 1$ , tehát az elektromágneses hullámoknak légüres térben  $V = c = 3 \times 10^{10} \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$  — sebességgel kell terjedniök. Mivel a fény terjedési sebessége a légüres térben *Fizeau*, *Römer*, *Foucault* stb. mérései szerint szintén  $3 \times 10^{10} \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$  — értékűnek adódott, *Maxwell* a fényhullámokat is elektromágneses hullámoknak deklarálta. Ilymódon megszabadultunk a kellemetlen aether-től, összes nyakatekert sajátságaival egyetemben, a fényvektor az  $E$  elektromos (*Fresnel*) vagy a  $H$  mágneses (*Neumann*) térerősség, melyek egymásra és a terjedés irányára merőlegesek. A *Hertz* által létesített elektromágneses hullámok és a fényhullámok csak a hullámok hosszúságában különböznek egymástól. *Hertz* hullámai méteres hosszúságúak voltak, a fényhullámok hossza pedig, pl. a zöld hullámoké 00005 mfrn nagyságrendű. Az energiaszállítás a hullámban pro másodperc és pro  $\text{cm}^2$  hullámfront arányos  $E^2$  vagy  $H^2$ -el. Mivel  $E$  és  $H$  az idő periodikus függvényei, az időbeli középértékük veendő. Azonkívül, és ezt különösen hangsúlyozom, pl. egy sík hullámban az energiaszállítás egyenletes és folytonos az egész hullámfronton, vagy hullámfelületen. Hogyan történik elektromágneses hullámok előállítása? Ezt mindnyájan jól tudjuk ma már. Egy antennába, az egyszerűség kedvéért egy egyenes drótba váltakozó áramot vezetünk. Ha a váltakozó áram periódusa  $\nu \text{ sec}^{-1}$ , vagyis egy másodperc alatt a váltakozó áramnak  $\nu$  teljes periódusa van, akkor a hullám hosszúsága:

$$\lambda = \frac{3 \times 10^{10} \text{ cm sec}^{-1}}{\nu \text{ sec}^{-1}}$$

Pl. ha a budapesti hálózat váltakozó áramát választjuk, mélynek periódusa másodpercenként 50, akkor a nyert hullámhosszúság

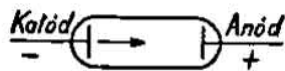
$$\lambda = \frac{3 \times 10^{10} \text{ cm sec}^{-1}}{50 \text{ sec}^{-1}} = 6000 \text{ Km.}$$

Lényeges, hogy az antennába váltakozóáramot vezessünk. Egyenárammal nem kapunk elektromágneses hullámokat, hanem csak a Biot—Savart-törvény szerinti magnetosztatikai teret. Az egyenáramban az elektromos töltés az időben állandó sebességgel mozog, a váltakozóáramban változó sebességgel, vagyis gyorsul. *Elektromágneses hullámok tehát csak úgy keletkeznek, ha elektromos töltések gyorsulva mozognak.* Az elektromágneses fényelméletből tehát nyilván az anyag elektromos szerkezetére következtethetünk, mert ha az anyag fényt sugároz ki magából, akkor kell, hogy az anyagban, annak molekuláiban és atomjaiban elektromos töltések gyorsulva mozogjanak. Itt elsősorban, mint az antennánál, periodikus, rezgő mozgásokra gondolunk.

Másrészt viszont az elektrolízis és a ritkított gázokban végbemenő elektromos vezetés jelenségei közvetlen bizonyítékait szolgáltatták annak, hogy az atomokban és molekulákban elektromos töltések, elektromos töltésű részecskék vannak. Mi az az elektrolit? Ha megsózom a levesemet, elektrolitot kapok. Beledobtam neutrális NaCl molekulákat és ezek szétestek pozitív elektromos töltésű Na-atomokra, ezek a nátriumionok és negatív elektromos töltésű klóriónokra. A nátriumion pozitív töltése ugyanakkora, mint a klórión negatív töltése:  $1.6 \times 10^{-10}$  Coulomb. Ha két fémelektrodot dugunk az elektrolitbe, melyekre potenciálkülönbséget kapcsolunk, pl. a városi hálózatból, úgy elektromos töltésű részecskéink, az ú. n. ionok az elektromos erők hatására mozognak, a + töltésű ionok a negatív potenciálú elektród felé, a negatív ionok ellenkező irányban és létesül az elektromos áram az elektrolitén keresztül. Ha sósavat öntünk vízbe, vagyis HCl molekulákat, úgy pozitív hidrogéniont és negatív klóriont kapunk. A töltések (abszolút értékben) megint ugyanakkorák, de a hidrogénion tömege nyilván kisebb, mint a nátriumioné, mert hiszen a hidrogénatom kisebb tömegű. Sőt a hidrogénion a legkisebb tömegű ion. Ennél kisebb tömegű elektromosan töltött részecske az elektrolízisben nem szerepel. A ritkított gázokban végbemenő elektromos vezetés tanulmányozása révén fedezték fel az elektront, melynek negatív töltése szintén  $1.6 \times 10^{-10}$  Coulomb, de melynek tömege csak 1868-ad része



a legkisebb tömegű) hidrogénion tömegének. Ha egy üvegcsőben, mely két elektróddal van ellátva, a gáz nyomását néhány tized Hg m/m-re csökkentjük, úgyhogy a gázban önálló vezetés létesülhet és az elektródokra nagyfeszültségű egyenáramú áramforrást kapcsolunk, a negatív katódról kiinduló ú. n. katódsugár részecskéi az elektronok. Töltésük előjele, valamint az  $e$  töltésüknek  $m$  tömegükhöz való viszonya, az ú. n. fajlagos töltés, valamint sebességük is meghatározható volt azon eltérések alapján, melyek megfigyelhetők, ha a katódsugarat az ábrában nyíllal jelzett irányra merőleges elektromos és mágneses terekbe helyezzük. Nem térhetek ki itt részletesebben a fizikának erre a romantikus fejezetére, mely olyan nagy izgalmakat váltott ki; részben azért, mert kapcsolatba került az akkor fejlődő speciális relativitáselmélettel és a tömeg fogalmának egy új koncepcióját hozta. Ez a fejlődés éppen göttingeni diákkoromba esett és nem lehetett nyugodtan ebédelni az ottani vendéglőkben a röpködő elektronok miatt, mindenki állandóan róluk beszélt. Igen



2. ábra.

tanulságos objektumok voltak, főleg nagy sebességük miatt, mely elérte a fény sebességének századrészét, sőt tizedrészét. Először nyílt alkalom a Newton-féle mechanika törvényeinek érvényességét ily nagy sebességű részecskék mozgásában próbára tenni. A nagy szenzáció akkor jött, mikor *H. A. Lorentz* a Zeeman-jelenség elmélete alapján kimutatta, hogy pont ezek az elektronok azok az elektromos töltések, melyek gyorsuló mozgásai az atomban okozzák a fény kibocsátását. A Zeeman által 1896-ban felfedezett magnetooptikai jelenség lényege a következő: A lég-nemű halmazállapotban levő anyagok, pl. gázok, fémgőzök által kibocsátott színeképvonalak száma megszorodik, ha a kérdéses gáz, vagy fém atomjai fénykibocsátás közben mágneses térben tartózkodnak. Legegyszerűbb esetben egy  $X$  hullámhosszúságú színeképvonal mindkét oldalán fellép egy  $X + dX$  hullámhosszúságú színeképvonal. Ez a Zeeman-triplet. A triplet három összetevője jellegzetes polározást mutat. A helyett, hogy  $X$  hullámhosszúságuk alapján különböztetjük meg a triplet összetevőit, a  $\nu$  frekvenciát is használhatjuk e célra, mert

$$\lambda \nu = c,$$

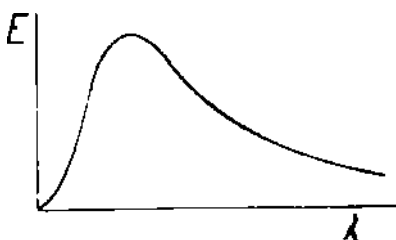
hol  $c$  a fény sebessége. Ekkor beszélünk  $\nu$  frekvenciájú színeképvonalról és  $\nu \pm d\nu$  Zeeman-összetevőkről.

A Zeeman-jelenséget *Lorentz* a következőképpen értelmezte: Ha egy atóm  $v$  frekvenciájú fényt bocsát ki, akkor benne valamilyen  $e$  elektromos töltésű és  $m$  tömegű részecske  $v$  frekvenciájú harmonikus rezgést végez. Az atóm egy piciny antenna, melyben  $v$  frekvenciájú váltakozóáram folyik. Mozgó töltések elektromos áramot képviselnek. Ha elektromos töltések mágneses térben mozognak, úgy erők működnek rájuk, hiszen közismert, hogy elektromos áramokra mágneses terek erőket fejtenek ki; ezen alapszik az elektromotor. Ha tehát az atómban  $v$  frekvenciájú harmonikus rezgést végző elektromos töltésű részecskék mágneses térbe kerülnek (a fényforrást erős elektromágnes sarkai közé helyezzük), akkor a rájuk működő erők hatására a  $v$  frekvenciájú harmonikus rezgés módosul; a keletkező új mozgás  $v$  és  $v \pm d$   $v$  frekvenciájú rezgések eredőjének tekinthető, ahol a  $+ dv$  mágneses felbontás arányos egyrészt a mágneses térerősséggel, másrészt a rezgő részecskét jellemző - hánvadossal. Ha tehát megméri a fizikus a  $d$   $v$  mágneses

ni felbontását egy színekpivonalnak és a  $H$  mágneses teret, melyben a felbontás létesült, akkor ezen adatok birtokában kiszámíthatja az atómban rezgő elektromos töltésű részecskét jellemző — hánvadost. Ily mérések alapján az elektront jellemző hánvados adódott és így az elektront identifikálták, mint a fénykibocsátásért felelős elektromos töltésű részecskét.

Idáig tehát minden rendben lett volna, az elektromágneses fényelmélet kielégítő magyarázatát adta az optikai tapasztalatoknak és az elektronban megtalálták az atómban helyet foglaló elektromos töltésű részecskét is, melynek gyorsuló mozgásai az elektromágneses fényhullámok emissziójára vezetnek. Ezek szerint a fényforrásokban tehát piciny antennák vannak, a periodikusan gyorsuló elektronok és ezek sugározzák ki a fényforrás fényét képező elektromágneses hullámokat. Ezeket az elektromágneses hullámokat két sajátságukkal jellemezhetjük: hullámhosszúságukkal és erősségükkel. Az előbbi sajátság az, ami a rádióprogramokban is meg van adva, mint az antenna, az adóállomás emissziójának jellemzője. A másik sajátságot illetően pedig rádióvevőkészülékek kezelésénél tapasztaljuk, hogy egyes állomások kellően behangolva erősebben hallhatók már kisebb erősítésnél is, míg mások ugyanoly erősítéssel gyengébben. A fényforrások által kisugárzott elektromágneses hullámokra vonatkozóan a spektroszkópia szolgál a megfelelő információkkal. A spektroszkópiai eredmények megmondják, hogy egy fényforrás fényében mily hullámhosszak, vagyis mily színek szerepelnek és

mily erősségben. Ez graphikusan is ábrázolható, ha egy koordináta rendszerben az abszcisszatengelyre felmérjük az elektromágneses hullám  $X$  hullámhosszát, ami a színt jellemzi és az ordináta tengelyre az illető hullámhosszágú hullám, szín  $E$  erősségét. Ha ezt különböző fényforrásokra elvégezzük, a graphikonoknak két különböző típusát kapjuk. A 3. ábrában látjuk egy szilárd vagy folyékony halmazállapotú fényforrás emisszióját jellemző görbét, a 4. ábrában egy légnemű halmazállapotú fényforrás jellemző görbét. A szilárd vagy folyékony halmazállapotú fényforrások emissziójában minden hullámhossz jelen van, csak különböző erősségben, ez egy ún. folytonos spektrum, folytonos színekép; ezzel szemben a légnemű halmazállapotú fényforrások színeképe „vonalas“, abban csak egyes színek, egyes hullámhosszúságok szerepelnek, egész sereg hullámhossz, szín pedig hiányzik. A 4. ábra példájában jelen vannak pl. a  $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_n$  hullámhosszak és minden egyéb hiányzik. A hiányzók részben a jelenlevők közé esnek, mint pl.  $\lambda^*$ . részben azokon kívül mint pl.  $\lambda$ .



3. ábra.

A légnemű halmazállapotú fényforrások tehát különbözhetnek és különböznek is egymástól abban, hogy mely  $\lambda > 1 \dots$  hullámhosszúságok vannak jelen emissziójukban, míg ily különbségek szilárd halmazállapotú fényforrások között nem lehetnek, mert hiszen ily fényforrások emissziójában minden hullámhosszúság szerepel. Szilárd halmazállapotú fényforrások tehát kizárólag a 3. ábrában látható jellemző görbe alakjában különböznek egymástól, vagyis abban, hogy milyen a spektrális energiaeloszlásuk, hogy melyik hullámhosszúság, vagyis szín mekkora energiával kerül emisszióra. A légnemű testekben az atomok vagy molekulák messze vannak egymástól (átmérőjükhöz képest); a kisugárzott fény az atomok vagy molekulák sajátja. Ha tehát feltesszük a kérdést, hogyan jön létre az atomokban és molekulákban lévő miniatűr antennáknak sajátos hangolása, mely a kisugárzott sajátos

$\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3 \dots$  stb. hullámhosszakra vezet, úgy ezzel az anyag szerkezetének egy alapvető problémáját érintettük, melyre még részletesen vissza fogunk térni. A gázok emisszióját rendszerint elektromos áram segítségével, elektromos kisülésekkel gerjesztjük. Egy szilárd test, pl. fémdrót akárhogy felmelegítve izzásba jön. Ez a hőmérsékleti izzás, thermikus emisszió. Az izzólámpában az izzást természetesen elektromos fűtéssel érjük el.

Különböző anyagú, hőmérsékleti izzás révén fényt kibocsátó testek között egy nevezetes összefüggés van, melyet *Kirchhoff* törvénye fejez ki. E törvényben két mennyiség szerepel, az izzó test felületének emisszióképesége és abszorpcióképesége. Az izzó test felületének emisszióképesége alatt azt az energiamennyiséget értjük, melyet a felület egysége, pl.  $1 \text{ cm}^2$ , az időegység, az  $1 \text{ mp}$  alatt kisugároz. Egy cseresznyepirosan izzó vaskályha felülete kék fényt alig sugároz ki, vörös fényt pedig sokat. A kisugárzott energia mennyisége tehát attól függ, hogy mily színű, vagyis mily hullámhosszúságú fényre vonatkoztatjuk az emisszióképeséget. Azt mondjuk, hogy az emisszióképeség a szín, vagyis a  $X$  hullámhosszúság függvénye. Ha jól bedurrantanak a vaskályhába, felülete sárgán, majd fehéren izzik; mennél magasabb a hőmérséklete, annál több sárga meg kék fényt sugároz ki. Tehát függ az emisszióképeség a felület  $T$  hőmérsékletétől is. Jelöljük az emisszióképeséget  $e$ -vel. Azt a tényt, hogy  $e$  a  $X$  hullámhosszúság és a  $T$  hőmérséklet függvénye, így fejezzük ki szimbolikusan:  $e(X, T)$ . Egy felület abszorpcióképesége, elnyelőképesége alatt a reaeső sugárzásnak azt a tört részét értjük, melyet a felület nem ver vissza. Ez az  $a$  elnyelőképeség szintén a  $X$  hullámhosszúság és  $T$  hőmérséklet függvénye:  $a(X, T)$ . *Kirchhoff* törvénye már mostan azt mondja, ha különböző anyagú testek, pl. vas, réz, platina, üveg stb.  $e_1(X, T)$ ,  $e_2(X, T)$ ,  $e_3(X, T)$ ,  $e_4(X, T)$  stb. emisszióképeségeit és  $a_1(X, T)$ ,  $a_2(X, T)$ ,  $a_3(X, T)$ ,  $a_4(X, T)$  stb. elnyelőképeségeit viszonyba állítjuk, úgy

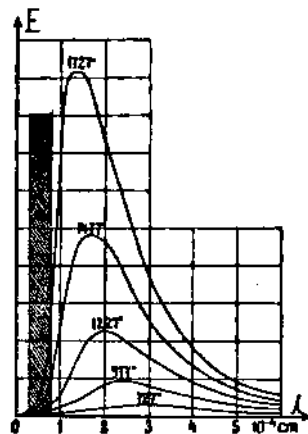
$$\frac{e_1(\lambda, T)}{a_1(\lambda, T)} = \frac{e_2(\lambda, T)}{a_2(\lambda, T)} = \frac{e_3(\lambda, T)}{a_3(\lambda, T)} = \frac{e_4(\lambda, T)}{a_4(\lambda, T)} = \text{stb.} \dots \dots \dots (4)$$

Az emisszióképeség és elnyelőképeség hányadosa tehát nem függ a test anyagi minőségétől. Mégegyszer hangsúlyozom, hogy úgy  $e$ , mint  $a$  felületre vonatkoztatott mennyiségek. Egy oly test, melynek felülete bármely hőmérsékleten a reaeső bármely hullámhosszúságú sugárzásból semmit sem ver vissza melynek  $A$  elnyelőképesége tehát  $T$  és  $X$  minden értéke mellett egyenlő 1-gyel az *abszolút fekete test*. *Kirchhoff* törvénye erre is érvényes, ha tehát ennek emisszióképeségét  $E(X, T)$ -vel jelölöm, úgy írhatjuk, hogy

$$\frac{e_1(\lambda, T)}{a_1(\lambda, T)} = \frac{e_2(\lambda, T)}{a_2(\lambda, T)} = \dots = \frac{E(\lambda, T)}{A \lambda, T} = E(\lambda, T). \dots \dots \dots (5)$$

$E(\lambda, T)$ , az abszolút fekete test emisszióképessége tehát egy igen nevezetes univerzális függvény, mely megadja bármely test felületére vonatkozóan az -, hányadost. Ezért a kísérleti fizikusok az  $E(\lambda, T)$  függvényt nagy gondal és körültekintéssel végzett pontos mérésekkel meghatározták. E mérések céljára meg kellett valósítani az abszolút fekete testet. Egy kicsiny nyílás, egy lyuk egy üreg falán egy abszolút fekete test; bármely hullámhosszú sugárzás esik is egy ily lyukra, a lyuk semmit sem ver belőle vissza, a lyukon minden behatol az üregbe, bármekkora is az üreg hőmérséklete. Emlékeztetek itt arra, hogy nagy szobák aránylag kicsiny nyitott ablaka nappal az utcáról nézve fekete, azon minden sugárzás behatol a szobába, a nyitott ablak nyílása semmit sem ver vissza.

Ezen elv alapján egy grafitfalu üreg kicsiny nyílása szolgáltatta a fekete testet. Az üreg grafitfalait különböző állandó  $T_i, T_j, \dots$  stb. hőmérsékleteken tartva megmérték az üreg nyílásából kilépő sugárzásban az energia eloszlását a különböző hullámhosszúakra. Az eredmények az 5. ábrában láthatók. Mindegyik görbe egy meghatározott hőmérsékletre vonatkozik. A hőmérséklet emelkedésével a sugárzás maximuma eltolódik a rövid hullámhosszak, a színek kék vége felé, a sugárzás fehéredik. A vaskályha is először vörösen, majd a hőmérséklet emelkedésével sárgán és végül, mikor már oly magas a hőmérséklete, hogy számottevő mennyiségű kék fényt is kisugároz, fehéren izzik.



5. ábra.

E görbékre, a fekete sugárzás törvényeire összpontosult most az elméleti fizikusok erőfeszítése. Igyekeztek e törvényeket, e görbék analitykai kifejezését a thermodynamika és az elektromágneses tér alaptörvényeiből levezetni *Lord Rayleigh, Jeans, W. Wien* nevei fűződnek e küzdelemhez, mely azonban meddő maradt. A fekete sugárzás törvényének visszavezetése a thermodynamika és az elektromágneses tér alaptörvényeire meghiúsult. A probléma megoldását *Max Planck* adta, aki megmutatta, hogy a fekete sugárzás törvényeinek elméleti levezetése az említett alapokból csak úgy lehetséges, ha fel-

adjuk a sugárzás emissziójának és abszorpciójának folytonosságát és feltesszük, hogy mindkét folyamat csak ugrásszerűen mehet végbe. Ha a fényforrásul szolgáló anyag belsejében lévő miniatűr antennák energiataralma az anyag fénykibocsátása folytán csökken, vagy fényelnyelés folytán növekszik, úgy ez a csökkenés vagy növekedés nem mehet végbe folytonosan, hanem egy bizonyos energiaadagnak az egész számú többszörösével változhat csak az anyagban lévő piciny antennák energiataralma, a kisugárzott, vagy elnyelt fény energiája az említett energiaadagnak csak egész számú többszöröse lehet. A kérdéses energiaadagnak a nagyságát is megadta *Planck*. Ha  $\nu$  frekvenciájú fény kibocsátásáról vagy elnyeléséről van szó, az adag:  $h\nu$ , hol  $h$  egy univerzális állandó, az ún. Planck-féle állandó. Értéke:  $h = 655 \times 10^{-27}$  erg sec. Ez az állandó a  $\text{sec}^{-1}$  dimenziójú  $\nu$  frekvenciával szorozva tényleg energiát, erget ad. Kék fénynek a  $\nu$  frekvenciája nagyobb, kb. kétszer akkora, mint a vörös fényé, ezért a kék fény energiaadagja kb. kétszer akkora, mint a vörös fényé. Még sokkal, kb. 10.000-szer nagyobb a Röntgen-fény energiaadagja, mert a Röntgen-fény hullámhosszúsága kereken 10.000-szer kisebb, mint a látható fényé. A fekete sugárzás elméleti tanulmányozása tehát erre a hallatlan horderejű felfedezésre vezetett; ez volt az adagelméletnek, a kvantumelméletnek a születése. A fizikában eddig a hullámhosszúsággal, vagy reciprok értékével, a frekvenciával jellemzett szín egyrészt és az energia mennyisége másrészt, mint a sugárzás két különálló, egymástól független sajátos szerepelt. A Planck-féle koncepcióban a színnek befolyása van, ha nem is a sugárzás egész energiájának nagyságára, de azoknak az adagoknak, fénykvantumoknak a nagyságára, melyeknek csak egész számú többszöröse lehet a sugárzás energiája.

Ennek az egészen újszerű Planck-féle felfedezésnek hatalmas jelentőségét már kezdetben mutatta az a körülmény, hogy egyszersmind a *fényelektromos jelenség* törvényének egyszerű értelmezése vált lehetővé Planck gondolata alapján.

A fényelektromos jelenség a következő: Már *Hallwachs* tapasztalta, hogy egy fémlemez, ha fénnel megvilágítjuk, pozitív elektromos töltést kap. A későbbi vizsgálatok szerint a fénnel megvilágított fémlemez pozitív töltése úgy jön létre, hogy a megvilágító fény hatására negatív elektromos töltésű részecskék, az általunk már ismert elektronok távoznak a fémlemezből és így az eredetileg neutrális fémlemez pozitív töltésűvé válik. *Lenard* híres kísérleti vizsgálatai szerint: 1. az időegység alatt a fémlemezből a fény hatására kilépő elektronok száma arányos a megvilágító fény erősségével és

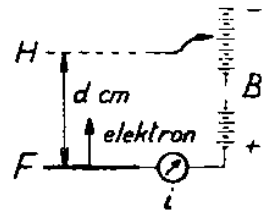
2. a kilépő elektronok sebessége annál nagyobb, mennél rövidebb a megvilágító fény hullámhossza, vagyis mennél nagyobb a frekvenciája, de nem tûg a megvilágító fény erõsségétõl.

A késõbbiek szempontjából igen tanulságos lesz kissé részletesebben foglalkozni a módszerrel, mellyel *Lenard* az elektronok sebességét megmérte. Ha egy labdát függõyiesen felfelé hajítunk, annál magasabba emelkedik, mennél nagyobb sebességgel indítottuk el. Mikor visszaesve földet ér, a sebessége pontosan akkora, amekkora sebességgel felfelé elindult. Ha  $v_0$  kezdõsebességgel indult el felfelé, akkor a felfelé haladás folyamán ez a  $v_0$  sebesség fokozatosan zérusra csökken; mikor a labda sebessége zérusra csökkent, a labda megfordul, visszafelé kezd esni, sebessége folyton nõvekszik és mire visszaér a földre, a sebessége ismét  $v_0$ . Ha tudom az összefüggést a  $v_0$  kezdõsebesség és az elért  $h$  magasság között, akkor megmérve az elért  $h$  magasságot, az ismert összefüggés alapján  $v_0$ -t kiszámíthatom. így járt el *Lenard*. A felfelé hajított labda sebessége azért csökken, és a labda végül is azért fordul meg és kezd el visszafelé esni, mert mozgása a Föld nehézségi erõterében megy végbe, melyben az  $m$  tömegû labdára állandóan mûködik az  $mg$  nehézségi erõ ( $g$  a nehézségi gyorsulás), mely lefelé gyorsítja. Ha az  $m$  tömegû labdát  $v_0$  kezdõsebességgel indítom el, úgy  $mv^2$  kinetikai energiával indítottam el. Míg felfelé emelkedik  $h$  magasságra, ez a kinetikai energia átalakul az  $mg \cdot h$  potenciális (a  $h$  magasság által megszabott helyzeti)

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}mv_0^2 &= mgh, \\ v_0 &= \sqrt{2gh} \end{aligned} \quad \dots \dots \dots (6)$$

Ez az a bizonyos összefüggés  $h$  és  $v_0$  között.

Így labdázott *Lenard* az elektronokkal különbözõ potenciális energiájú helyek között. Kísérleti berendezésének elvi vázlata a 6. ábrában látható.  $F$  a megvilágított fémlemez,  $H$  egy drótháló. A kettõ közé a  $B$  akkumulátor-battéria van kapcsolva úgy, hogy  $H$  a battéria negatív és  $F$  a battéria pozitív sarkára van kötve. Ha a battériából  $V$  volt feszültséget kapcsoltunk be és  $H$  és



6. ábra.

$F$  távolsága  $d$  cm, akkor  $H$  és  $F$  között  $\frac{V}{d}$  erõségû elektromos erõteret létesítettünk. Amikor a megvilágítás hatására  $F$ -bõl kiugró  $e$  töltésû elektron

energiává:

ebben az erőterben mozog, állandóan működik rá az  $\frac{eV}{d}$  erő, mely az  $F$  lemez felé gyorsítja  $\frac{eV}{dm}$  gyorsulással, ha  $m$ -mel jelölöm az elektronlabda tömegét. Ezt az  $\frac{eV}{dm}$  mennyiséget, az elektron gyorsulását az elektromos erőterben kell a (6) formulában a  $g$  nehézségi gyorsulás helyébe írni. Hogy az elektron az  $F$  felé gyorsító  $\frac{eV}{d}$  erő ellenére elérje az  $F$ -től  $h = d$  távolságra lévő  $H$  dróthálót, akkora  $v_0$  sebességgel kell indulnia, hogy

$$\frac{1}{2} m v_0^2 = m \cdot \frac{eV}{dm} \cdot d$$

legyen, tehát

$$\frac{1}{2} v_0^2 = \frac{e}{m} V \dots\dots\dots (7)$$

*Lenard* meg akarta mérni azt a  $v_0$  kezdősebességet, mellyel az elektronok a megvilágítás hatására  $F$ -ből kilépnek. Ezért  $F$  megvilágítása mellett úgy választotta meg a  $B$  battriából kivett  $X$  volt feszültséget, hogy az elektronok éppen elérjék a  $H$  hálót. Azt, hogy az elektronok a  $H$  hálót elérik, arról tehet észrevenni, hogy töltésüket  $H$ -nak átadva, a bekapcsolt árammérő  $i$  áramot jelez. A  $V$  feszültségnek, melyet a battriából kiveszünk, van egy  $V$  határértéke, melynél, ha nagyobbat kapcsolunk be, nincs  $i$  áram, ha kevesebbet kapcsolunk be, van  $i$  áram. Ez a  $V$  határfeszültség (7)-be helyettesítve adja a fény hatására kilépő elektronok  $v_0$  sebességét. A formulában még szereplő — hányados értéke, mint láttuk, más mérésekből már ismeretes. Az elektronlabda sebességét tehát voltmeterrel mérjük, vagy elektronmeterrel, szóval olyan eszközzel, mely alkalmas potenciálkülönbségeknek, vagyis helyzeti energiakülönbségeknek a mérésére, amit elektromos erőterekben *Voltokban* fejezünk ki. A nehézségi erőterben a helyzeti energiakülönbségek magassági méterekben méterrúddal mérhetők.

*Lenard* már mostan azt találta, hogy a fémlemezből a kék fény hatására távozó elektronok sebessége nagyobb, mint a vörös fény hatására távozó elektronoké. Ez összhangban van *Planck* koncepciójával, jegyezte meg *Einstein*, mert hiszen a kék fénynek rövidebb lévén a  $X$  hullámhosszúsága és nagyobb a » frekvenciája, tehát nagyobb a  $h\nu$  energiaadagja is. Ha egy a fémbe lévő elektron a kék fény nagyobb  $h\nu$  energiaadagját nyeli el, úgy

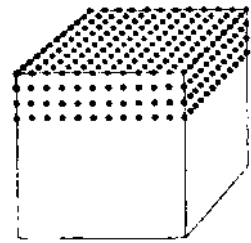


nagyobb  $j$   $m v_0^2$  energia áll rendelkezésére a fémlemezről való távozás alkalmával, tehát nagyobb  $v$ , sebességgel fogja elhagyni a fémlemez. Az Einstein-féle fényelektromos alaptörvény, melyért Einstein első ízben kapta a Nobel-díjat, tehát így szól:

$$\frac{1}{2} m v_0^2 + P = h \nu, \dots\dots\dots (8)$$

hol  $P$  egy a fémlemez jellemző állandó, az ú. n. kilépési munka. E törvény értelmében tehát nagyobb  $\nu$  frekvenciákhoz nagyobb  $v_0$  kilépési sebességek tartoznak.  $P$  az az energia, melyre az elektronnak szüksége van, hogy egyáltalában, vagyis  $v_0 = 0$  — *zérus* sebességgel elhagyja a fémlemez. E jelenség-nél tehát a fény színe, melyet az *Einstein-éle* fényelektromos alaptörvényben a  $\nu$  frekvencia jellemez, elektronok  $\frac{1}{2} m v_0^2$  kinetikai energiájának nagyságát szabja meg. Einstein törvénye a tapasztalattal számszerűen egyezvén, nyomatékosan demonstrálta *Planck* gondolatának termékenységét.

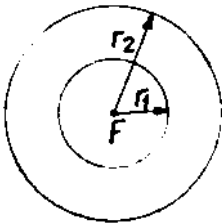
Nézzük most meg a fényelektromos jelenségnek a mechanizmusát a fény hullámelmélete és a fény korpuszkuláris elmélete szempontjából. Erre vonatkozóan *Richtmyer* a következő számítást végezte: Mérsékelt megvilágítás mellett egy nátrium fotocella vákuumban négyzetcentiméterenként adhat  $1 \times 10^{-11}$  Ampère fotoáramot. Az elektron töltése  $1.6 \times 10^{-19}$  Coulomb lévén, ez megfelel  $6.28 \times 10^7$  darab elektron kibocsátásának pro négyzetcentiméter és pro másodperc. Ezek az elektronok a nátriumfotocella felületének legfelső rétegeiből jönnek. A nátrium köbcentiméterenként  $2.55 \times 10^{23}$  darab atomot tartalmaz. Ha feltesszük, hogy ezek az atomok a nátriumban egy reguláris térrács pontjaiban, vagyis a 7. ábrában jelzett módon szabályos sorokban, oszlopokban és rétegekben helyezkednek el, úgy egy 1 centiméter



7. ábra.

hosszú él mentén  $\sqrt[3]{2.55 \times 10^{23}} = 2.95 \times 10^7$  darab atomot találunk. Egy négyzetcentiméter nagyságú felületen egy atomnyi mélységű rétegben tehát  $(2.95 \times 10^7)^2 = 8.7 \times 10^{14}$  darab atom lesz és 10 atomnyi mélységű rétegben tízszer annyi, vagyis  $8.7 \times 10^{15}$  darab atom. Ha feltesszük, hogy a fény hatására kilépő fotoelektronok ebből a legfelső, kb. 10 atomnyi mélységű rétegből származnak, akkor azt találjuk, hogy ez a  $8.7 \times 10^{14}$  darab atom másodpercenként csak  $6.28 \times 10^7$  darab elektront bocsát ki a fény hatására, tehát

138,000.000, azaz 138 millió atom csak egyetlen elektront. A fény hullám-elmélete szerint valamely  $F$  fényforrásból (8. ábra) induló fény gömbalakú hullámokban terjed minden irányban ugyanakkora  $c$  sebességgel és energiája egyenletesen van szétkenve a gömbhullám egész felületén. A hullám kibocsátása óta eltelt  $G =$  időpontban, tehát a hullám energiája egyenletesen eloszlik a  $4\pi r_1^2$  gömbfelületen, a  $t_2$  — időpontban a  $4\pi r_2^2$  gömbfelületen és így tovább. Az elektron kibocsátásához szükséges energia  $e$  hullám energiájából származván, valamelyik atomnak ezt az energiamennyiséget a hullám energiájából el kell nyelnie, hogy annak fejében az elektron kiszabaduljon az atom kötelékéből. Az energia a gömbhullám felületén egyenletesen lévén elkenve, az egy



8. ábra.

négyzetcentiméternyi felületen 10 atomnyi mélységű rétegben elhelyezkedő 138 millió atom mindegyikét ugyanakkora energiamennyiség éri a gömbhullám energiájából, tehát mindegyik atom ugyanakkora energiamennyiséget nyelhet el a reáeső fényenergiából, tehát mindegyiknek ugyanakkora esélye van egy elektron kibocsátására. Mi határozza meg, mi jelöli ki a 138 millió az egyetlen egyet, mely az általa abszorbeált fény-

atom közül azt az egy elektront kibocsát? Erre a kérdésre a klasszikus hullámelmélet nem tud felelni. A hullámelmélet nehézségei a fényelektromos elektronkibocsátás mechanizmusának értelmezése körül még szembetűnőbbek lesznek, ha ismét Richtmyer nyomán utánaszámolunk, hogy mennyi időt vesz igénybe pl. 0'1 métergyertyás megvilágítás mellett annak az energiamennyiségnek egy nátriumatom által való elnyelése, mely egy elektron kibocsátásához szükséges? Ilyen 0'1 métergyertyás megvilágítás mellett már jól mérhető fényelektromos áramot kapunk. A nátrium kék és ultraibolya fény hatására bocsát ki fotoelektronokat. A megvilágító fény színekében eloszló energiának csak igen csekély része, egy százaléknál kevesebb esik a színek kék és ultraibolya részébe. Az 0'1 métergyertyás megvilágítás mellett a színek kék és ultraibolya részébe eső energia mindenesetre kevesebb, mint 0'05 erg pro négyzetcentiméter és pro másodperc. Mivel a nátriumnak a színek ezen részében nagy a visszaverőképessége, az elnyelt energia, mely az elektronok kibocsátásánál hasznosítható, mindenesetre kevesebb, mint 0'001 erg pro négyzetcentiméter és pro másodperc. Ez az energia eloszlik a 10 atom mélységű felületi réteg

$87 \times 10^{15}$  darab atomja között, egyre tehát  $\frac{0.001}{871 \times 10^{15}} = 1.1 \times 10^{-19}$  erg energia jut másodpercenként. A (8) alatti fényelektromos alaptörvényből látható,

hogy X — 0'00004 cm hullámhosszúságú ultraibolya fény által kiugrasztott fotoelektronoknak  $h\nu = 6'55 \times 10^{-27} \times 0'75 \times 10^{15} = 5 \times 10^{-12}$  erg energiát kell adni, hogy kilépjenek a nátriumból. Ezt az energiamennyiséget kell tehát egy nátriumatómnak elnyelni a nátrium felületét megvilágító fény energiájából. A fent említett 0'1 métergyertyás megvilágítás mellett egy atom másodpercenként  $11 \times 10^{-19}$  erg energiát nyel el, tehát az elektron kibocsátásához szükséges  $5 \times 10^{-12}$  erg energiamennyiség elnyeléséhez

$$\frac{5 \times 10^{-12}}{1.1 \times 10^{-19}} = 4.5 \times 10^7 \text{ másodperc}$$

időre, vagyis több mint 500 napra van szüksége. Ezzel ellentétben a fényelektromos áram a megvilágítás megkezdésének pillanatában minden késés nélkül megindul. A tapasztalattal ellenkező fenti elméleti eredmény a következő három feltevésen nyugszik: 1. a fotoelektron az atomból jön, 2. az atom a ráeső fényből nyeli el az elektron kibocsátásához szükséges energiát és 3. a beeső fény hullámfelületén az energia a hullámelméletnek megfelelően egyenletesen el van kenve úgy, hogy az 1 négyzetcentiméteren 10 atomnyi mélységű rétegben helyet foglaló 138 millió atom mindegyike csak a ráeső arányos mennyiséget nyelheti el.

Különböző tények — és e kérdésre még visszatérek — a mellett szólnak, hogy az első és második feltevés körül nincs baj, azok a tapasztalással összhangban vannak, hanem a harmadikat kell elejteni. Az energia nincs a hullámfelületen egyenletesen elkenve.

Nézzük meg most, hogy e harmadik feltevés elejtése mellett, hogyan írja le a fény korpuszkuláris elmélete, mely *Planck* felfedezése alapján újra feléledt, a fényelektromos jelenség mechanizmusát? *Planck* felfedezése szabatosabban körülírja a fénykorpuszkula fogalmát, megmondja, hogy a  $\nu$  színű,  $\nu$  frekvenciájú fénykorpuszkulában, vagy fénykvantumban  $h\nu$  energia van összpontosítva. A  $\nu$  frekvenciájú fénysugarak nyalábjá, vagyis a  $\nu$  frekvenciájú fényhullám  $h\nu$  energiájú fénykvantumokból, fénykorpuszkulákból álló zápornak tekintendő, mely a megvilágított test felületére esik. E felfogás szerint az energia nincs egyenletesen szétkenve a fényhullám felületén, hanem a fényhullámot alkotó zápor egyes fénykorpuszkuláiban, fénykvantumaiban van összpontosítva, melyek a fény  $c = 300.000$  km/sec sebes-

ségével száguldanak. Amikor egy fénykvantum a benne összesűrített  $h\nu$  energiával az atomba ütközik, az atom a  $h\nu$  energiát elnyeli és ezen energia fejében megfelelő sebességű elektront bocsát ki. E kép alapján a fent említett nehézségek eltűnnek, mert rögtön látjuk, hogy a 138 millió atom közül az fogja a másodpercenként esedékes egy elektront kibocsátani, melyre egy fénykvantum esik. Másrészt a megvilágítás megkezdése után nem is kell várni napokig és hónapokig, míg az elektron kibocsátásához szükséges energia az atomban a hullámfelületen elkent energiából az abszorpció révén felhalmozódik. Az a szerencsés kiválasztott atom, melybe a megvilágítás megkezdése alkalmával egy fénysebességgel száguldó fénykvantum ütközik, nyomban képes az egyszerre kapott  $h\nu$  energia fejében egy elektron kibocsátására és így érthető, hogy a fényelektromos áram a megvilágítás megkezdésével együtt nyomban megindul. E kép egyébként is teljes összhangban van a fényelektromos jelenség törvényszerűségeivel. Láttuk, hogy a fényelektromos áram erőssége arányos a megvilágító fény erősségével. Ez egyszerűen érthető, ha meggondoljuk, hogy fenti képben a fényelektromos áram erőssége a másodpercenként kibocsátott elektronok számával arányos, viszont a megvilágító fény erőssége arányos az egy négyzetcentiméterre másodpercenként eső fénykvantumok (korpuszkulák) számával. E fénykvantumokat, ill. korpuszkulákat a következőkben röviden fotonnak nevezzük.

Azt is láttuk, hogy a fényelektromos elektronok kezdeti sebessége a nátriumfelületre eső foton  $h\nu$  energiájától, vagyis színétől függ, de független a megvilágító fény erősségétől. A nátriumatómba ütköző  $h\nu$  energiájú foton által a nátriumatómból kiugrasztott elektron sebessége érthetően az ütközés által átadott  $h\nu$ -energia mennyiségétől függ. Ha a fény erőssége fokozódik, vagyis a másodpercenként a nátriumokba ütköző fotonok száma szaporodik, de nem változik a megvilágító fény színe, vagyis a fotonok  $h\nu$  energiája, akkor csak az ütközés által kiszabadított elektronok száma, vagyis a fényelektromos áram erőssége növekedik, de minden kiszabadított elektron ugyanazt a  $h\nu$  energiát kapta az ütközés alkalmával, tehát kezdősebessége ugyanaz lett. így világos, hogy a kezdősebesség nem függ a megvilágítás erősségétől. Az imént tárgyalt példában a nátriumfelületre eső energiamentyiséget úgy fokoztuk, hogy szaporítottuk a nátriumfelületre ütköző  $h\nu$  energiájú fotonok  $n$  számát. A nátriumfelület négyzetcentiméterére másodpercenként eső energia legyen:

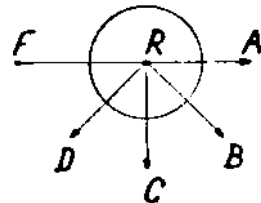
$$E = n \cdot h \nu$$

Ez az energiamennyiség úgy is fokozható, hogy  $n$ -t állandónak tartjuk, de az egyes  $h\nu$  adagok nagyságát fokozzuk, más szóval ugyanannyi, de kékebb fotont bocsátunk a nátriumfelületre. Ekkor természetesen nem változik az ütközéssel kiugrasztott fényelektromos elektronok száma, de növekszik kezdősebességük a (8) törvénynek megfelelően. Minden azon múlik tehát, hogy az  $E$  energia hogy van elosztva adagokra, ha sok kicsi adagból áll, úgy hatására sok kis sebességű elektron hagyja el a fotocellát, ha kevés nagy adagból áll, úgy kevés, de nagysebességű elektront fog kiugrasztani a megvilágított felületből.

A fényelektromos jelenség mechanizmusának értelmezése tehát nehézségekbe ütközik a hullámelmélet szempontjából, viszont egyszerűen lehetséges a fény korpuszkuláris elmélete szerint. Nem szabad azonban figyelmen kívül hagyni azt aényt, hogy a korpuszkuláris elmélet sem ebben az esetben, de más esetben sem áll teljesen a saját lábán, hanem a hullámelméletre támaszkodik, hiszen alapfogalmát, a  $h\nu$  fénykvantumot, illetőleg annak egy lényeges kellékét, a  $\nu$  frekvenciát a hullámelméletből veszi. A fotonok záporában önmagában semminémű periodicitás, melynek alapján frekvencia levezethető volna, nincs. A  $\nu$  frekvencia fogalmához úgy jutunk el, hogy csakis a hullámelmélet alapján értelmezhető interferencia jelenségek megfigyelése alkalmával megmérjük a fény  $\lambda$  hullámhosszúságát és kiszámítjuk, hogy  $\lambda$  hányszor foglaltatik a fény egy másodperc alatt megtett útjában:

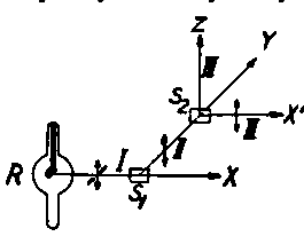
$$\nu := \frac{3 \times 10^{10} \text{ cm sec}^{-1}}{\lambda \text{ cm}}$$

Egy másik figyelemreméltó jelenség, mely a hullámelméletnek nehézséget okoz és melyet viszont a korpuszkuláris elmélet egyszerűen értelmez, az Arthur Compton által felfedezett jelenség. Ez a Röntgen-fény szórásánál figyelhető meg. A közönséges látható fény szórását mindnyájan számtalanszor megfigyelhetjük pl. a levegőben finoman elosztott dohányfüstrészecskéken. Ha definiáltabb viszonyok közt akarjuk a fény-szórást tanulmányozni, a fényt szóró részecskéket, pl. a dohányfüstöt, vagy valamilyen emulziós folyadékot, gyakran közönséges kútvíz, vagy folyóvíz is megteszi, átlátszó üvegfalú edénybe, legcélszerűbben gömbalakú edénybe töltjük és az  $F$  fényforrással (9. ábra) az  $F A$  irányban megvilágítjuk. A megvilá-



9. ábra.

gított, finoman elosztott  $R$  füstreszecskek, vagy az emulzióban elosztott egyéb részecskek az őket megvilágító fényt minden irányban, pl. az  $RB$ ,  $RC$ ,  $R'J$  stb. irányban is szétszórják. Ha a megvilágítás egyszínű, egyetlen  $X$  hullámhosszúságú fénnel történik, az  $RB$ ,  $RC$  stb. irányokban szétszórt fény hullámhosszúsága pontosan megegyezik a beeső fény hullámhosszúságával. (A Raman-jelenségtől származó komplikációtól itt egyelőre eltekintünk.) A szétszórt fény intenzitásának viszonya a beeső fény erősségéhez annál nagyobb, mennél rövidebb a beeső, megvilágító fény hullámhosszúsága. A kék fényt tehát az  $R$  részecskek viszonylag nagyobb mértékben szórják szét, mint a vöröset. Fehér fénnel való megvilágítás esetében tehát a szétszóró részecskéket tartalmazó üveggömbön való áthaladás után az  $RA$  nyaláb vörössárga színeződést nyer, mert hiányoznak belőle a nagyobb mértékben szétszórt kék komponensek, viszont a  $RB$ ,  $RC$ , stb. irányokban szétszórt fény ugyanezen okból kékes színeződést nyer a megvilágító fényhez képest. Légkörünk gázmolekuláinak fényszórása okozza a derült ég kék színét. A légkör gázmolekulái a Nap fényéből főleg a rövid hullámhosszúságú kék sugarakat szórják minden irányban. Ha elfogy a légkör, eltűnik az ég kék színe és, mint az a sztratoszféra-repüléseknél látható volt, a világűr sötétsége tátong felénk. Napnyugtakor a Nap fénye különösen nagy utat tesz meg légkörünkben, úgy annak felsőbb, csak gázmolekulákat tartalmazó rétegeiben, mint alsóbb rétegeiben is, melyekben a gázmolekulák és gőzmolekulák mellett még a páras levegőben lebegő vízrészecskek is szórják a fényt. így napnyugtakor különösen sok kék fény hiányzik a Nap fényéből és korongja vörösen izzik. A tenger kék színének létrejötténél is szerepe van a fényszórásnak. Megemlítendő még, hogy a beeső fényre merőlegesen az  $RC$  irányba szétszórt fény majdnem teljesen polarizálva van, mégpedig lineárisan úgy, hogy a



10. ábra.

fényvektor rezgése merőleges az  $FA$  megvilágítási, beesési irányra. E jelenség tehát, mint melleleg látjuk, új bizonyítékát szolgáltatja annak, hogy a fény transzverzális hullámokból áll.

Hasonló módon figyelhető meg már mostan a Röntgen-fény szórása is. E vizsgálatok körül különösen Barktának vannak nagy érdemei. Az  $R$  Röntgenlámpa fényét (10. ábra) az  $x$  irányban a szórás létesítő  $S_1$  testre (aluminium, grafit) bocsátva, Barkla megfigyelte az  $x$ -re merőleges,  $y$  irányban szétszórt másod-

lagos Röntgen-fényt (II), majd ezt a másodlagos fényt az  $S_2$  szórótestre bocsátva, az  $y$ -ra merőleges  $z$  és  $x^1$  irányokba szétszórt harmadlagos Röntgen-fényt (III). Az  $x^1$  irányban megfigyelhető volt a harmadlagos Röntgen-fény, a  $z$  irányban alig. Ebből következett a Röntgen-fény transzverzálitása. *J. J. Thomson*, akit az elektron felfedezőjének szokás nevezni, kidolgozta a Röntgen-fény szórásának elméletét az elektromágneses fényelmélet alapján. Ez az elmélet a Röntgen-fényt elektromágneses (tehát transzverzális) hullámoknak tekintette, melyek akkor keletkeznek, mikor az elektron a Röntgen-lámpa antikatódjába ütközve, elveszti sebességét, tehát (negatív) gyorsulása van. Láttuk fentebb, hogy az elektromágneses fényelmélet szerint általában így keletkeznek elektromágneses hullámok. A Röntgen-fény szórása ezen elmélet szerint úgy jön létre, hogy a szórótest atomjaiban lévő elektronok a beeső Röntgen-fényben transzverzálisán rezgő elektromos térerősség hatására rezgésbe jönnek, miközben gyorsulva mozognak, tehát maguk is elektromágneses hullámokat bocsátanak ki minden irányban és ez a szétszórt Röntgen-fény, a másodlagos vagy harmadlagos Röntgen-fény. Miközben az elsődleges beeső Röntgen-fény a szóró anyagban halad és rezgésbe hozza annak atomjaiban az elektronokat, az elsődleges Röntgen-fény energiája folyton csökken, mert annak egy részét átveszik a rezgésre kényszerített elektronok, melyek viszont azután az elsődleges Röntgen-fénytől elvont ezt az energiát mint másodlagos Röntgen-fényt szórják szét. A másodlagosan szétszórt Röntgen-fény energiája tehát meghatározza az elsődleges Röntgen-fény elnyelését a szóró anyagban, ha az elnyelésnél más okok nem játszanak szerepet, hanem csakis a szórás. Ha szén, grafitot használunk mint szóró anyagot, úgy közepes lágyságú Röntgen-sugarakra vonatkozóan a feltételek ki vannak elégítve és így Barkla abszorpciós mérések alapján meghatározhatta az  $s$  szórási együtthatót. Ha a beeső elsődleges Röntgen-fény erőssége  $J_0$  és  $x$  vastagságú grafitrétegen áthaladt Röntgen-fény erőssége  $J$ , akkor

$$J = J_0 e^{-sx}$$

$J$ ,  $J_0$  és  $x$  mérése alapján tehát  $s$  meghatározható volt. Barkla mérései szerint  $\frac{s}{\rho} = 0,2$ -nek adódott, hol  $\rho$  a szóró anyag sűrűsége. Másrészt a szórás Thomson-féle elmélete szerint

$$\frac{s}{\rho} = 0,2 = \frac{8\pi e^4}{3m^2 c^4} \frac{n}{\rho}, \dots\dots\dots(10)$$

hol  $e$  az elektron töltése,  $m$  a tömege,  $c$  a fénysebesség és  $n$  az elektronok száma pro köbcentiméter. Akkor nyilván  $\frac{n}{\rho}$  az elektronok száma pro gramm szóró anyag. Lévé  $e = 477 \times 10^{-10}$ ,  $m = 9 \times 10^{-28}$ ,  $c = 3 \times 10^{10}$ , tehát az elektronok száma pro gramm grafit:

$$\frac{n}{\rho} = 3 \times 10^{23} \text{ körülbelül.}$$

Ha ezt osztjuk a szénatomok számával pro gramm szén, megkapjuk az elektronok számát pro atom. A szénatomok számát pro gramm szén megkapjuk, ha az  $N$  Avogadro számot osztjuk a szén  $A$  atom súlyával. Ez lesz:

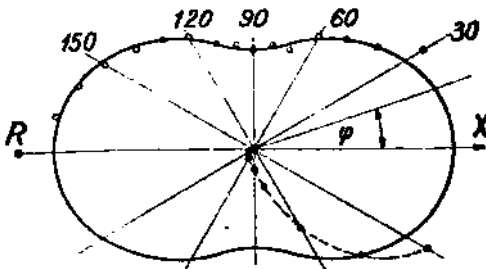
$$\frac{N}{A} = \frac{6.02 \times 10^{23}}{12} = 5.05 \times 10^{22}.$$

Tehát az elektronok száma pro szénatom

$$\frac{n \rho}{N A} = \frac{3 \times 10^{23}}{5.05 \times 10^{22}} = 6 \text{ (nagyon jó közelítésben).}$$

Ez volt az első meghatározása az elektronok számának egy atomban. A formula, melynek segítségével ez sikerült, az elektromágneses fényelmélet alapján lett levezetve. Mint azóta tudjuk, a szénatom elektronjainak száma tényleg 6. Ez tehát igen figyelemreméltó sikere volna a Röntgen-fény szórására vonatkozó és az elektromágneses fényelméletre támaszkodó Thomson-féle elméletnek. Azonban ez az elmélet több más pontban a tapasztalással ellenkező eredményekre vezetett. Az elmélet ezen eredményei a következők:

1. az  $\frac{s}{\rho}$  — szórási együttható, mint a (10) egyenletből látható, a Thomson-<sup>p</sup> elmélet szerint független a Röntgen-fény hullámhosszától és körülbelül 0'2.



11. ábra.

2. A szórt Röntgen-fény intenzitáseloszlását a különböző szórési irányokra a Thomson-elmélet szerint áll. ábrában kihúzott görbe tünteti elő. A beeső elsődleges Röntgen - fény  $Rx$  irányban esik az  $O$ -ban lévő szóró-



testre. Az O-ból valamilyen  $\langle p$  irányban húzott egyenes metszi a görbét egy pontban. E pont távolsága O-tól arányos az illető egyenes irányában szórt Röntgen-fény erősségével. Az elmélet szerint ez a távolság, vagyis a szórt Röntgen-fény erőssége arányos  $(1 + \cos^2 \langle p)$ -vel. A görbe szimmetrikus az O ponton keresztülmennő és az Rx irányra merőleges síkra. A beeső Röntgen-fénnyel  $30^\circ$ -os és  $150^\circ$ -os szöget bezáró irányokban ugyanaz a szórt Röntgen-fény erőssége. A beeső Röntgen-fény irányában,  $\langle p = 0$ , a szórt fény erőssége kétszer akkora, mint a merőleges irányokban,  $\langle p = 90^\circ$ .

3. A szórt Röntgen-fény hullámhossza egyszínű (monochromatikus) beeső Röntgen-fény esetében megegyezik a beeső Röntgen-fény hullámhosszával.

Ezzel szemben a tapasztalás szerint:

1. pl. szén mint szóróanyag esetében az szórás együttható  $X = 0'1$  A hullámhosszú Röntgen-fényre kisebb, mint  $0'15$ , és  $X = 0'02$  Å hullámhosszú gamma sugarakra kisebb, mint  $0'06$ .

2. Míg az elmélet szerint a szórt Röntgen-fény erőssége az  $1 + \cos^2 \langle p$  törvény szerint oszlik el, addig pl. gamma sugaraknak vas által való szórása alkalmával az intenzitáseloszlást a - - - - görbe tünteti elő. Az elmélet szerint várt viselkedést csak a szén által szórt közepes lágságú sugarak mutatják. A hullámhossz csökkenésével a  $90^\circ$ -nál nagyobb szöget bezáró irányokban a szórt fény erőssége mindinkább csökken, míg végül az egész rövid gamma sugaraknál az előbb említett nagy eltérés mutatkozik.

3. A szórt Röntgen-fény hullámhossza egyszínű (monochromatikus) trozkópiát és a Röntgen-hullámhosszok pontos mérését, *A. H. Compton* megmutatta, hogy egyszínű, pl.  $X = 0'7078$  A hullámhosszú elsődleges Röntgen-sugárzást (a molybdén K  $\alpha$  vonalának fényét) bocsátva szénre, mint szóróanyagra, a  $90^\circ$ -os szög alatt szórt fényben a  $X = 0'7078$  A hullámhosszú fényen kívül és annál sokkal nagyobb erősségekben jelentkezik a  $X = 0'7314$  A hullámhosszú szórt fény is. Más szóval, a szórt fény zömének a hullámhossza  $X = 0'0236$  A-el hosszabb, mint az elsődleges Röntgen-fény hullámhossza.

A klasszikus elektromágneses elmélet ezt a Compton-jelenséget képtelen volt megmagyarázni. A klasszikus elektromágneses elmélet számára érthetetlen, hogyha a beeső elsődleges Röntgen-fény  $\nu$  frekvenciájú rezgésekre kényszeríti a szén elektronjait, hogyan található a  $90^\circ$  alatt szórt fényben egy másik  $\nu - \Delta\nu$  frekvenciájú rezgés is. A fény korpuszkuláris elméletének,

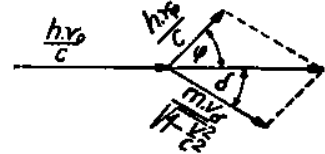
a kvantumelméletnek szép sikere és igen tanulságosan mutatja ennek az elméletnek a hasznavehetőségét, hogy a Compton-jelenséget minden aprólkos részletében megmagyarázza. Az alapgondolat az, hogy a beeső  $\nu_0$  frekvenciájú Röntgen-fény  $h\nu_0$  energiájú kvantuma, egy  $h\nu_0$  energiájú foton, vagyis fénykorpuszkula ütközik a szóróanyagnak, pl. a szén atomjának egy elektronjába. A beeső foton és az elektron ütközését rugalmas ütközésnek tekintve, felírható a rugalmas ütközés két föltétele, nevezetesen az energia megmaradásának tétele és az impulzus megmaradásának a tétele. A foton energiája  $h\nu_0$  erg. A relativitáselmélet legfontosabb eredményei közé tartozik az, hogy az energia és a tömeg tulajdonképpen egy és ugyanaz. Minden energiának van tömege, melyet úgy nyerünk, ha az energiát osztjuk a fénysebesség négyzetével és minden tömeg energiát képviseli, melynek nagyságát úgy nyerjük, hogy a tömeget megszorozzuk a fénysebesség négyzetével.

A foton tömege tehát  $\frac{h\nu_0}{c^2}$ . A foton mozgásmennyiségét tehát megkapjuk, ha  $\frac{h\nu_0}{c^2}$  tömegét megszorozzuk a foton sebességével. A foton  $c$  fénysebességgel terjed, tehát impulzusa  $\frac{h\nu_0}{c}$  lesz. A beeső Röntgen-fényhez viszonyítva  $\angle p$  szög alatt szórt fotonok frekvenciája legyen  $\nu_{\phi}$ , energiája  $h\nu_{\phi}$ , tömege  $\frac{h\nu_{\phi}}{c^2}$ , impulzusa  $\frac{h\nu_{\phi}}{c}$ . Az elektron tömege legyen  $m$ , sebessége az ütközés előtt zérus, ütközés után  $v_{\delta}$ . A  $\delta$  index azt jelenti, hogy az elektron az ütközés által oly  $v_{\delta}$  sebességre tesz szert, mely a beeső Röntgen-fénnyel  $\phi$  szöget zár be. Az elektron ütközés előtti mozgási energiája és impulzusa zérus, az ütközés után mozgási energiája a relativitáselmélet szerint:

$$m c^2 \left( \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v_{\delta}^2}{c^2}}} - 1 \right)$$

impulzusa pedig:

$$\frac{m v_{\delta}}{\sqrt{1 - \frac{v_{\delta}^2}{c^2}}}$$



12. ábra.

Az impulzusvektorok helyzetét tüntesse elő a 12. ábra. A  $\angle p$  szög alatt szórt foton impulzusa a beeső Röntgen-fény irányával  $\angle p$  szöget, az

elektron ütközés utáni impulzusa a beeső Röntgen-fény irányával  $b$  szöveget zár be. Az energia megmaradásának tételét alkalmazva az ütközés előtti és ütközés utáni energiák egyenlők kell legyenek:

$$h\nu_0 = h\nu_\varphi + m c^2 \left( \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v_\varphi^2}{c^2}}} - 1 \right) \dots\dots\dots (11)$$

és az impulzus megmaradásának tételét alkalmazva, az ütközés előtti és utáni impulzusok kell egyenlők legyenek. Az impulzusok azonban vektorok és így az egyenlőségnek fenn kell állani úgy a beeső Röntgen-fény irányába eső összetevőkre nézve:

$$\frac{h\nu_0}{c} = \frac{h\nu_\varphi}{c} \cos \varphi + \frac{m v_\delta}{\sqrt{1 - \frac{v_\delta^2}{c^2}}} \cos \delta$$

és a beeső Röntgen-fényre merőleges összetevőkre nézve:

$$\frac{h\nu_0}{c} = \frac{h\nu_\varphi}{c} \cos \varphi + \frac{m v_\delta}{\sqrt{1 - \frac{v_\delta^2}{c^2}}} \cos \delta$$

Ha adva van a beeső Röntgen-fény  $\nu_0$  frekvenciája, vagy lánghosszúsága, úgy a fenti három egyenletben négy ismeretlen szerepel: a szórt Röntgen-foton  $\langle p$  iránya, frekvenciája, a szórt elektron  $b$  iránya és  $V_b$  sebessége. A három egyenletet megoldhatjuk  $V_q$ ,  $b$  és  $v$ -ra vonatkozólag és akkor nyerjük ezeket a mennyiségeket a negyediknek, a szórt Röntgen-fény  $\langle p$  szórás irányának függvényében. A fenti (11) egyenletből már minden számítás nélkül látszik az a fontos kvalitatív eredmény, hogy  $v \langle p < \nu_0$ , tehát  $X_g > X_0$  lesz. A számítások végrehajtása azt eredményezi, hogy  $X_q - X_0 = 0,0243 (1 - \cos \varphi)$  A, vagyis a beeső Röntgen-fényre merőlegesen szórt Röntgen-fényre vonatkozólag (mikor is  $\langle p \sim 90^\circ$ ) a szórt Röntgen-fény hullámhosszúsága  $0,0243$  A-el nagyobb, mint a beeső Röntgen-fény hullámhosszúsága. Ez éppen a *Compton* által mért érték. Kissé részletesebben kitértem itt az elméletre és a számításokra, hogy lássuk, hogy egy ilyen szubtilis jelenség, a Röntgen-fény hullámhosszúságának szórás alkalmával  $0,0243$  A =  $0,000.000.000.243$  cm-rel való meg-

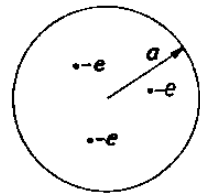
változása egészen egyszerű eszközökkel, a mechanikának a rugalmas ütközésre vonatkozó tételeivel adódik a kvantumelméletben. Compton megjövendölte, hogy a Röntgen-fény szórása alkalmával elektronoknak is távoznia kell a szóróanyagból. Ez a fényelektromos jelenség a Röntgen-fény birodalmában. A távozó elektronok  $v_b$  sebessége attól függ, hogy milyen  $b$  irányban távoznak a szóróanyagból. Ezen elektronokat megfigyelték és sebességük a  $\theta$  szórási iránytól tényleg úgy függ, ahogy az a fenti formulából adódik.

A Compton-jelenség tehát a fényelektromos jelenség mellett egy másik példája annak, hogy a fény bizonyos esetekben úgy viselkedik, mintha korpuszkulákból állana, míg más esetekben, mint pl. az interferencia-jelenségek-nél hullámszerű viselkedést mutat, tehát végeredményben kétilaki, két megnyilatkozási formája van. Ma tehát úgy látjuk, hogy a nagy konroverszia, mely a fény természetét illetően már *Newton* és *Huyghens* idejében megindult, egy kompromisszumos megoldással zárult.

*Áttérek most a fizika másik nagy problémájára, az anyag szerkezetének kérdésére.* A kémia elemeiből ismeretesek azok a tapasztalatok, melyek az anyag atomisztikus szerkezetének felismerésére vezettek. A kémia számára az atom az anyag legkisebb része, egy ezüstatom a legkisebb darab ezüst, melynek pontosan ugyanazok a kémiai és fizikai sajátosságai, mint egy nagyobb darab ezüstnek. A fizikus ezen túlmenően aziránt érdeklődik, hogy mi van az atomon belül, mely részekből és hogyan, mely törvények szerint van felépítve? A kémia mint adottsággal dolgozik a vegyérték fogalmával, a fizikus ezen túlmenően azt keresi, *hogyan jönnek létre a vegyi kötések, hogyan keletkeznek, milyen természetűek az erők, melyek az atomokat molekulákká összekötik?*

Ha az atomok és molekulák belső szerkezetét akarjuk megismerni, olyan jelenségeket kell tanulmányozni, melyek az atomok és molekulák belsejében lejátszódó folyamatok megnyilvánulásai. Ilyen jelenségek elsősorban a fénykibocsátás és azok a szórási jelenségek, melyek akkor lépnek fel, ha atomokat bombázunk nagysebességű olyan korpuszkulákkal, melyek, mint pl. az elektronok, vagy  $\alpha$ -részecskék, sokkal kisebb méretűek, mint az atomok és így behatolhatnak az atomok belsejébe. Ide számítható még a fotonok szórása az anyag által, mint pl. Barida kísérleteinél láttuk. Már volt szó azokról a tapasztalatokról, melyek arra utaltak, hogy az elektronok, a negatív elektromos töltésatomok az atom építőkövei, hogy az atomok elektronokat tartalmaznak. Láttuk, hogy ezeknek az elektronoknak a tömege csak 1868-ad

része a legkisebb atom, a hidrogénatom tömegének. Említettem azt is, hogy Barkla a Röntgen-fénynek szén által való szórása alapján meghatározta, hogy egy szénatomban 6 elektron van. Egy atom azonban egészében elektromosan neutrális; kell tehát, hogy az atomban pozitív elektromos töltés is legyen, mely ugyanakkora, mint az atomban helyet foglaló elektronok negatív töltése. Mivel az elektronok tömege elenyésző csekély része az egész atom tömegének, kell, hogy a pozitív töltéssel legyen összekötve lényegében az atom tömege. Az első kérdés, mely itt felmerül, hogyan van ez a pozitív töltés eloszolva? *J. J. Thomson* volt az első, ki megkísérelte, hogy erről képet alkosson. Az általa javasolt atóm-mintában a pozitív töltés egyenletesen van eloszolva egy a-sugarú gömbben térbeli sűrűséggel, és ezen belül helyezkednek el az elektronok úgy, hogy az elektronok kölcsönös taszítása kompenzálja a vonzóerőt, melyet a pozitív töltésű gömb fejt ki az elektronokra és mely a pozitív töltésű gömb közép-pontja felé van irányítva. A 13. ábra mutatja *Thomson* elképzelését három elektront tartalmazó atom esetében. Az a-sugarú gömbön belül van elkenve az atom  $+3e$  pozitív töltése. *Thomson* e kép kialakításánál tekintettel volt egyrészt a stabilitás követelményére, hogy a fellépő elektromos erők egyensúlyban legyenek és másrészt a klasszikus elektromágneses fényelméletre, melynek értelmében a normális atomban az elektronok nyugalomban kell legyenek. Ha ugyanis az elektronok az atomon belül mozognak, feltétlenül gyorsulással mozognak, a gyorsuló elektronmozgások pedig a klasszikus elektromágneses fényelmélet szerint fényemisszióval járnak, amit az atom normális, nem gerjesztett állapotában megfigyelni nem lehet.

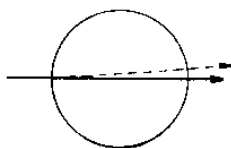


13. ábra.

Ez a Thomson-féle atóm-minta azonban ellenkezésbe került azokkal a jelenségekkel, melyeket  $\alpha$ -részecskék szórásánál tapasztaltak. Az  $\alpha$ -részecskék alkotják a rádióaktív anyagok bomlása alkalmával a rádióaktív anyagokból kilövelt  $\alpha$ -sugarakat. Még két másik sugárzás, a  $\beta$  és  $\gamma$  sugárzás is kiindul a rádióaktív anyagokból. A  $\gamma$ -sugárzás igen rövid 0,1 A usque 0,001 A hullámhosszúságú elektromágneses sugárzás, a  $\beta$ -sugárzás elektronokból áll, tehát hasonló a már említett katódsugárhoz, azzal a különbséggel, hogy a rádióaktív anyagokból távozó  $\beta$ -elektronok sebessége igen nagy, megközelíti egyes esetekben a fény sebességét. Az  $\alpha$ -sugárzást alkotó  $\alpha$ -részecskék pozitív elektromos töltést hordoznak, pozitív töltésük egyenlő (abszolút értékben) az elektron töltésének kétszeresével,  $+2e$ , tömegük pedig egyenlő a

hidrogénatom tömegének négyszeresével. Kiderült róluk, hogy nem egyebek, mint héliumatómok, melyekből két elektron hiányzik. Sebességük, mellyel a

rádióaktív anyagokból távoznak, kb.  $2 \times 10^8 \frac{cm}{sec}$ , vagyis a fény sebességének kb. hat százaléka. Az a-részecskék különböző hatásaik alapján tanulmányozhatók. Igen kényelmes a megfigyelésük cinkszulfiddal bevont kartonlap, az ú. n. cinkszulfidernyő segítségével, mely pontoszerűen felvillan, ha egy a-részecske ütközik beléje. Állítsunk egy cinkszulfidernyőt merőlegesen egy körkeresztmetszetű a-sugárnyaláb irányára. Azt fogjuk találni, hogy a felvillanások az ernyőnek egy jól elhatárolt köralakú felületén mutatkoznak, mely felület egyenlő az a-nyaláb keresztmetszetével. Ha az «sugárnyaláb útjába vékony arany-, ezüst- vagy más fémfóliát állítunk, melyen az «sugárnyaláb áthatol, a felvillanások által borított felület a cinkszulfidernyőn nagyobb lesz és határai ehosódnak annak jeléül, hogy a fémfólia szétszórta a rajta áthaladt «sugárnyalábot, vagyis az egyes «részecskéket eredeti irányuktól eltérítette. A  $+2e$  töltésű «részecske eltérítését a szórást létesítő fémfólia atomjai között, vagy az atomokon keresztül való áthatolás alkalmával elvileg akár az atomokban lévő  $-e$  töltésű elektronoktól származó vonzóerők, akár az atomban lévő pozitív töltéstől származó taszító erők létesíthetik. Ha azonban tekintetbe vesszük, hogy az elektronok tömege csak mintegy 8000-ed része az «részecske tömegének, beláthatjuk, hogy az a-részecskék eltérítésénél az elektronoknak nem lehet szerepük. Egy vasúti kocsit és egy teniszlabdát ütközésénél a labda nem térítheti el a vasúti kocsit, csak megfordítva, így az a-részecskék eltérítését csak az atomokban lévő pozitív töltések taszítóereje okozhatja. A Thomson-féle atómmintában már mostan a pozitív töltés térbelileg egyenletesen szét van kenve az atomot alkotó gömb egész belsejében. A számítások azt mutatják, hogy egy ily atom nem tud nagy eltérítéseket létesíteni a a-részecske útjában. Még akkor is, ha az «részecske egészen az atom közelében, vagy azon keresztül is halad, az eltérítés csekély. Belátható ez, ha meggondoljuk, hogy az atom középpontjának közelében áthaladó részecske egyik oldalán (14. ábra) kb. ugyanakkora pozitív töltés taszítja pl. felfelé, mint a másik oldalon lefelé.

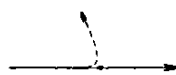


14. ábra.

Ezzel szemben Geiger és Marsáén, kik ilyen vizsgálatokkal foglalkoztak, azt találták, hogy

a fényfóliák által szétszórt a-részecskék között szép számmal vannak olyanok is, melyek több mint  $90^\circ$ -kal térítették el irányukból, tehát már visszafelé

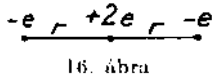
haladtak. E nagy eltéréseket a *Thomson-atóm* képtelen volt megmagyarázni, ily nagy erőket a Thomson-atóm nem tudott kifejteni és így el kellett ejteni. Ugyanaz a pozitív töltés azonban, mely a Thomson-atomban egy gömb belsejében elkenve az a-részecskék eltérítéséhez szükséges nagy erőket kifejteni képtelen, rögtön képessé válik ily nagy erők kifejtésére, ha összpontosítjuk az atómgömb középpontjában egy oly kicsiny térben, melynek átmérője nem nagyobb  $10^{-12}$  cm-nél, vagyis 0'000.000.000.001 cm-nél. E meggondolás szülte a *Rutherford-féle* atómmintát. Az atom középpontjában összesűrített pozitív töltés, melyet az atom tömegévéi összeköttetésben kell képzelni, a *Rutherford-féle* atom magja. Az elektronok ezt a pozitív töltésű magot körülveszik valaminő konfigurációban. A mag tömege lényegében egyenlő az atom tömegével, mert az elektronok tömege a mag tömegéhez képest elhanyagolható. Látható (15. ábra), ha az «-részecske a *Rutherford-atóm* magja közelében halad el, igen kis távolságra megközelíti azt, és a taszító töltések mind a pályájának egyik oldalán vannak. így jönnek létre a nagy taszító erők, a  $90^\circ$ -os eltérések. Legyen  $Z$  egy pozitív egész szám és  $+Ze$  a mag töltése. Akkor az egészében neutrális atomban  $Z$  darab  $-e$  töltésű elektron helyezkedik el a mag körül. *Rutherford* részletesen kiszámította, hogy a beeső a-részecskék hányadrésze térül el bizonyos megadott szöggel különböző nagyságú  $Ze$  magtöltések esetében. *Geiger* és *Marsden* megfigyelték, hogy különböző atómsúlyú szóró fóliák esetében a megadott szög alatt eltérített a-részecskék száma viszonyítva az összes beeső részecskék számához hogyan változik az atómsúllyal. összehasonlítva mérési eredményeiket *Rutherford* formuláival, azt találták, hogy a magtöltést meghatározó  $Z$  egész szám körülbelül egyenlő az atómsúly felével. Bark/ának a Röntgen-sugarak szórására vonatkozó megfigyelései alapján, mint már említettem, kiderült, hogy a szénatomban, melynek atómsúlya 12, és mely az elemek periodikus rendszerében a 6. helyen áll, vagyis melynek rendszáma 6, az elektronok száma is 6. A szénatomban ennek következtében a magtöltés  $+6e$  kell legyen, vagyis  $Z = 6$ , ami pontosan a szénatom súlyának a fele. Az atommag pozitív  $+Ze$  töltésének nagyságát és az atomban lévő  $-e$  töltésű elektronoknak a számát meghatározó  $Z$  számot tehát identikusnak vették az atom rendszámával, mely meghatározza az atom helyét az elemek periodikus rendszerében.



15. ábra.

A Rutherford-féle atómmintának azonban nincs stabilitása. A  $Z = 1$  értékhez tartozó hidrogénatom esetében pl. az  $M$  tömegű és  $+e$  töltésű mag-

nak az  $m$  tömegű es  $-e$  töltésű elektronra kifejtett  $-\frac{e^2}{r^2}$  elektromos vonzóerejévé! szemben (hol  $r$  a mag és az elektron távolsága) semmiféle más erő, mely a stabilitást biztosítaná, nem működik és így az elektron a magba zuhan. A  $Z = 2$  értékhez tartozó héliumatóm esetében (16. ábra) van ugyan a két negatív töltésű elektron között taszító erő, de ennek nagysága  $\frac{e^2}{4r^2}$ , míg a mag és az elektron között  $e$  vonzóerő  $-\frac{2e^2}{r^2}$ , vagyis 8-szor akkora, és í. t. Ezen a bajon mindaddig, amíg a klasszikus elektromágneses fényelmélet alap-



ján állunk, az sem segít, ha az elektront a mag körül keringésben tartjuk, amikor is a mag és az elektron közötti Coulomb-vonzás arra szolgál, hogy centripetálisan gyorsítsa az elektront, vagy más szavakkal kifejezve — az elektronnal együtt forgó koordináta rendszer terminológiája szerint —, amikor a centrifugális erő egyensúlyt tart az elektromos Coulomb-vonzással ugyanúgy, mint a bolygók keringésénél a centrifugális erő egyensúlyt tart a Newton-vonzással. Ugyanis a mag körül keringő elektron gyorsul a mag felé centripetálisan, a gyorsuló elektron pedig a klasszikus elektromágneses fényelmélet szerint elektromágneses hullámokat, fényt sugároz ki. A fénykissugárzás energiavesztéssel jár, aminek következtében az elektron mind kisebb energiával, mind kisebb sugarú pályán, vagyis spirális pályán mozogva végül a magba zuhan.

A  $\frac{e^2}{r^2}$  Coulomb-vonzás, mely a  $mr w^2$  centripetális erőt adja, a sugár csökkenésével mind nagyobb lesz, tehát

$$\frac{e^2}{r^2} = mr w^2 \text{ vagyis } \frac{e^2}{r^3} = m w^2 \dots\dots\dots (12)$$

értelmében a kisugárzott energia  $w = 2\pi r v$  frekvenciája, mely a klasszikus elektromágneses fényelmélet szerint az elektron  $w = 2\pi v$  keringési frekvenciájával egyenlő, rohamosan megnő az  $r$  sugár csökkenésével, vagyis miközben az elektron a spirális pályán az atommagba zuhan, az atom fényt sugároz ki, melynek színe rohamosan kékülne. Ily jelenségek azonban nem figyelhetők meg, ezek a tapasztalással ellenkeznek, úgyhogy nyilvánvaló, hogy a *Rutherford-atóm* stabilitását más utakon kell keresni. E mellett arra is gondolni kell, hogy az atómmintának az összes, az atom belső szerkezetére vo-

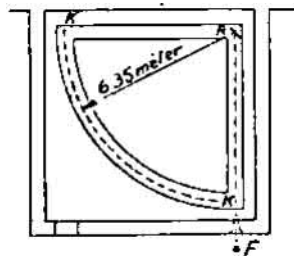


natkozólag információkat szolgáltató jelenségeket figyelembe kell vennie és értelmeznie, így az atom fénykibocsátását is.

Ezért most kissé részletesebben kell foglalkoznunk az atom fénykibocsátására vonatkozó törvényekkel. Már a 3. ábrával kapcsolatban szólottam arról, hogy az atomok színeképe vonalas és hogy az ily vonalas színeképet jellemzi egyrészt a benne szereplő színeképvonalak hullámhosszúsága (színe) és másrészt a különböző hullámhosszúságú színeképvonalak viszonylagos erőssége, vagyis a bennük kisugárzott energia. Valamely atom színeképében előforduló  $X_B X_2...$  hullámhosszúságok és ezek viszonylagos erősségei igen értékes információkat szolgáltatnak az atom szerkezetéről. A színeképvonalak hullámhosszúságait spektrográfokkal határozzák meg. A spektrográf két részből áll, a színeképet vagy spektrumot előállító szerkezetből, amilyen a prizma, az optikai rács, a Lummer-lemez, a *Perot*—*Fabry*-lemez, stb. és egy fényképező-kamerából. Nagyobb kiterjedésű színeképek tanulmányozására a rácsspektrográfot, egyes vonalak finomabb szerkezetének vizsgálására a *Lummer-lemezt* vagy *más* interferenciás spektrográfot használnak. Magyarország nagyemlékű kultuszminiszterének, gróf Klebelsberg Kunonak megértő támogatásával a műegyetem fizikai intézetében egy világviszonylatban is elsőrendűen felszerelt spektroszkópiai laboratórium létesült. A 17. ábrában látható egyik nagy rácsspektrográfunk alaprajza. Az *F* fényforrás fénye a falba vágott résen át jut az *R* rácstól és a *KK* kamerát tartalmazó szobába. Egy nagy betontömb, melynek súlya 15 tonna, hordozza az *R* rácstól és a *KK* körön lévő fényképező-lemezeket. A szobát állandó hőmérsékleten kell tartani 0'01 fokig. Ez teljesen automatikusan történik. A másodrendű rácsszín-

kép hossza az ibolyától a vörösig 4 méter. A 18. ábra mutatja a szénoxid színeképének egy darabját. E felvétel mutatja egy ily készülék hatalmas teljesítőképességét. A színeképvonalak hullámhosszúsága 0'001 A pontossággal határozható meg. A 19. ábra mutatja a Lummer-lemezünk által felbontott szerkezetét néhány Kryptonvonal Zeeman-jelenségének. E felvételeket és apparatív részleteket azért említem, hogy fogalmunk legyen róla, hogy az atom és molekula szerkezetére vonatkozólag oly fontos információkat adó színeképek tanulmányozása manapság

mily nagy felkészültséggel folyik. Ezek az egész világon folyó nagy erőfeszítések szédületes anyagot hordtak egybe. Könyvtárakat tölt meg az iroda-



17. ábra.

lom, mely katalogizálja a különböző atomok és molekulák színeképeiben különböző gerjesztési viszonyok mellett fellépő színeképvonalak hullámhosszúságait.

Az így egybehordott hatalmas anyagban már mostan igen figyelemreméltó törvényszerűségeket fedeztek fel. Kezdjük a legegyszerűbb esettel.

A hidrogéngáz színeképében látható vonalokról, melyek a 19. ábrában láthatók. *Balmer*, a bázeli gimnázium tanára 1885-ben kiderítette, hogy azok  $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \text{ stb. hullámhosszait megmérve és kiszámítva a hozzájuk tartozó}$

$\nu_1 = \frac{1}{\lambda_1}, \nu_2 = \frac{1}{\lambda_2}, \text{ stb. frekvenciákat, ezek a } \nu \text{ frekvenciák a következő formula alapján is kiszámíthatók:}$

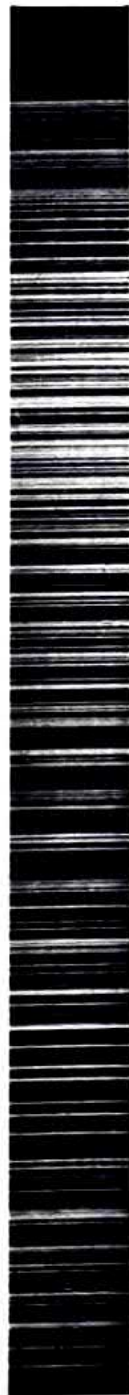
$$\nu = 109678 \text{ cm}^{-1} \left( \frac{1}{2^m} - \frac{1}{m^2} \right) = R \left( \frac{1}{2^m} - \frac{1}{m^2} \right), \dots \dots \dots (13)$$

hol  $m = 3, 4, 5, \dots$ . A (13) alatti ú. n. Ba/mer-formula a  $\nu$  hullámszámot adja meg, a centiméterben kifejezett  $X$  hullámhosszúság reciprok értékét, vagyis azt a számot, mely megmondja, hogy a kérdéses  $X$  hullámhosszúságból egy  $c$

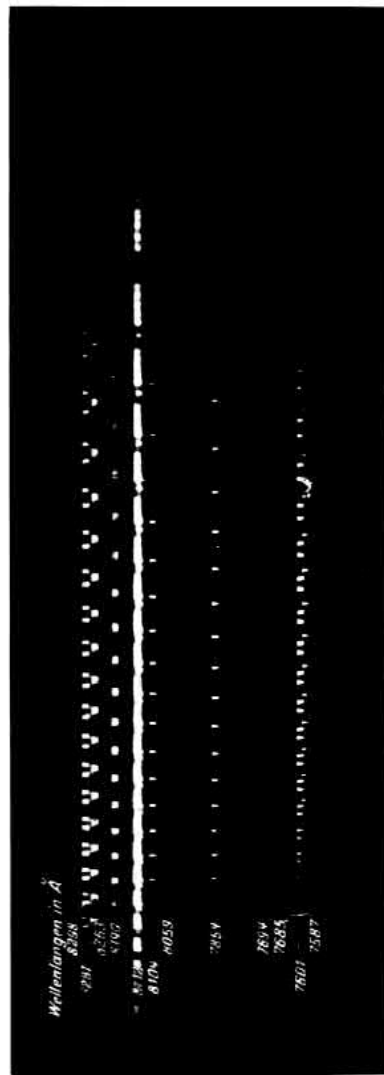
centiméternyi darabon hány fér el. Néha frekvenciának nevezik a  $\nu =$  - mennyiséget, melynek dimenziója  $\text{sec}^{-1}$  és mely megmondja, hogy  $c$  fénysebességgel egy másodperc alatt megtett 30.000,000.000 centiméternyi úton hány hullámhosszúság fér el. Nyilván  $\nu = c \lambda$ , a kettő arányos egymással. Az  $R = 109678 \text{ cm}^{-1}$  állandót Rydberg-állandónak nevezik. *Rydbergnek*, a híres spektroszkópus-kutatónak tiszteletére. A színeképvonalaknak egy ily csoportját, melynek frekvenciái egy ilyen formulában összefoglalhatók, sorozatnak nevezik. A (13) Ba/mer-formulával leírt sorozat a Ba/mer-sorozat. A sorozatnak elméletileg végtelen sok tagja van. Azonban rendesen csak egy része a sorozatnak, nevezetesen azok a színeképvonalak, melyek  $m$ -nek nem túlságosan nagy értékeihez tartoznak, figyelhetők meg. Az  $m$  növekedésével ugyanis a színeképvonalak fényerőssége csökken. Ezért a sorozat határa, mely  $m = \infty$ -hez tartozik, nem figyelhető meg. A Ba/mer-sorozat határa tehát

$$\nu = 109678 \cdot \frac{1}{4} \text{ cm}^{-1}$$

Térjünk most vissza a hidrogénatom *Rutherford-iéle* mintájához. A hidrogén a periodikus rendszerben az első helyen áll,  $Z = 1$ . Tehát a



18. ábra. Szénoxid molekula sávos színképe 3490 Å környékén.  $\frac{1}{2}$  cm nagyjában megfordul I. Á-nak.



19. ábra. Ultraviolett-Kryptonmolekulák Zeeman-jelensége.

hidrogénatom áll egy magból, melynek tömege egyenlő a hidrogénatom tömegével és melynek töltése  $+e = +16 \times 10^{-19}$  Coulomb, továbbá egyetlen elektrontól, melynek tömege egyenlő a mag tömegének 1868-ad részével és melynek töltése  $-e = -16 \times 10^{-19}$  Coulomb.

Az elméleti fizika most az előtt a kettős feladat előtt állott, hogy egyrészt biztosítsa ezen atómminta stabilitását és másrészt megmagyarázza a Balmer-sorozat emisszióját a hidrogénatom által.

E kettős feladatot megoldja a hidrogénatomnak *Niels Bohr* által javasolt mintája. Már több alkalommal láttuk, hogy a klasszikus fizika, a klasszikus elektromágneses fényelmélet csak egy bizonyos határig jut el a tapasztalati eredmények értelmezésében és e határon túl a kvantumelmélet mutatja az utat. így volt ez a fekete test sugárzásával és így voltunk e ponton az atómmintával is. A stabilitás és a Balmer-emisszió problémájának felderítése Bohrnak csak a kvantumelmélet alkalmazása révén sikerült. A Bohr-féle atómmintában az elektron kering a hidrogénmag körül. Ekkor (12) szerint a Coulomb-vonzás adja a centripetális erőt. Ez a minta azért nem stabil, mert a centripetálisan gyorsuló elektron a klasszikus elektromágneses fényelmélet szerint fényt sugároz ki és így folyton veszti energiáját. Ezen atómminta stabilitását Bohr egyszerűen elérte, amennyiben az atom stabilitására, mint tapasztalatra támaszkodva egy hipotézissel posztulálta stabil elektronpályák létezését, vagyis olyan pályák létezését, melyen mozogva a gyorsuló elektron nem sugároz ki fényt, vagyis elektromágneses energiát. Ez nem egyéb, minthogy posztulátuma bizonyos, úgynevezett stabil pályákra vonatkozólag felfüggesztette a klasszikus elektromágneses fényelmélet érvényességét. A kérdés már mostan egyrészt az, hogyan történik a stabil elektronpályák kiválasztása és másrészt, hogyan történik a fény kibocsátása általában és speciálisan a Balmer-sorozat kibocsátása? Hiszen az előbb említett posztulátum felfüggesztette az atomra vonatkozólag a fénykibocsátás klasszikus mechanizmusát. Ennek helyébe most újnak kell lépnie.

Nézzük először, hogyan történik a stabil elektronpályák kiválasztása: A (12) alatti egyenlet az atómminta stabilitásának mechanikai feltételét fejezi ki: a Coulomb-vonzás adja az elektron körpályán való mozgásának fenntartásához szükséges centripetális erőt. Ez a feltétel, adott  $e$  elektrontöltés és  $m$  elektrontömeg mellett az  $r$  pályasugárnak tetszés szerinti értékével kielégíthető, mert az  $w$  szögsebesség mindig megválasztható úgy, hogy a (12) alatti egyenlet az  $r$  sugár tetszés szerinti értéke mellett ki legyen elégítve. A (12) alatti egyenlet tehát, mint látjuk, akármilyen  $r$ -sugarú pályát lehetővé

tesz. Ezek közül egy további előírás alapján kell kiválasztani a stabil pályák  $f_1, r_2, r_3, \dots$  stb. sugarait. Ezt a további előírást *Bohr* a *Planck-féle* kvantumelmélet alapján, annak általánosításával nyerte. Láttuk már, hogy a fekete sugárzás energiaeloszlásának értelmezése Plancknak azáltal vált lehetővé, hogy féltette, miszerint az anyagban lévő  $\nu$  frekvenciájú piciny antenna, az úgynevezett Planck-féle oscillator energiataralma nem változhat folytonosan, hanem csak a  $h \nu$  energiaadag egészszámú többszörösével. Legyen a Planck-féle oscillator egy  $m$  tömeg, mély az  $x$ -tengely mentén harmonikus rezgéseket végez  $\nu$  frekvenciával és  $A$  amplitúdóval:

$$x = A \sin 2\pi \nu t, \dots \dots \dots (14)$$

akkor sebessége:  $\dot{x} = 2\pi \nu A \cos 2\pi \nu t, \dots \dots \dots (15)$

és az  $x$ -koordinátához tartozó  $p$  momentuma:

$$p_x = m \dot{x} = 2\pi \nu m A \cos 2\pi \nu t \dots \dots \dots (16)$$

és energiája:  $W = \frac{1}{2} m \dot{x}_{\max}^2 = 2\pi^2 \nu^2 A^2 m. \dots \dots \dots (17)$

Ha tehát a Planck-féle hipotézis szerint ez az energia csak  $h\nu$  valamilyen  $n$  egészszámú többszöröse lehet:

$$W = 2\pi^2 \nu^2 A^2 m = n \cdot h\nu, \dots \dots \dots (18)$$

akkor ez azt mondja, hogy adott  $m$  tömeg és  $\nu$  frekvencia mellett a rezgések  $A$  amplitúdója nem lehet tetszés szerinti értékű, hanem csak olyan  $A_1, A_2, A_3, \dots$  stb. értékeket vehet fel, melyek  $n=1, 2, 3, \dots$  stb. értékei mellett a (18) egyenletet kielégítik. Az energia kvantumozása, adagolása tehát az amplitúdót is kvantumozza, adagolja. Ezek a kiválasztott (stabil) amplitúdók. Az  $n$  egész szám minden értékéhez tartozik egy  $W_n$  energia és  $A_n$  amplitúdó:

$$W_n = 2\pi^2 \nu^2 A_n^2 m = n \cdot h\nu \dots \dots \dots (19)$$

Ez az egyenlet a  $\nu$  frekvenciájú oscillator energiáját adagolja, a  $\nu$  frekvenciájú oscillator lehetséges amplitúdóit szabja meg. E feltétel általánosabb alakját nyerjük, ha egyenletünk mindkét oldalán osztunk  $\nu$ -vel:

$$\frac{W_n}{\nu} = 2\pi^2 \nu A_n^2 m = n \cdot h. \dots \dots \dots (20)$$

Az egyenlet  $nh$  jobboldala ekkor független  $v$ -től, tehát kell, hogy  $\frac{W_n}{v}$  baloldalának is  $v$ -től független jelentése legyen. Ez a  $\frac{W_n}{v}$  mennyiség az úgynevezett fázisintegrál: a  $p$  momentumnak a hozzátartozó  $x$  koordináta szerinti integrálja a mozgás egy teljes periódusára véve, míg tehát  $x$  zérustól  $+y$ -ig, onnan  $-y$ -ig és végül  $-y$ -tól ismét zérusig változik. A Planck-féle oszcillátor esetében:

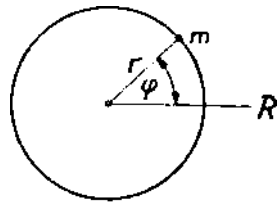
$$\int_0^{\frac{1}{v}} p_x dx = 4\pi^2 v^2 m A^2 \int_0^{\frac{1}{v}} (\cos^2 2\pi vt) dt = 2\pi^2 v m A^2$$

A Planck-féle oszcillátort, annak amplitúdóit és energiáját adagoló (19) feltétel tehát általánosságban, a frekvenciától függetlenül úgy írható, hogy a fázisintegrál egyenlő legyen a  $h$  Planck-állandó  $n$  egészszámú többszörösével:

$$\int p dx = n \cdot h.$$

Ezt a kvantumelméleti feltételt *Bohr* az atomra általánosítva azt mondta, hogy az atomban keringő elektron  $r_1, r_2, \dots$  stb. pályasugarait is az szabja meg, hogy az atomra vonatkozó fázisintegrál egyenlő legyen  $h$  egészszámú többszörösével.

Az  $r$ -sugarú körpályán állandó  $w$   $\ll p$  szögsebességgel keringő  $m$  tömegű elektron helyzetét a valamilyen OR egyenestől számított (20. ábra)  $\phi$  szög szabja meg. A  $\ll p$ -hez mint koordinátához tartozó  $p_\phi$  momentum:



20. ábra.

$$p_\phi = m r^2 w = m r \ll p,$$

tehát a fázisintegrál:

$$\int_0^{2\pi} p_\phi d\phi = \int_0^{2\pi} m r^2 w d\phi = 2\pi m r^2 w. \dots\dots\dots (21)$$

Ennek kell egyenlőnek lenni  $nh$ -val

$$2\pi m r^2 w = n \cdot h. \dots\dots\dots (22)$$

A (12) alatti

$$\frac{e^2}{m} = r^3 \omega^2 \dots \dots \dots (23)$$

és a (22) alatti

$$\frac{n h}{2\pi m} = r^2 \omega \dots \dots \dots (24)$$

egyenletek  $e$  és  $m$  adott értékei mellett, ha  $n$  helyébe  $1, 2, 3$ , stb. egész számokat írunk, úgy az  $n, r_2, r_3, \dots$  mint a hozzátartozó  $\omega_1, \omega_2, \omega_3$ , értékeket meghatározzák és így megvannak kiválasztott stabil pályáink. Éppúgy, mint a Planck-féle oscillátornál, minden  $1/4i, A, \dots$  amplitúdóhoz egy-egy  $IF_1, W_2, \dots$  stb. energia tartozott, az elektron különböző  $n, r_2, \dots$  pályasugaraihoz az atom különböző  $IF_1, IF_2, \dots$  stb. energiaértékei tartoznak.

A (23) és (24) egyenletekből  $\omega$ -t eliminálva és az így kapott egyenletet  $r$ -re megoldva kapjuk a stabil pályák sugarait:

$$r_n = n^2 \cdot \frac{h^2}{4\pi^2 m e^2}; \dots \dots \dots (25)$$

a hozzájuk tartozó energiája a hidrogénatómnak

$$W_n = - \frac{e^2}{2r_n} = - \frac{2\pi^2 m e^4}{n^2 \cdot h^2} \dots \dots \dots (26)$$

Az  $n$  egész szám az  $n$ . kvantumszám. Az elektron pályasugara ennek négyzetével, a pályához tartozó energia abszolút értékben a kvantumszám négyzetének reciprok értékével arányos.

Tekintve, hogy (25) szerint az energia negatívnak adódik, mennél nagyobb az  $r$  sugara az elektron pályájának, annál magasabb a hozzátartozó energiaérték. Ha  $r_n =$  végtelen nagy, a hozzátartozó  $W_n$  energia zérus. Ha  $n = 1$ ,

$$r_1 = \frac{h^2}{4\pi^2 m e^2} \dots \dots \dots (27)$$

és a hozzátartozó energia

$$W_1 = - \frac{e^2}{2r_1} = - \frac{2\pi^2 m e^4}{h^2} \dots \dots \dots (28)$$

Bé helyettesítve a  $h$  Planck-féle állandónak, valamint az elektron  $m$  tömegének és  $e$  töltésének értékeit (27)-be  $r_1 = 0.53 \times 10^{-8}$  cm, vagyis kb. egy

fél Angström-egység. Az ehhez tartozó energiaérték, mely a legkisebb  $.—215 \times 10^{-11}$  erg. A második pályához tartozó energia abszolút értékben az elsőnek negyedrésze, vagyis  $—0'535 \times 10^{-11}$  erg, a harmadikhoz tartozó abszolút értékben az elsőnek kilencedrésze, vagyis  $—0238 \times 10^{-11}$  erg s így tovább.

Általában  $W_n = —a$  legkisebb energiájú pályán kering az elektron az  $n$  atom normális állapotában. E pálya átmérője tehát az atom átmérője. Igen nevezetes, hogy a *kinetikai gázelmélet alapján is a hidrogénatom átmérőjéül l Angström adódott.*

E kvantumelméleti elv alapján kiválasztott pályák stabilitását Bohr, mint láttuk, azzal érte el, hogy rájuk nézve egy hipotézissel! felfüggesztette a klasszikus elektromágneses fényelmélet érvényességét, mert e hipotézis a stabil pályákon mozgó elektronok fénykibocsátását megtiltja. Stabil atomok létezésének tapasztalati ténye ily hipotézist nyilvánvalóan jogossá tesz. De hát ha az atom fénykibocsátása nem a klasszikus elektromágneses fényelméletben provideált mechanizmus szerint történik, akkor hogyan történik? Hogyan történik különösképen a Balmer-sorozat emissziója a hidrogénatom-ban? E kérdésekre a Bohr-féle elmélet következőképen felel: Mivel az elektron a különböző energiájú stabil pályákon keringve nem sugároz ki fényt, a kisugárzott fény energiája akkor áll rendelkezésre, ha az elektron egy nagyobb sugarú és nagyobb energiájú pályáról átmegy egy kisebb sugarú és kisebb energiájú pályára. A két pálya energiájának különbsége adja az atom által kisugárzott fényenergiát. A kisugárzott fény  $\nu$  színét az Einstein-féle fényelektromos törvény analógiájára az szabja meg, hogy a kisugárzott  $h\nu$ -kvantum egyenlő a két pálya energiakülönbségével. Legyen az  $m$  kvantumszámmal jellemzett kezdőpálya energiája  $W_m$ , az  $n$  kvantumszámmal jellemzett végpálya energiája  $W_n$ , akkor

$$h\nu = W_m - W_n = \frac{2\pi^2 m e^4}{h^3} \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right), \dots \dots \dots (29)$$

vagyis 
$$\nu = \frac{W_m}{h} - \frac{W_n}{h} = \frac{2\pi^2 m e^4}{h^3} \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right), \dots \dots \dots (30)$$

ami nem egyéb, mint a (13) alatti Balmer-formula. Természetesen megjegyzendő, hogy (30)-ban  $\nu$  dimenziójú  $\text{sec}^{-1}$ , vagyis  $\nu = \frac{c}{\lambda}$ . Ha  $\nu$ -t hullámszámban,  $\text{cm}^{-1}$  dimenzióban akarjuk kapni, még a  $c$  fénysebességgel osztani kell:



$$v = \frac{2\pi^2 m e^4}{c h^3} \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) \dots \dots \dots (30a)$$

A Balmer-sorozat akkor keletkezik, ha  $n = 2$ , vagyis a végpálya a második stabil elektronpálya. A kisugárzott színekvonal a Balmer-sorozatban annál kékebb színű, annál rövidebb hullámhosszúságú, mennél nagyobb sugarú és energiájú elektronpályáról ugrik át az elektron a második pályára. Ez az eredmény nemcsak azért volt átütő sikerű, mert formálisan a Balmer-sorozat (13) alatti formuláját megadta, hanem azért is, mert behelyettesítve az elektron tömegének, töltésének, a  $c$  fénysebességnek és a  $h$  állandónak értékeit, azt kapjuk, hogy

$$R = \frac{2\pi^2 m e^4}{c h^3} = 109750 \text{ cm}^{-1},$$

mely érték csak igen kevésel különbözik a hidrogénatom spektroszkópiájából ismert

$$R_H = 109678 \text{ cm}^{-1}$$

értéktől.

Az  $n = 2$  végpálya a pályák között semmiképpen sincs kitüntetve, megjövendölhető volt tehát oly sorozatok létezése a hidrogénatom emissziójában, melyeknél a végpálya  $n = 1, 3, 4, \dots$  stb. értékekhez tartozik:

$$\frac{2\pi^2 m e^4}{c h^3} \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) \dots \dots \dots$$

E sorozatokat *Lyman*, *Paschen*, stb. fel is fedezték azután. A Lyman-sorozat, melynek végpályája az első elektronpálya, a látható Balmer-sorozatól az ibolya felé, az ultraibolya részébe a színeknek esik, mert az első elektronpálya  $W_i$  energianívójától számított különbségei a többi nívónak sokkal nagyobbak és így a  $v$ -k is nagyobbak, mint a Balmer-sorozatnál. Viszont az  $n = 3$  végpályához tartozó Paschen-sorozat az ultravörösbe esik, mert a  $W_f$ -től számított energiakülönbségek és frekvenciák sokkal kisebbek.

Azok az atomok, melyek több elektront tartalmaznak, akkor is képesek fényemisszióra, ha elektronjaik közül egy vagy kettő, vagy több is hiányzik. Ha az elektronok közül egy hiányzik, az egyszeresen ionizált atommal van dolgunk, ha kettő hiányzik, a kétszeresen ionizált atommal. Ezek színekpei az íónszínekpek. Ezeknek gerjesztése több energiát igényel, mert az elektronok

leszakítása a neutrális atomból, az ionizáció folyamata szintén munkát igényel, nevezetesen azt a munkát, melynek árán a legkisebb sugarú és energiájú pályáról az elektron a végtelen távolba emelhető, vagyis az atom kötelékéből kiszakítható. Az elemek periodikus rendszerében a hidrogén után a hélium következik a  $Z = 2$  rendszámú helyen. Ennek két elektronja van és magtöltése  $+ 2e$ . Ha elektronjai közül egyet leszakítunk, előáll a héliumion. Ez a hidrogénatomtól csak annyiban különbözik (a magok tömegében mutatkozó különbségtől eltekintve), hogy a mag töltése a hidrogénmag töltésének kétszerese, tehát az egyetlen megmaradó elektron kétszerakkora elektromos erőterében kering. Tehát a (12) egyenletünk helyébe

$$r_n = n^2 \frac{h^3}{8\pi^2 m e^2} \dots \dots \dots (33)$$

összehasonlítva (25)-el, látjuk, hogy a héliumion kétszeres erőterében a stabil elektronpályák sugarai csak félakkorák, mint a hidrogénatomban. A hozzájuk tartozó energiák

$$W_n = - \frac{2e \cdot e}{2r_n} = - \frac{8\pi^2 m e^4}{n^2 h^2} \dots \dots \dots (34)$$

pedig négyszer olyan nagyok. A héliumion emisszióját tehát a

$$\nu = 4 \frac{2\pi^2 m e^4}{c \cdot h^3} \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) = 4 R \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) \dots \dots \dots (35)$$

formula adja, ami a tapasztalással igen közel egyezik. De nem teljesen. A spektroszkópiai mérések a héliumion sorozatain azt mutatták, hogy a mért frekvenciák (hullámhosszak) a (35) formula alapján jó közelítésben kiszámíthatók, ha  $R$  helyébe a hidrogénatom spektroszkópiájából ismeretes és a (31) formula által adott  $109678 \text{ cm}^{-1}$  értéket írjuk, de sokkal pontosabb egyezést nyerünk, ha  $R$  helyébe  $R = 109722 \text{ cm}^{-1}$  értéket írunk. A héliumion spektroszkópiájából leszármaztatott

$$R_{\text{He}} = 109722 \text{ cm}^{-1}$$

érték tehát valamivel nagyobb, mint a hidrogénatom spektroszkópiájából származtatott

$$R_{\text{H}} = 109678 \text{ cm}^{-1}$$

érték. A különbség az  $R$  állandó értékének 4 tízezredrésze mindössze, de a spektroszkópiai mérések oly pontosak, hogy ez a piciny különbség is határozottan mérhető. Bohr elméletének további nagy diadala volt, hogy ezt a finom különbséget is számszerűen megmagyarázta. Bohr elméletének imént vázolt alakjában nem voltunk tekintettel az elektront vonzó mag mozgására, a magot nyugalomban levőnek tekintettük, mely körül csak az elektron kering. Ez nagy megközelítőben így van, mert a mag tömege sokkal nagyobb, mint az elektron tömege. A hidrogénatom esetében az elektrontömeg és magtömeg viszonya 1: 1868, a négyszer oly nagy tömegű héliumion esetében 1:  $4 \times 1868 = 1: 7472$ . Szigorúan véve azonban a mag is kering az elektronból és magból álló rendszer súlypontja körül, mely súlypont igen nagy közelítéssel beleesik a magba. Ha ezt a magmozgást is számításba vesszük, a Rydberg-állandó értékéül a

$$R = \frac{2\pi^2 m e^4}{c h^3} \cdot \frac{M}{M + m}$$

kifejezést kapjuk, hol  $M$  a mag tömege és  $m$  az elektron tömege. Tehát a hidrogénatom esetében

$$R_{\text{H}} = \frac{2\pi^2 m e^4}{c \cdot h^3} \cdot \frac{1}{1 + \frac{1}{1868}} = \frac{2\pi^2 m e^4}{c \cdot h^3} \cdot \frac{1868}{1869} = \frac{2\pi^2 m e^4}{c \cdot h^3} \times 0.9994$$

és a héliumatom esetében

$$R_{\text{He}} = \frac{2\pi^2 m e^4}{c \cdot h^3} \cdot \frac{1}{1 + \frac{1}{7472}} = \frac{2\pi^2 m e^4}{c \cdot h^3} \cdot \frac{7472}{7473} = \frac{2\pi^2 m e^4}{c \cdot h^3} \times 0.9998,$$

ami szépen kiadja, hogy  $R_{\text{He}}$ -nek 4 tízezreddel nagyobbak kell lenni, mint  $R_{\text{H}}$ . Oldalakon keresztül számolásokat közöltem, mert csak így látni, hogy ez az elmélet mily finomságait az észlelt jelenségeknek mily bámulatos

számszerű pontossággal értelmezi. A Bohr-féle elmélet, mint láttuk, két ponton gyökeredzik a kvantumelméletben: a (21) alatti fázisintegrálban, mely a stabil pályákat választja ki és a (30) alatti egyenletben, mely az Einstein-féle fényelektromos alaptörvény általánosításának is tekinthető. Az Einstein-törvényben arról van szó, hogy  $h\nu$  fényenergia fejében az elektron mozgási energiája jön létre, a (30) egyenlet megfordítva, az atomenergiának  $h\nu$  fényenergiává való átalakulását szabályozza. Egy sereg példát láttunk arra, hogy a kvantumelmélet törvényei különböző jelenségek lefolyásában hogyan nyilvánulnak meg. A legnagyobb bámulattal kell adóznunk Planck géniusának, ki a kvantumelmélet megteremtésénél nem támaszkodott a kvantumelmélet törvényeit dokumentáló jelenségek és tapasztalatok ezen összességére, hanem egyetlen jelenségnek, a fekete sugárzásnak éles boncolása révén ismerte fel a kvantumelmélet alaptörvényét.

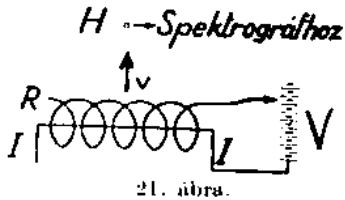
A Bohr-féle atómelmélet egy igen fontos elvi jelentőségű felismerést is hozott. A (13) alatti Balmer-formula mutatta, hogy a hidrogénatom emissziójának frekvenciái, mint az állandó  $\frac{R}{2^2}$  és az  $\frac{R}{m^2}$  változó tagnak a különbségei adódnak. Más atomok színképei ugyanígy állíthatók elő. Ezeket a tagokat, melyek különbségei gyanánt az atomok által kibocsátott frekvenciák előállíthatók, spektrális term-nek nevezik. A spektroszkópiai kutatás tehát összegyűjti az atomok által kisugárzott frekvenciákat, és ezekből próbálgatással és számítással le lehet vezetni a spektrális term-eknek az értékeit. A Balmer-formulának Bohr-féle (30) alatti értelmezése azt mutatja, hogy ezek a spektrális term-ek nem egyebek, mint az atom  $h$ -val osztott energianívói: Ily  $\frac{W_m}{h}$  tagok különbségei gyanánt adódnak a frekvenciák. Ha tehát kísérletileg meghatározzuk egy színképvonal  $\nu$  frekvenciáját, akkor megmértük az atom két energianívója közötti különbséget. Ezen energianívókülönbségekből maguk az energianívók is levezethetők.

Ahhoz, hogy a Balmer-sorozatnak mondjuk harmadik vonalát a hidrogénatom kisugározza, az elektronnak az  $m = 5$  kezdőpályáról át kell mennie az  $n = 2$  végpályára. Az elektron az  $m = 5$  kezdőpályáról csak akkor mehet át egy más pályára, ha az  $m = 5$  pályán tartózkodik. Az atom normális állapotában az elektron az  $m = 1$  legkisebb sugarú és energiájú pályán van. Innen tehát az elektront előzőleg fel kell emelni az  $m = 5$  pályára, az atomot megfelelően gerjeszteni kell, hogy az  $m = 5 \rightarrow n = 2$  Balmer-vonal kibocsátása létrejöhessen. A gerjesztés céljára tehát  $W_5 - W_2$  energiát kell az atommal közölni. Ez oly módon történhet, hogy a hidrogéngázt bombázzuk

megfelelő sebességű, vagyis megfelelő kinetikai energiájú elektronokkal. Az  $m$  tömegű elektronnak fenti célból akkora  $v$  sebességgel kell rendelkeznie, hogy

$$W_3 - W_1 = \frac{1}{2} m v^2$$

legyen. A (7) összefüggéssel kapcsolatban láttuk, hogy egy  $e$  töltésű elektron befutva egy  $V$  potenciálkülönbséget,  $eV$  energiára tesz szert. Ha tehát egy  $JJ$  izzó katódot (21. ábra), amelyet rádiócsövekben használunk és amelyből az izzítás következtében elektronok lépnek ki.



körülveszünk egy  $R$  ráccsal, melynek a katódhoz képest  $V$  potenciált adunk, akkor a rácson túl az

$$eV = \frac{1}{2} m v^2$$

egyenlet által meghatározott  $v$  sebességű elektronokat kapunk, melyek a rácsot körülvevő hidrogéngáz  $H$  atomjait bombázni fogják. Ha akkora  $V_{51}$  potenciálkülönbséget kapcsolunk a rács és izzókatód közé, hogy

$$W_5 - W_1 = \frac{1}{2} m v^2 = eV_{51}$$

legyen, a bombázó elektronok által a hidrogénatomnak átadott energia elegendő lesz a hidrogénatom elektronjának az  $m = 5$  pályára való felemelésére, vagyis a hidrogénatom olymértékű gerjesztéséhez, hogy a Balmer-sorozat  $m = 5 \rightarrow n = 2$  vonalának a kibocsátása létrejöhessen. Az elektronokkal bombázott hidrogéngáz fénykibocsátását spektrográffal megfigyelve, mérhetők egy voltméterrel azok a  $V_{mn}$  feszültségkülönbségek az izzó katód és a rács között, melyek alkalmazása mellett bizonyos  $v_{m,n}$  frekvenciák emissziója a bombázott atomból megindul. Mivel

$$h\nu_{mn} = W_m - W_n = 6V_{mn}$$

kell legyen, az atom energianívókülönbségei  $e$  módszerrel elektromos úton, voltméterrel mérhetők meg. Mondanom sem kell, hogy a voltméterrel mért energianívókülönbségek a tisztán spektroszkópiailag mért értékekkel szépen egyeznek.

Ezen eredmények megvilágításában tehát az a hatalmas irodalom, mely a különböző atomok által kibocsátott színekpvonalak hullámhosszúágait katalogizálja, tulajdonképen a különböző atomok különböző energianívóinak a rendszerét katalogizálja.

*Az atómminta, melyet Bohr javasolt* és melynek sikereit láttuk és még néhányat ismertetni fogok, *sajnos, nem terjeszthető-ki kvantitative egynél több elektront tartalmazó atomokra.* A Bohr-minta szerint szigorúan, számszerűen csakis a hidrogénatom, vagy oly atómcsonkok, mint pl. az egyszer ionizált hélium, vagy kétszer ionizált lithiumatom, stb. tárgyalhatók, melyek csak két részecskét, nevezetesen a magot és egy elektront tartalmaznak. Ilyenkor matematikailag az asztronómus kéttest problémájával van dolgunk, mely általánosságban integrálható és így az elektronpályák kvantumozhatók. Már a háromtest problémánál ez nem lehetséges. Ezért *a több elektront tartalmazó atomok esetében a kvantitatív minta helyébe már csak egy kvalitatív atómminta lép.* A héliumatómban a magon kívül két elektron, a lithiumatómban a lithiummagon kívül három elektron van, stb. A kvalitatív atómminta, mely a több elektront tartalmazó atomokról kialakult, annyiban kvalitatív, hogy nem adja meg számszerűen a héliumszínekp, vagy a lithiumszínekp, vagy a nátriumszínekp stb. színekpvonalainak frekvenciáit, vagyis hullámhosszúágait úgy, ahogy például a Bahner-sorozat hullámhosszúágait, illetőleg frekvenciáit pontosan, számszerűen megadta a hidrogénatom Bohr-féle mintája. A kvalitatív atómminta csak a többelektronos atomok színekp-jeiben megfigyelt kvalitatív törvényszerűségeket magyarázza meg és értelmezi. A kvalitatív atómminta éppen e törvényszerűségeek figyelembevételével alakult ki és tekintettel volt még azonfelül a vonatkozó kémiai és egyéb tapasztalatokra is. A törvényszerűségeek, melyek a többelektronos atomok színekp-jeiben megnyilvánulnak, igen bonyolultak. A színekpvonalsorozatok, melyek a hidrogénatom színekp-ében megfigyelhetők, valamennyien adódnak mint energianívósorozat különböző nívói közötti átmenetek. A többelektronos atomok több energianívósorozattal rendelkeznek, melyek mindegyik nívója azonfelül többszörös lehet. Sikerült megtalálni a törvényszerűségeket, melyek a különböző energianívók közötti átmeneteket szabályozzák és ezeket a kvalitatív atómmintában értelmezni. Ugyancsak a spektroszkópiái és kémiai tapasztalatok figyelembevételével sikerült kideríteni azokat a törvényszerűségeket, melyek megszabják az elektronok elrendeződését az atomokon belül. Az elektronok úgynevezett héjában helyezkednek el. Az első legbelső héj a K-héj. Ebben két elektron foglalhat helyet. A következő

*L*- és *Ál*-héjban 8—8 elektron lehet és így tovább. A *K*-héj tehát megtelik a héliumatombban, az *L*-héj a neonatombban, melynek rendszáma  $2 + 8 = 10$ . az *Ál*-héj az argonatombban, melynek rendszáma  $2 + 8 + 8 = 18$ , stb. Mindig egy nemesgázatómban telik meg a héj. A nemesgázatóm igen stabil elektronkonfigurációt mutat. Ha a nemesgázhéjhoz egy elektront adunk, az alkálifém-atom elektronkonfigurációját nyeri. A lithiumban van a megtelt *K*-héj plus egy elektron az *L*-héjban, a nátriumban van a megtelt *L*-héj plus egy elektron, stb. A lithiumatómban az *L*-héjban lévő egyetlen elektron, a nátriumatómban az *Ál*-héjban lévő egyetlen elektron az, melynek a külső, elektronok által meg nem rakott héjak, ill. elektronpályák közötti átmenetei alkalmával történik a látható és ultraibolya színeké kisugárzása. Az azonos külső elektronkonfiguráció, egyetlen elektron a megkezdett héjban, hozza létre az azonos szerkezetű színeképeket az alkáliatómok, a lithium, nátrium, kálium, stb. esetében. A látható és ultraibolya színeképe tehát az atom perifériás tulajdonsága éppúgy, mint az atom kémiai sajátságai. Ezek az atom külső elektronkonfigurációjától függenek, ezért megismétlődnek mindig a periodikus rendszer ugyanazon oszlopában. Nem így a Röntgen-színeképek. Ezek semmiféle periodicitást nem mutatnak, nem ismétlődnek meg a periodikus rendszer ugyanazon oszlopában. A Röntgen-színeképvonalak frekvenciája szabályosan növekedik, ha alacsonyabb rendszámú elemről áttérünk magasabb rendszámú elemekre. Azonkívül a Röntgen-frekvenciák kb. 10.000-szer nagyobbak, mint a látható és ultraibolya színeképek frekvenciái. E tények mind megérthetők a kvalitatív atómminta alapján. A Röntgen-színeképe vonalai akkor keletkeznek, ha az elektron a belső, elektronokkal megrakott pályák vagy héjak valamelyikéről egy beljebb fekvő héjra kerül, pl. az *L*-, vagy az *Ál*-héjről a *K*-héjra stb. A *K*-héjra végződő elektronátmenetek alkalmával kisugárzott frekvenciák alkotják a *K*-sorozatot, stb. Ezek a belső, elektronokkal megrakott héjak a mag közelében + *Ze* töltésének hatása alatt állván, e héjakhoz tartozó energiák igen nagyok és a *Z* rendszámmal együtt kvadratikusan növekednek. Ugyanez vonatkozik ezen energiák különbségeire, a kisugárzott Röntgen-színeképvonalak frekvenciáira is. Azért ezek sokkal nagyobbak, mint a látható vagy ultraibolya frekvenciák és azért nem mutatnak *Z* növekedésével semminemű periodicitást, hanem szabályszerű növekedést. Viszont a külső elektronpályák energiáira, mely pályák között a lithium *L*-héjra lévő egyetlen, vagy a nátrium *Ál*-héjra lévő egyetlen, vagy a kálium *N*-héjra lévő egyetlen elektronsa ugrál, a + *Ze* magtöltésnek *Z*-vel arányosan növekedő befolyása nincs, mert annak hatását a *K*, *L* és *Ál* zárt héjakon helyet foglaló

( $Z-1$ ) elektron negatív töltése leárnyékolja. *Ezért a periférián keletkező látható színekben a periodicitás dominál, az atom belsejében keletkező Röntgen-színekben a magtöltést megszabó  $Z$  rendszám.* A látható és Röntgen-színkép keletkezésének különböző helyével magyarázható e színek abszorpciójára vonatkozó törvényszerűségekből megnyilvánuló lényeges különbség is. Ez úgy fejezhető ki, hogy a látható vagy ultraibolya színekben minden emissziós színképvonalnak megfelel egy abszorpciós színképvonal, viszont a Röntgen-színekben abszorpciós színképvonalak nincsenek, csak emissziósak. Ha a látható színkép gerjesztésekor az úgynevezett szeries-elektront, pl. a nátriumatómban az  $A_1$ -héjon, vagy  $AL$  pályán lévő egyetlen elektront magasabb energiájú elektronpályára emeljük, úgy ez az elektron leesve egy belsőbb, alacsonyabb energiájú pályára megfelelő színképvonalat sugároz ki. Legyen a magasabb energiájú pálya energiája  $W_n$ , az alacsonyabb energiájú pályáé  $W_a$ , akkor a kisugárzott frekvencia

$$v h = W_n - W_a.$$

Ez az elektronugrás ellenkező irányban is létrejöhet, ha folytonos színképű fehér fényből a nátriumatóm a  $h\nu > W_n$  energiát elnyeli, mert az elektronpályák, melyek közötti átmenetekről szó van, üresek. Más a helyzet a Röntgen-színképben. Ha a Röntgen-lámpa antikatódjának atomjában az alacsonyabb energiájú  $K$ -héjból a Röntgen-lámpában létesített katódsugárnyalábal kiütünk egy elektront és így ott üres helyet csinálva, az antikatód atomjait emisszióra gerjesztjük, egy magasabb energiájú héjról, pl. egy  $L$ -elektron leeshet oda a  $K$ -héjra és létrejöhet a  $K_\alpha$  emissziós színképvonal, de *a megfordított folyamat nem jöhet létre.* Egy folytonos Röntgen-színképből elnyelt  $h\nu_a$  energia nem emelheti a  $K$ -elektront az  $L$ -héjra, mert ott nincs üres hely. Az atom az ehhez szükséges  $h\nu_a$  energiával nem tud mit kezdeni és így azt el sem nyeli. A  $K$ -héjról csak egészen ki, az atom perifériájára emelhető az elektron. Ezért az atom csak akkora  $h\nu$  energiakvantumokat nyel el, melyek erre képesek. Így jön létre a Röntgen-abszorpciós sáv ott, ahol a  $K$ -sorozat a rövid hullámhosszúságok felé végződik.

A kémiai sajátságok periodicitása úgy jön létre, hogy a kémiai erők az atom perifériájának sajátságai, ott erednek, tehát résztvesznek annak periodicitásában.

A kvalitatív atómminta értelmezte a bonyolultabb típusú Zeeman-jelenségeket is, visszavezetve a színképvonalak mágneses felbomlását a spektrális



termek mágneses felbomlására. Ezzel kapcsolatban az atom-minta még teljesebb hasonlóságot nyert a naprendszerhez, mert az egyes elektronoknak éppúgy egy tengely körüli forgást, az ú. n. elektronspint kellett tulajdonítani, mint ahogy az egyes bolygók, pl. Földünk is forog egy rajta keresztülment) tengely körül.

E sok szép és nagy eredmény ellenére az aggályok az atómmintával szemben bár elhalkultak, de nem némultak el teljesen. Elégedetlenek voltak a fizikusok pl. azért, hogy az atómminta, különösen a Bohr-féle kvantitatív hidrogénatómminta megadja ugyan a színképvonalak frekvenciáit, de mit sem mond a színképvonalak fényerősségéről. Az idevonatkozó információkat a klasszikus elektromágneses elméletből kellett kölcsönvenni. Hasonló volt a helyzet a Zeeman-összetérők polározását illetően is. Mások azt kifogásolták, hogy a stabil pályákat kiválasztó  $\int p dx$  kvantumintegrál úgy működik, mint egy deus ex machina. Azután rámutattak arra, hogy talán túlságosan naív dolog, részleteiben kidolgozni egy modellt és egy azzal kapcsolatos elméletet, melyben szerepelnek elektronok keringési idejei, frekvenciái, sebességei stb., csupa olyan mennyiség, melyek nem figyelhetők meg. Egy olyan elméletre törekedtek, melyben csak megfigyelhető mennyiségek, mint színképvonalfrekvenciák, fényerőségek, polározási állapotok, stb. szerepelnek. Ezekből a törekvésekből született a kvantummechanika.

Ennek bevezetésül fordítsuk figyelmünket arra a párhuzamosságra, mely a fizika két eddig teljesen független fejezete, úgymint az optika és a mechanika között megnyilvánul. Már említettem a relativitáselméletnek azt az alapvető eredményét, hogy minden energiának van tehetetlen és gravitáló tömege és minden tömeg egy energiát képvisel. Adva lévén egy  $E$  energiameennyiség ergekben kifejezve, tömegét úgy nyerjük grammokban, hogy az  $E$ -t elosztjuk a  $c$  fénysebesség négyzetével:

$$\frac{E \text{ erg}}{c^2 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-2}} = m \text{ gramm.}$$

És megfordítva, ha a grammokban adott  $m$  tömeget szorozzuk a  $c$  fénysebesség négyzetével, megkapjuk energiáját ergekben.

Láttuk azután, hogy vannak bizonyos optikai jelenségek, melyek csak úgy értelmezhetők, hogy a fénynek, melynek színe legyen a  $X$  hullámhosszúsággal és a hozzá tartozó  $\nu = \frac{c}{\lambda}$  frekvenciával jellemezve, korpuszkuláris szerkezetet tulajdonítunk, vagyis úgy tekintjük, hogy a fénynyaláb  $c$  fénysebes-

seggel repülő fotonokból áll, melyek mindegyike  $h\nu$  energiával, tömeggel és — mozgásmennyiséggel rendelkeznek. (Ilyen volt pl. a Compton-jelenség.) Viszont vannak más optikai jelenségek, pl. a fény elhajlása keskeny réseken, melyek követelik a fényenergia hullámszerű terjedését. A fény természetét illetően tehát egy bizonyos megadással kompromisszumot kötöttünk, hogy a fény kétlaki, hol korpuszkuláris, hol hullámszerű. Megjegyzendő itt, hogy a két megnyilvánulása a fénynek erősen össze van növe, mert a *foton* energiáját a *hullám* hosszúsága definiálja:

$$h\nu = h \frac{c}{\lambda}, \dots\dots\dots (36)$$

a foton tömegét szintén:

$$m = \frac{h\nu}{c^2} = \frac{h}{c\lambda} \dots\dots\dots (37)$$

Energia és tömeg egymással arányos mennyiségek lévén, az energia megmaradásáról szóló tétel identikus a tömeg megmaradására vonatkozó tétellel. Az előbbi az optikában ugyanazt a szerepet játsza, mint az utóbbi a mechanikában. Az optikában az  $m = \frac{h\nu}{c^2}$  tömegű foton  $c$  sebességgel egyenesvonalú pályán mozog (ez a fény egyenesvonalú terjedése), ennek megfelel a mechanikában *Newton* első törvénye. Az optikában azonban a fény egyenesvonalú terjedésére vonatkozó törvény korlátolt érvényű. Nagy keresztmetszetű nyalábokban a fény egyenes vonalban terjed, de a törvény érvényessége megszűnik, ha nagyon keskeny réseken áthaladt, nagyon keskeny fénynyalábról, néhány fotonról, a fény legkisebb részeiről van szó. Ilyenkor pl. az optikai rácson való áthaladás alkalmával a fényelhajlás jelenségében kibújik a zsákból a fény hullámszerű természete.

Nézzük most, hogy állunk a mechanikában ennek megfelelő *Newton-féle* első mozgási alaptörvénnyel? Az összes eddigi tapasztalatok a testek, anyagi részecskék, korpuszkulák mozgását illetően összhangban voltak a *Newton-féle* mozgási törvényekkel. Utalok itt arra, hogy pl. az elektronok eltérítése a *Braun-féle* csövekben elektromos erők által (parabolikus katódsugárpálya) vagy mágneses erők által (kör- vagy spirálisalakú katódsugár) teljesen a *Newton-féle* törvényekkel összhangban történik. Azonban az optika és a mechanika között mutatkozó párhuzamosság alapján várható — ez volt *Louis*

*de Broglie* herceg feltevése —, hogy az anyag is, éppúgy, mint a fény, kétlaki természetű és az anyag hullámtermészete alkalmas körülmények között szintén meg fog nyilvánulni és az egyenesvonalúitól eltérő terjedésre, elhajlásra fog vezetni. Az optikában a fényhullám  $X$  hosszúsága meghatározza (37) értelmében a  $c$  sebességgel száguldó fényrészecskének, a fotonnak  $m$  tömegét, a mechanikában ugyancsak (37) fogja meghatározni a  $v$  sebességgel száguldó anyagi részecskének, az atommagnak, vagy pl. az  $m$  tömegű elektronnak a

$$\lambda = \frac{h}{mv} \dots\dots\dots (38)$$

hullámhosszúságát. Félő, hogy az olvasó, ki eddig átrágtta magát e cikken, most végleg leteszi azt, mondván, hogy a herceg úr ideája túlságosan vad dolog. Mert Isten neki, legyen a fény kétlaki természetű. Ezt még be lehet venni, mert hiszen nem látom, nem tudom megtapintani sem a fényhullámot, sem a foton. Ezekről csak indirekt vehetek tudomást. De az anyagot látom. Bármilyen finoman örööm is, nem veszek észre rajta hullámszerű viselkedést. Azonban jól ügyeljük. Azokról a részecskékről van szó a *de Broglie*-féle feltevésben, az atommagokról, az elektronokról, stb., melyeket már nem látunk és tapintunk, hanem amelyekről már csak éppoly indirekt értesülünk van, mint a fotonokról. De különben is felesleges vitázni, fizikáról van szó, tehát a kísérletek fognak dönteni a *de Broglie*-féle feltevés sorsáról.

A foton hullámtermészete akkor bújik ki a zsákból, ha oly keskeny résen kell átmennie, melynek szélessége alig nagyobb, mint a foton hullámhossza (37) szerint. Pl. a látható fény számára készülő rácsok szélessége 10.000—14.000 Å, míg az elhajlítandó hullámhosszak 4000 Å-től 7800 Å-ig terjednek. Ennek megfelelően az várható, hogy az elektron hullámtermészete is akkor fog meg nyilvánulni, ha oly keskeny rések közé kerül, melyek szélessége csak kevéssel nagyobb, mint az elektron (38) alapján várható hullámhosszúsága. Ez a hullámhosszúság az elektron  $m$  tömegétől és  $v$  sebességétől függ. Ha az elektron  $v$  sebességét úgy létesítjük, hogy az  $e$  töltésű elektront két elektród között gyorsítjuk, melyek közt a potenciálkülönbség  $V$ , akkor (7) szerint

$$\frac{1}{2} mv^2 = eV. \quad v = \sqrt{\frac{2eV}{m}},$$

vagy ha a  $V$  potenciálkülönbséget Voltokban mérjük,

$$v = \sqrt{\frac{2eV}{m \cdot 300}}$$

Helyettesítve a sebesség ezen értékét (38)-ba, a  $V$  Volt potenciálkülönbséggel gyorsított elektron hullámhosszúsága lesz:

$$\lambda = \sqrt{\frac{300 h^2}{2e m V}}$$

Ha ide betesszük a  $h$  Planck-féle állandó, az  $e$  elektrontöltés és  $m$  elektrontömeg számszerű értékeit

$$\lambda = \frac{12.2}{\sqrt{V}} \times 10^{-8} \text{ cm} = \frac{12.2}{\sqrt{V}} \text{ Angström egység.} \dots\dots\dots (39)$$

Tehát pl. 150 Volt potenciálkülönbséggel gyorsított elektron hullámhosszúsága 1 Angström. Ha százszor nagyobb feszültséggel, vagyis 15.000 Volttal gyorsítjuk az elektront, hullámhosszúsága 0'1 Angström lesz. Ezek a Röntgen-hullámhosszúságok nagyságrendjei. Ily hullámhosszak elhajlítására tehát ugyanazok a rácsok, nevezetesen a kristályrácsok használhatók, melyeket a Röntgen-fény elhajlítására is használnak. *Davissón* és *Germer* 1927-ben közölték idevonatkozó sikeres kísérleteik eredményeit, melyeknél nikkel-kristályokat használtak fel az elektronnalábok elhajlítására. E kísérletek nemcsak kvalitatíve igazolták, hogy az elektron is kétlaki természetű és alkalmas viszonyok között megnyilvánul hullámtermészete, hanem számszerűen igazolták a (38) alatti, illetőleg a vele egyenértékű (39) alatti összefüggést, melyek megszabják az elektron hullámhosszúságát, az elektron sebességének, illetőleg a gyorsító feszültségnek a függvényében. A kristályrács állandójának és az elhajlás lemért irányának ismeretében ugyanis az elhajlított elektronnaláb hullámhossza az ismert formulák alapján kiszámítható és ezek az elhajítás alapján megmért hullámhosszak (a fény hullámhosszát is így mérjük) pontosan egyeztek a (38) vagy (39) alapján az elektronnak tulajdonított hullámhosszakkal. Az elektron hullámtermészetét ezek a kísérletek tehát kétségkívül igazolták. Az elektronnaláb, illetőleg annak elhajlása kristályokon éppoly hatásos eszköze lett az anyagszerkezeti kutatásoknak, mint a Röntgen-fény elhajlása.

A (38) alatti összefüggéssel kapcsolatban kifejtett megfontolás a relativitáselméletnek az energia és anyag ekvivalenciájára vonatkozó eredményén

alapszik. Ezért tekintetbe kell venni a relativitáselmélet azt a megállapítását is, hogy egy test tömege általában függ sebességétől is. Ha egy test egy koordináta-rendszerben nyugalomban van, és nyugalmi tömegét  $m_0$ -vel jelöljük, akkor e koordináta-rendszerhez képest  $v$  sebességgel mozogván, e mozgási állapotában  $m$  tömege:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \text{ hol } c \text{ a fénysebesség.} \dots\dots\dots (40)$$

Ez a tömeg szerepel a (38) alatti összefüggésben úgy, hogy

$$\lambda = \frac{h \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}{m_0 v} \dots\dots\dots (41)$$

Valamely hullám  $\lambda$  hosszúsága,  $u$  terjedési sebessége (fázissebessége) és a hullám  $\nu$  frekvenciája között általában fennáll a

$$\lambda = \frac{u}{\nu}$$

összefüggés. (41) figyelembevételével

$$\frac{u}{\nu} = \frac{h \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}{m_0 v}, \text{ vagyis } h\nu = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \cdot u \cdot \nu = m u \nu. \dots\dots\dots (42)$$

(42) tehát megadja az elektronnal kapcsolatos anyaghullámok  $h\nu$  energia-adagját, vagyis az elektron energiáját. Másrészt az  $m$  tömegű elektron ener-

$$h\nu = m u \nu = m c^2, \text{ vagyis } u = \frac{c^2}{\nu} \dots\dots\dots (43)$$

giája a relativitáselmélet szerint  $mc^2$ , tehát

A (43) alatti fontos összefüggés megadja az elektronnal kapcsolatos *anyag*hullámok  $u$  terjedési sebességét (fázissebességét), ha adva van az elektron  $\nu$  sebessége. Az elektronhullámok frekvenciája

$$v = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \cdot \frac{c^2}{h} = \frac{m c^2}{h} \dots \dots \dots (44)$$

Ha az elektron nyugalomban van, vagyis sebessége zérus lesz,  $v = 0$ , akkor (41) értelmében  $\lambda$  hullámhosszúsága is és (43) értelmében hullámainak  $u$  fázissebessége is végtelen nagy lesz, de a két mennyiség hányadosa a

$$v = \frac{u}{\lambda} \dots \dots \dots (44a)$$

frekvencia felveszi a (44) alapján ( $v = 0$ ) adódó

$$v_0 = \frac{m_0 c^2}{h} \dots \dots \dots (45)$$

értéket. Tehát

$$h v_0 = m_0 c^2 \text{ és } h v = m c^2 \dots \dots \dots (46)$$

$v_0$  a nyugalmi frekvenciája az elektronnal kapcsolatos anyaghullámnak. A (41)—(46) egyenletek tartalmi nem egyebek, mint a *Davisson—Germer*-kísérletek eredményeiben megnyilvánuló tapasztalatból vont következtetések. E kísérletek dokumentálták az elektronnal kapcsolatos hullámok létezését és a (41)—(46) egyenletek megadják e hullámok hosszúságát, frekvenciáját és terjedési sebességét (fázissebességét) az elektron  $v$  sebességének függvényében. Figyelemreméltó pl., hogy az elektronnal kapcsolatos hullámzás akkor is folyik  $v_0$  frekvenciával, ha az elektron nyugalomban van. Sok fizikus, talán a legtöbb, nem szokott megelégedni a tapasztalatból vont következtetések ilyen elvont kifejezésével; jobban tudja beleélni magát egy gondolatkörbe, ha egy mechanizmust, egy modellt lát lelki szemei előtt. Ezek most nehéz helyzetben vannak, mert már arra az első kérdésre sem tudunk felelni, hogy mi az a mennyiség, ami az elektronnal kapcsolatban hullámzik? Azonban ez nyilván nem eshet latba komoly súllyal a *Davisson—Germer*-kísérleten alapuló elmélettel, a hullámmechanikávat szemben, mert ily helyzetekkel már volt dolgunk a fizika fejlődésében. Itt volt pl. a fény hullámelmélete. Ennél sem volt egyideig semmiféle kísérleti anyag, tapasztalat, mely útmutatással szolgált volna arra vonatkozóan, hogy mi az a mennyiség, ami a fényhullámban rezeg, miféle vektor is az a fényvektor? Ilyenek hiányában alakították ki a modellek utáni vágyódástól hajtva a fizikusok a rugal-

más fényelméletet, mely a fényhullámot a rugalmas aether hullámának, a fényvektort az aetherrészecskék elmozdulásának tekintette. Ez azonban csak egy lehetséges interpretációja volt a lényegnek, az (1) alatti differenciálegyenletben kifejezett törvényszerűségnek. Ez a lényeges tartalma a hullámelméletnek azután változatlanul megmaradt akkor is, mikor az elektromágneses fényelmélet kialakulásakor a fényvektort mint elektromos vagy mágneses térerősség! vektort értelmezték. Úgy, hogy most sem kell hogy aggaszson az a körülmény, hogy nem tudjuk, hogy mi az a mennyiség — jelöljük talán  $ip$ -vel —, ami az elektronnal kapcsolatban hullámzik. A lényeges, hogy ily mennyiség a tapasztalat szerint létezik és a vele kapcsolatos hullámhossz elhajlítás kísérlet alapján mérhető és frekvenciája, valamint terjedési sebessége (fázissebessége) kiszámítható. Ha ily  $\langle p$  mennyiség létezik, ki fogja elégíteni a hullámelmélet alapvető differenciálegyenletét, az (1) alatti hullámegyenletet:

$$\frac{1}{u^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \dots \dots \dots (47)$$

yi a / folyó időnek és a részecske, pl. az elektron  $x, y, z$  koordinátáinak függvénye. Ha több részecskéből álló rendszerről van szó, akkor  $\langle p$  mindegyik részecske  $X_i, y_i, z_i$  koordinátáinak is függvénye. Mivel  $ip$  a  $t$  időnek  $v$  frekvenciájú periodikus függvénye, tehát

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = -4\pi^2 v^2 \psi$$

és akkor (44a) szerint

$$\frac{1}{u^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = -\frac{4\pi^2}{\lambda^2} \psi \text{ vagyis } \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \frac{4\pi^2}{\lambda^2} \psi = 0 \dots (48)$$

Legyen egy elektronnál szó és legyen  $E$  a rendszer egész energiája és  $V$  a helyzeti energiája. Akkor  $E - V$  az elektron mozgási energiája, vagyis

$$E - V = \frac{1}{2} m v^2, \text{ tehát } mv = \sqrt{2m(E - V)}, \dots \dots \dots (49)$$

(38) szerint

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{mv}{h} = \frac{\sqrt{2m(E - V)}}{h} \text{ és (48)-ből lesz:}$$

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \frac{8\pi^2 m (E - V)}{h^2} \psi = 0 \quad \dots \quad (50)$$

Ez a hullámmechanika alapegyenlete, a híres *Schrödinger-féle* egyenlet. Nézzük meg már mostan, hogy minden modellszerű kép mellőzésével hogyan fogja meg a hullámmechanika az atomszerkezeti problémákat a Schrödinger-egyenlet segítségével. Mindenekelőtt fel kell írni a rendszer  $V$  potenciális energiáját. Ez a rendszert alkotó részecskék, magok és elektronok koordinátáinak függvénye; ezt beírjuk (50)-be. Azután keresni kell az (50) alatti differenciálegyenletnek oly megoldásait, melyek mindenütt végesek, folytonosak és egyértékűek. Ilyenek csak az  $E$  energiaparameter bizonyos meghatározott  $E_1, E_2, E_3, \dots$  stb. értékeinél, a probléma úgynevezett saját értékeinél léteznek. Ezek az  $E_1, E_2, E_3, \dots$  stb. értékek a rendszer, az atom stacionárius állapotaihoz tartozó energiák. Ezek szabják meg a kisugárzott színeképet, illetőleg annak frekvenciáit, (29) szerint. A hidrogénatom pl. nyugalomban lévő mag esetében egyetlen elektrontól áll és a potenciális energia

$$V = -\frac{e^2}{r},$$

hol  $r$  az elektron távolsága a koordináta-rendszer kezdőpontjában nyugvó magtól. A Schrödinger-egyenlet lesz tehát:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \frac{8\pi^2 m}{h^2} \left( E + \frac{e^2}{r} \right) \psi = 0 \quad \dots \quad (51)$$

Azok az  $E$  saját értékek, melyek mellett e differenciálegyenletnek véges, folytonos és egy értékű megoldásai vannak, a következők:

$$E_n = -\frac{2\pi^2 m e^4}{h^2 n^2}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad \dots \quad (52)$$

Ezek pontosan a Bohr-modell (26) alatti energiaértékei. Míg tehát a Bohr-modellnél a stacionárius pályákat, vagyis az (52) alatti energiaértékeket a (22) alatti kvantumfeltétel segítségével nyerjük, mely kvantumfeltétel működését sokan úgy fogják fel, mint egy deus ex machinát, addig a Schrödinger-egyenlet ezeket az energiaértékeket automatikusan adja azon természetes, hogy úgy mondjam, mindennapos követelmény alapján, hogy differen-



ciálegyenletünk véges, folytonos és egyértékű megoldásaira vagyunk kíváncsiak. Érdekes egyébként, hogy a (22) alatti kvantum feltétel mily szemléletes tartalmat nyer a hullámmechanika megvilágításában. A kvantumfeltétel azt mondja, hogy a stacionárius Bohr-pálya  $r$  sugarát az a kikötés szabja meg, hogy az  $m$  tömegű és  $v$  sebességgel keringő elektron  $m v r$  forgási impulzusa az egész pályán integrálva, vagyis megszorozva  $2\pi$ -vel, legyen egyenlő a  $h$  állandó valamilyen  $n$  egészszámú többszörösével:

$$2\pi m v r = h n.$$

Ez úgy írható, hogy

$$2\pi r = n \frac{h}{m v} = n \lambda,$$

ami azt mondja, hogy azok a pályák a stacionárius pályák, melyek kerületén  $n$  egészszámú elektronhullám fér el. Egészen hasonló a kikötés ahhoz, amely pl. megszabja a rezgő húr esetében a stacionárius állapotokat, a lehetséges felhangokat: a húr hossza legyen egyenlő a hullámhosszúság felének  $n$  egészszámú többszörösével.

Igen tanulságos megnézni, hogyan alakul a hullámmechanikában a Planck-féle harmonikus oszcillátor tárgyalása. Ez volt tudvalevőleg a kvantumelmélet kiindulópontja és a (14)–(19) egyenletekben láttuk, hogyan történik az oszcillátor kvantumozása Planck szerint. Az (50) alatti egyenleten alapuló hullámmechanikai tárgyalás számára mindenekelőtt fel kell írni az oszcillátor  $V$  helyzeti energiáját. Rezegjen ismét az  $m$  tömegű oszcillátor a (14) alatti

$$x = A \sin 2\pi v t$$

egyenlet szerint. Akkor gyorsulása

$$\ddot{x} = -4\pi^2 v^2 A \sin 2\pi v t = -4\pi^2 v^2 x,$$

tehát az egyensúlyi helyzet felé visszahajtó erő

$$m \ddot{x} = -4\pi^2 v^2 m x,$$

és a helyzeti energia

$$V = - \int_0^x m \ddot{x} dx = 2\pi^2 v^2 m x^2.$$

Így az oszcillátor Schrödinger-egyenlete lesz:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{8\pi^2 m}{h^2} (E - 2\pi^2 v^2 m x^2) \psi = 0.$$

Véges, folytonos és egyértékű megoldások akkor adódnak, ha

$$E = (2n + 1) \frac{h\nu}{2} = \left(n + \frac{1}{2}\right) h\nu, \dots \dots \dots (53)$$

Az oscillátor energiája tehát a következő értékeket veheti fel:

$$\frac{1}{2} h\nu, \frac{3}{2} h\nu, \frac{5}{2} h\nu, \frac{7}{2} h\nu, \dots$$

Az (53) egyenlet különbözik (19)-től. Míg tehát a hidrogénatom esetében a hullámmechanikai tárgyalás az energiaértékeket illetően pontosan ugyanazokra az értékekre vezetett, mint a Bohr-féle minta, addig itt az oscillátor esetében a Planck-féle kvantumozás szerint a kvantumszámok egész számok, míg a hullámmechanika szerint a kvantumszámok feles számok, egy egész szám plusz egy fél. Az ultravörös molekulaszínképekben e kérdés kísérletileg megvizsgálható és e tapasztalatok a hullámmechanika feles kvantumszámai javára döntöttek.

Ezen túlmenően az atomszínképekben és molekulaszínképekben, valamint az atom- és molekulaszervezetekben megnyilvánuló empirikus törvényszerűségek a hullámmechanika szerint a 'p függvény szimmetriasajátságai alapján egyszerűen és logikusan értelmezhetők voltak. Ehhez járult, hogy felvilágosítást kaptunk most a színképekben található intenzitáseloszlásokra vonatkozóan is. Új jelenségeket is megjövendölt a hullámmechanika, melyeket azután a kísérlet igazolt. Kétségtelen tehát, hogy az (50) alatti Schrödinger-egyenlet a korpuszculák és azokból álló rendszerek viselkedésére vonatkozóan alapvető igazságokat fejez ki. Talán úgy mondhatnánk, hogy a Schrödinger-egyenletben vannak megírva az atomok és molekulaszervezetek sajátságai és törvényszerűségei. Megvolnának tehát az atomszerkezetek és molekulaszervezetek törvényei, de e szerkezetek modelljei — úgy látszik — végleg elvesztek. Elvesztek oly értelemben, hogy nem tudjuk magunk elé képzelni a szerkezetet, mely e törvényeknek megfelelően működik. Mert csak azt lehet elképzelni, aminek mását, amihez hasonlót nagyban, makroszkopikus méretekben láttunk. Makroszkopikus szerkezetek pedig

más törvények szerint működnek, mint amelyek a Schrödinger-egyenletben meg vannak írva.

Ezért — úgylátszik — mint hiú és naiv törekvésről le kell mondanunk az atómmodellekről és molekulamodellekről. Ezt azonban nem kell tragikusan venni. Ilyesmi már előfordult. Lemondtunk pl. a görögök derűs és naiv istenmodelljeiről, Zeusról, Héráról, Aphroditéról, Pa'Jlas Athénéről, stb. Ezeknek a varázsa, éppúgy, mint a Bohr-féle modellé, abban rejlett, hogy jól elképzelhető lények voltak, mert olyan törvények szerint működtek, melyeket már másutt az emberi életben megszoktunk. A Bohr-modell is azért volt oly szimpatikus, mert kicsinyített méretben hű utánczata volt naprendszerünknek. Azonban be kell látnunk, hogy nem volt adekvát és hiú dolog egyáltalán azt várni egy modelltől, hogy adekvát legyen. Ez szinte fából vaskarika.

Hogy mennyire az, belátható, ha meggondoljuk, hogy pl. az elektron momentán tartózkodási helyét a mag körül nem adja meg pontosan, nem lokalizálja a Schrödinger-egyenlet. Az elektron el van kenve, mindenütt lehet, a hullámmechanika egy helyre vonatkozóan csak annak a valószínűségét adja meg, hogy az elektron a kérdéses helyen található.

Akik azonban túlságosan fájlalják a szemléletes modell elvesztését, vigasztalódhatnak azzal, hogy viszont a görögök által annyira megcsodált szimmetria most a fizikában is szépen kifejezésre jut, mert a fény is és az anyag is kétlaki, mindkettőnek van úgy korpuszkuális, mint hullámszerű természete.