

FIZIČKE POJAVE U MIKROSVETU

I. RAZVOJ PREDSTAVA O FIZICI MIKROSVETA

Krajem XIX veka se smatralo da Njutnova klasična mehanika, Maksvelova elektrodinamika i stariša fizika Bohemana i Maksvela predstavljaju kompletnu teoriju, sposobnu da objasni sve fizičke pojave. U istom periodu eksperimentalna tehnika dostiže nivo razvoja koji omogućuje prodor u mikrosvet — u svet molekula i atoma. Za relativno kratke vreme sakupljen je obiman eksperimentalni materijal iz ove oblasti koji je, prirodno, zahtevao i svoje teorijsko objašnjenje zasnovano na zakonima klasične fizike. Ispostavilo se, međutim, da su svi ovakvi pokušaji prirpeli potpun neuspah. Klasični zakoni su bili nemoćni da objasne niz eksperimentalnih rezultata, na primer, zakone zračenja crnog tela, zatim pojavu fotoefekta i konačno linjske atomske spektre. Na osnovu ovoga nastalo je uverenje da u mikrosvetu vladaju neke kvalitativno-nove zakonitosti u odnosu na one koje važe u makrosvetu. Traženje i izučavanje tih zakonitosti dovelo je do stvaranja nove oblasti fizike koja je nazvana *kvantna fizika*.

Kvantna fizika predstavlja fizičku teoriju pojava u mikrosvetu (koja kao građni slučaj obuhvata i zakone klasične fizike) i svoj konačni oblik dobija tridesetih godina ovog veka. Do tog su vremena eksperimentalne pojave u mikrosvetu teorijski objašnjavane zakonima klasične fizike kojima su dodati neklasični postulati, kao, na primer, Plankov postulat o diskretnim vrednostima energije linearnog oscilatora ili Borov postulat o diskretnim vrednostima momenta količine kretanja elektrona. Ovi su pokušaji postigli uspeh u smislu objašnjavanja pojedinih eksperimentalnih rezultata, ali još uvek nisu mogli da predstavljaju kompletnu teoriju mikrofizičkih fenomena. Tok su radovi i ideje Planka, Ajnštajna, De Brojla, Štedingera, Hajzenberga i Diraka, koji su se pojavili u relativno kratkom vremenskom periodu (od 1900. do 1930), stvorili uslove za stvaranje teorije mikrofizičkih pojava — današnje kvantne fizike.

Zakonima kvantne fizike, koji su prenesiveno formulisani da bi se pomoću njih opisale osobine atoma i njegovog zračenja, danas se uspešno tumače mnoge osobine atomskih jezgura i subnuklearnih (elementarnih) čestica. Upravo ova univerzalnost čini zakone kvantne fizike opšteprihvaćenom osnovom za opis svih pojava u mikrosvetu.

Za opis pojava koje nisu dostupne našem svakodnevnom iskustvu, kvantna fizika se služi dosta složenim matematičkim aparatom, koji se u prvom pristupu teško razume. U ovoj su glavni izloženi rezultati eksperimenata prema kojima su formirane osnovne ideje kvantne fizike, s tim da su opisani i neki doprinosi tih eksperimentalnih otkrića razvoju eksperimentalne tehnike savremene fizike.

30. KVANTNA SVOJSTVA ELEKTROMAGNETNOG ZRAČENJA

30.1. ULTRAVIOLETNA KATASTROFA⁷⁰ I PLANKOV ZAKON ZRAČENJA

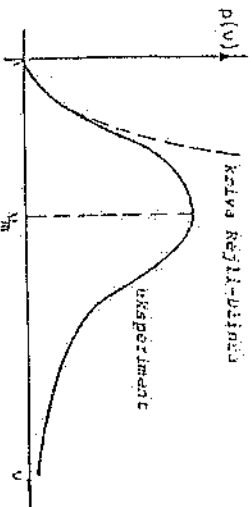
Ekperimenti u kojima je ispitivana gustina energije zračenja crnog tela (koje je opisano, v. Deo I, zračenje):

$$p(\nu) = \frac{1}{V} \frac{dE}{d\nu} \quad (30.1)$$

gde je ν — frekvencija zračenja, E — srednja energija zračenja u intervalu $d\nu$, a V — zapremina u kojoj je lokalizovana izračena energija; doveli su do eksperimentalne krive date na sl. 30.1. Kriva pokazuje da postoji neka frekvencija ν_m na kojoj je zračenje maksimalnog intenziteta i da opada ka nuli pri vrlo visokim frekvencijama (male talasne dužine) i pri vrlo niskim frekvencijama (velike talasne dužine).

Ovu eksperimentalnu krivu pokušali su, nezavisno jedan od drugoga, da objasne Rejli i Džins. Pri tome su koristili zakone klasične fizike. Oni su skup atoma crnog tela koje zrači, opisali sistemom linearnih oscilatora — električnih dipola koji osciluju stvaraju elektromagneto zračenje. Da bi dobili srednju energiju zračenja sa frekvencijom između ν i $\nu+d\nu$, oni su broj oscilatora sa frekvencijom u ovom intervalu frekvencijom množili srednjom energijom jednog linearnog oscilatora, koja prema Bolcmanovoj statistici iznosi⁷⁰:

$$E = kT,$$



Sl. 30.1

gde je k — Bolcmanova konstanta, a T — termodinamička (apsolutna) temperatura. Na taj su način dobili formulu za ukupnu energiju zračenja u intervalu od ν do $\nu+d\nu$ u obliku:

$$\frac{1}{V} \frac{dE}{d\nu} \equiv p(\nu) = \frac{8\pi kT}{c^3} \nu^2 \quad (30.2)$$

Što predstavlja parabolu prikazanu na sl. 30.1. Sa slike se jasno vidi da se Rejli-Džinsova kriva poklapa sa eksperimentalnom krivom u oblasti nižih frekvencija, ali se u oblasti visokih frekvencija ponaša potpuno suprotno. Otvuda ovaj pokušaj Rejlija i Džinsa nosi naziv „ultravioletna katastrofa“ u smislu katastrofe klasičnih

⁷⁰ Napomenimo da linearni oscilator ima jedan stepen slobode, tako da bi mu pripadala srednja kinetička energija $kT/2$, a može se pokazati da je i srednja vrednost potencijalne energije $kT/2$, tako da se sabiranjem dobija srednja vrednost lokalne energije $E = kT$.

zakonitosti u oblasti visokih frekvencija zračenja (ultravijubično područje). Iako je ova teorija pretrpela potpun neuspeh, odmah je bilo jasno da nije u pitanju računjska greška ili pogrešno odabran model u radovima Rejlija i Džinsa. Do neslaganja teorije i eksperimenta došlo je zbog toga, što korišćene klasične pretpostavke nisu dobre u oblasti visokih frekvencija.

Da bi uspeo da objasni eksperimentalnu krivu sa sl. 30.1, Plank se 1900. godine odlučuje za hipotezu po kojoj se energija oscilatora⁷¹ ne menja kontinuirano, kako tvrdi klasična fizika, već diskontinuirano, u tačno određenim iznosima, koje je on nazvao *kvantima*. Prema ovoj hipotezi, veličina jednog kvantna energije oscilatora iznosi:

$$E = h\nu \quad (30.3)$$

gde je $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Js univerzalna konstanta, kasnije nazvana Plankova konstanta. U skladu sa ovim, energija linearnog oscilatora se izražava obrascem:

$$E_n = nh\nu; \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (30.4)$$

Uvođenjem hipoteze o diskretnom karakteru energije oscilatora, Plank dolazi do obrasca za gustinu zračenja:

$$\frac{1}{V} \frac{dE}{d\nu} \equiv p(\nu) = \frac{8\pi h}{c^3} \frac{\nu^3}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (30.5)$$

Prema relaciji (30.5), očigledno je da je $p(\nu)$ pozitivno za vrednosti $\nu \gg 0$ i da teži nuli kada $\nu \rightarrow \infty$. Kako između dveju nula mora da postoji bar jedan maksimum (Rolova teorema), relacija (30.5) se u potpunosti poklapa sa eksperimentalnom krivom (sl. 30.1).

Na ovaj način uvođenjem hipoteze o kvantovanju energije oscilatora, nespojive sa klasičnim shvatanjima, Plank je uspeo teorijski da objasni dobijeni eksperimentalni rezultat za gustinu energije zračenja crnog tela.

Obrazac (30.5) izražava Plankov zakon zračenja. Iz ovog se zakona jednostavno dobijaju Bolcmanov zakon, T^4 i Vinov zakon pomeranja maksimuma (v. Deo I, prethodnje toplete zračenjem).

Ukupna energija po jedinici zapremine koju izračič crno telo na svim frekvencijama data je kao:

$$\frac{E}{V} \equiv E' = \int_0^\infty p(\nu) d\nu \quad (30.6)$$

Ako se nakon smene $x = h\nu/kT$ relacija (30.5) uvrti u (30.6) dobija se rezultat:

$$E' = 9T^4; \quad a = \frac{8\pi k^4}{15 h^3 c^3} \int_0^\infty \frac{x^3}{e^x - 1} dx \quad (30.7)$$

Što predstavlja Bolcmanov zakon zračenja, pri čemu se teorijska vrednost konstante a dobro slaže sa merenim vrednostima.

⁷¹ Treba naglasiti da u ovo vreme pojam atoma još nije bio u potpunosti razjašnjen, pa su u ovim lebrjama teorije crnog tela stvaranje oscilatorima. Kada su, kasnije, osobine atoma postale dobro poznate, došlo se do zaključka da se atomi mogu tretirati kao kvantni oscilatori.

Vinov zakon pomeranja maksimuma govori o tome kako se sa promenom temperature pomera tačka ν_m u kojoj kriva gustine zračenja ima maksimum. Do ove se zakonitosti dolazi diferenciranjem izraza (30.5) po ν , te izjednačenjem izvoda sa nulom. Ako se u relaciji (30.5) uzme da približno važi: $(e^{h\nu/kT} - 1)^{-1} \approx e^{-h\nu/kT}$, a važi za $h\nu \gg kT$, tada je:

$$f(\nu) \approx \frac{8\pi h}{c^3} \nu^3 e^{-h\nu/kT}$$

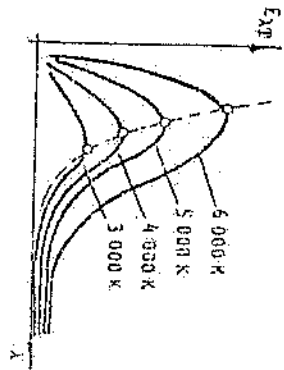
Izjednačenjem izvoda prethodnog izraza sa nulom dobija se:

$$\nu_m = \frac{3k}{T}$$

ili, kako je $\nu_m = c/\lambda_m$, može se napisati:

$$\lambda_m = bT^{-1}; \quad b = \frac{ch}{3k} \quad (30.8)$$

Sl. 30.2



Relacija (30.8) izražava Vinov zakon pomeranja maksimuma, a može da se formuliše na sledeći način: Sa porastom temperature crnog tela maksimum energije se pomera ka manjim talasnim dužinama (sl. 30.2). Brojna vrednost konstante proporcionalnosti b se lakode slaže sa merenjima i iznosi:

$$b = 2,897790 \cdot 10^{-3} \text{ Km} \quad (30.9)$$

Kod Sunčevog zračenja maksimum spektralne energijske emitancije leži u zutozelenom delu spektra pri talasnoj dužini oko 555 nm. Ovom maksimumu, prema Vinovom zakonu (30.8), odgovara temperatura:

$$T = 2,897 \cdot 10^{-3} / 5,55 \cdot 10^{-7} \approx 5100 \text{ K.}$$

Na svetlosti ove talasne dužine (svetlost zelene boje), kao što je poznato, ljudsko oko najosetljivije, što je posledica prilagodavanja u toku duge evolucije života na Zemlji.

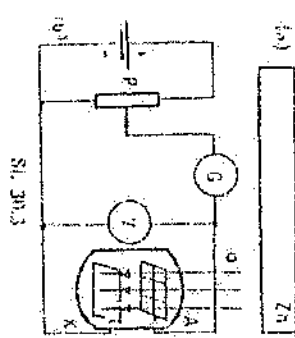
30.7. FOTOLEKTRIČNI EFEKAT AJNSTAJNOVA FORMULA

Pojava se pod dejstvom elektromagnetnog zračenja iz metala oslobađaju elektroni naziva se *fotolektrični efekat*. Ako se, na primer, ploča od cinka (sl. 30.3. a) osvetli iz nje izlazu elektroni. Ona se tada, ukoliko je električno izolovana, naelektriše pozitivno.

Pojava fotoelektričnog efekta se jednostavno može izučavati na način prikazan na sl. 30.3. b. Vakuumska cev od kvarnog stakla ima dve elektrode, anodu A i katodu K , koje su preko galvanometra G i posredstvom potencijometra P vezane za izvor jednosmerne EMKS. Svetlosni fluks Φ prolazi kroz mrežastu anodu i pada na katodu. Pod dejstvom ove svetlosti elektroni bivaju izbačeni iz metalne katode. Polje anode usmerava oslobodjene elektrone (fotoelektrone) koji odlaze na anodu i tada u zračnom kola teže struja čiji intenzitet pokazuje galvanometar. Ova struja se naziva *fotostrija*. Ispitivanjem zakonitosti kod fotoefekta utvrđeno je:

— da zruci kraćih talasnih dužina proizvode veću brzinu elektrona iz istih metala. Maksimalna kinetička energija izbačenih elektrona raste linearno sa povećanjem frekvencije zračenja (sl. 30.4),

— da je broj izbačenih elektrona iz katode srazmeran fluksu zračenja Φ .



Sl. 30.3

— da se fotoefekat javlja samo pod dejstvom zračenja čija je talasna dužina manja od neke granične talasne dužine λ_0 karakteristične za materijal na kojem se fotoefekat izvodi i naziva se *crvenom granicom fotoefekta*. Graničnoj talasnoj dužini λ_0 odgovara neka granična frekvencija $\nu_0 = c/\lambda_0$. Na primer, za cezijum je $\lambda_0 = 625 \text{ nm}$, za kalijum $\lambda_0 = 555 \text{ nm}$, za cink $\lambda_0 = 310 \text{ nm}$ itd.

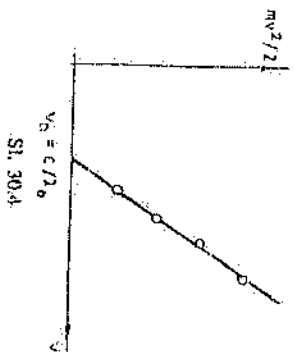
Emitisja elektrona pod dejstvom elektromagnetnih talasa može se klasično shvatiti kao rezonantni proces u kojem elektron prima energiju od talasa, dok se ne otkine od metala. Kod ovakvog procesa energija elektrona treba da zavisi od fluksa (a ne od frekvencije) zračenja, te ne postoji ni crvena granica emisije. Međutim, ponašanje elektrona u fotoefektu je takvo kao da su pretrpeli sudar sa nekom česticom i zbog toga izleteli iz metala.

Ove eksperimentalne činjenice Ajnštajn objašnjava time, da se svetlost iako se prostire kao talas, pri apsorpciji ponaša kao snop delića. Kvantna energije. On time daje i fizički smisao Plankovoj pretpostavci o diskontinuiranoj promeni energije atomskih oscilatora pri emisiji. Energiji oscilatora se menja na ovaj način, jer se svetlost i emituje u vidu kvantna energije $\mathcal{E} = h\nu$. Na osnovu Ajnštajnovog stava da se svetlost emituje i apsorbuje u vidu kvantna koji se nazivaju fotoni, objašnjenje zakona fotoefekta je jednostavno. Naime, kada foton padne na telo i bude apsorbovan, deo energije se uložiti na izlazni rad elektrona A , a drugi se deo pretvara u kinetičku energiju elektrona $m\nu^2/2$. Na osnovu zakona o održanju (Konzervaciji) energije, sledi Ajnštajnova relacija za fotoefekat:

$$h\nu = \frac{1}{2}m\nu^2 + A \quad (30.10)$$

Eksperimenti su u potpunosti potvrdili ispravnost Ajnštajnovе formule, relacije (30.10).

Fotoefekat je proces, sve ili nimala, jer foton potpuno nestaje pri izbacivanju elektrona ili do interakcije fotona sa elektronom ne dolazi (narodito ako foton nema dovoljnu energiju da izazvi efekat). Prema tome, ne izbacuje elektron svaki foton koji padne na površinu supstance, iako fotoni imaju dovoljnu energiju za pomeriti



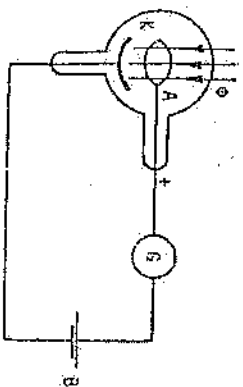
Sl. 30.4

proces. Eksperimentalno je dokazano da obično samo manje od 1% fotona izaziva fotoefekat. Na osnovu zakona o održanju količine kretanja može se dokazati da je fotoefekat izvodljiv samo na vezanom elektrону. Uspeh Ajnštajnovog tumačenja fotoefekta, koje svetlosti pripisuje korpuskularna svojstva nije doveo do povratka na isključivo Njutnovu korpuskularnu teoriju o prirodi svetlosti, jer su i talasne osobine svetlosti (difrakcija, interferencija i polarizacija) bile nepobitno utvrđene (ogledni Junga i Frenela). Ovo je navelo na ideju o *dualnoj prirodi svetlosti* u tom smislu, što se ona u nekim eksperimentima ponaša kao talas, a u drugim kao čestica. Ideje o dualnoj prirodi svetlosti generisao je kasnije Luj de Brojli.

3. Primene fotoelektričnog efekta

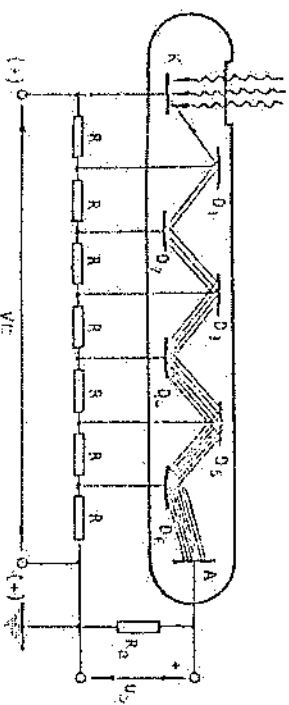
Fotoelektrični efekat može da se dogoditi na dva načina. Prvi način je onaj kada elektroni prime dovoljnu energiju da izlete u spoljašnji prostor. Ovo je *spoljašnji fotoelektrični efekat*. U drugom slučaju, koji se javlja kod dielektrika i poluprovodnika, primljena energija nije dovoljna da elektroni napuste telo, ali je dovoljna da pobudi (eksituje) elektrone, što se izražava povećanjem provodljivosti, odnosno smanjenjem specifične električne otpornosti tela. Ova se pojava naziva *unutrašnji fotoelektrični efekat*.

Najviše rasprostranjeni uređaji koji rade na principu fotoelektričnog efekta jesu *fotocelije*. Razlikuju se fotocelije sa spoljašnjim ili unutrašnjim fotoelektričnim efektom.



Sl. 30.5

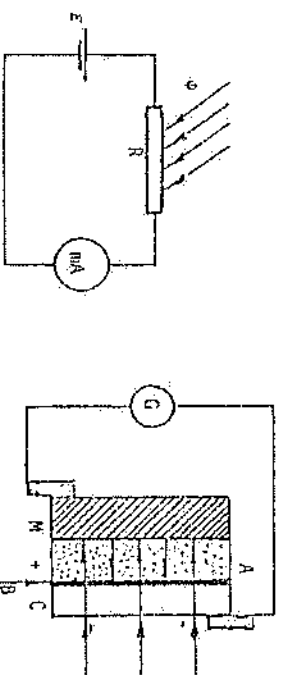
— **Fotocelija sa spoljašnjim fotoelektrinom.** Jedna vrsta fotocelije prikazana je na sl. 30.5. U visoko evakuisanoj staklenoj (kvarcnoj) cevi (vakuumska fotocelija) elektrodi sistem sačinjavaju katoda K, prevećena slojem fotoosetljivog materijala (na primer, cezijum oksid) i anoda A (žica ili mrežica). Osvetljena katoda emituje elektrone koji se kreću ka anodi i zatvaraju strujno kolo. Jačina struje koja se očitava na galvanometru G približno je srazmerna fluksu zračenja. Onda se vakuumaska fotocelija može koristiti za merenje osvetljenosti i jačine svetlosti. Napon napajanja je obično 100 V. Za pojačavanje fotostruje koristi se *fotomultiplikator* (sl. 30.6). To je sekundarna emisija elektrona je pojava kada elektroni izbacuju elektrone iz ma-



Sl. 30.6

terijala. Pri tome jedan primarni elektron može da izbaci više sekundarnih elektrona. Vakuumska cev fotomultiplikatora sadrži sledeće elektrode: katodu K, anodu A i dinode D. Elektrode su priključene na naponu napajanja preko razdelnika napona R, tako da im potencijal raste od katode ka anodi. Zračenje putem fotoelektra izbacuje primarne elektrone iz katode. Primarni elektroni pod dejstvom električnog polja kreću se od katode prema prvom dinodi D₁ iz koje mogu da izbacе (3—10 puta) veći broj sekundarnih elektrona. Novoozbodene elektrone ubrzava sada druga dinoda D₂, koja se nalazi na višem potencijalu od D₁. Na taj se način proces množenja (multiplikacije) elektrona ponavlja onoliko puta koliko ima dinoda, zbog čega na anodu A stigne daleko veći broj elektrona, nego što je pošlo sa katode K. Kod savremenih fotomultiplikatora postavlja se 8—14 dinoda, a anodna struja se uvećava i do 10⁶ puta. Podsebnom konstrukcijom se postiže da anodna struja, bez obzira na veliko pojačanje, ostaje srazmerna ulaznom svetlosnom fluksu.

— **Unutrašnji fotoefekat i fotoelementi.** Sem opisanog, spoljašnjeg fotoelektra, danas se koristi i unutrašnji fotoefekat. Ovaj se efekat svodi na premeštanje elektrona unutar dielektrika ili poluprovodnika sa jednog energetskog nivoa na drugi pod uticajem svetlosti. Ako je energija fotona $h\nu$ veća od širine zabranjene zone, elektron posle apsorbicije prelazi iz valentne u provodnu zonu, čime se povećava električna provodljivost. Supstance koje pokazuju unutrašnji fotoefekat nazivaju se *fotodijernici*. Danas se fotodijernici najčešće izrađuju od poluprovodničkih materijala kao što su selen, silicijum i germanijum. Na sl. 30.7 prikazana je shema veze fotodijernika kao fotoelementa za merenje intenziteta svetlosti. Kada fotoelement R nije osvetljen, njegova otpornost ima vrednost oko 1 M Ω i jačina struje kroz miliampermetar je praktično jednaka nuli. Međutim, ako se takav otpornik osveti dovoljno intenzivno, otpornost mu se smanjuje 100 do 1000 puta, a jačina električne struje, prema Ohmovom zakonu za zatvoreno kolo, dostiže značajnu vrednost.



Sl. 30.7

Sl. 30.8

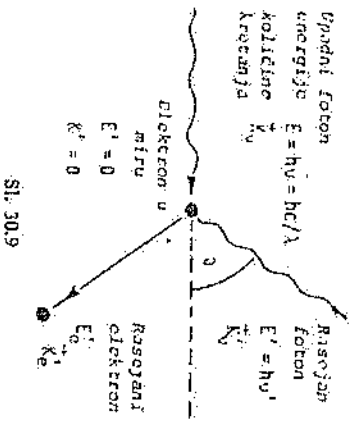
Danas su veoma rasprostranjeni fotocelije sa zaprečnim slojem (fotoelementi) čiji je jedan tip prikazan na sl. 30.8. Fotoelementi se sastoje od gvozdeno pločice M, pokriveno slojem seleno A, na koji je nanosen poluprozračni sloj zlata ili drugog metala C. Na granici između selenkog i zlatnog sloja obratno se zaprečni sloj B. Ako se sloj zlata preko galvanometra G spoji sa gvozdenom pločicom, a selenki sloj osvetli, tada kvanti svetlosti izbijaju iz seleno elektrone, a ovi kroz zaprečni sloj prelaze u sloj zlata. Galvanometar tada pokazuje struju u kolu tj. fotostruju. Elektroni mogu prelaziti samo iz seleno u zlato, u suprotnom smeru, kretanje elektrona sprečava zaprečni sloj (potencijalna barijera).

Unutrašnji fotoefekat se danas koristi za pretvaranje svetlosne (Sunčeve) energije u električnu. Takve se čelije obično izrađuju u obliku *solarnih baterija*, čiji je stepen korisnog dejstva 6—8%. Najvešće su u upotrebi silicijumske fotočelije. Njihova je primena danas vrlo široka, a posebno na veštačkim satelitima i kosmičkim letelicama.

30.3. KOMPTONOV RASEJANJE

Prilikom fotoefekta (prethodno opisan), foton pri sudaru predaje elektronu celokupnu svoju energiju.

Međutim, ako je opis elektromagnetnog zračenja kao snoga fotona ispravan, između fotona i elektrona mora da postoji i takva interakcija u kojoj foton predaje elektronu samo deo svoje energije. U principu se razmena energije kod ovog procesa pokorava zakonima o održanju energije i impulsa (količine kretanja) na sličan način kao i pri opisu elastičnog mehanikskog sudara dve kugle. Proces rasejanja fotona na slobodnom (slabo vezanom) elektronu je prikazan na sl. 30.9. Primerom zakona



Sl. 30.9

o održanju energije $E'' = h\nu' - h\nu$ i zakona o održanju količine kretanja $\vec{K} = \vec{K}' + \vec{K}''$, (uzimajući da je masa mirovanja fotona $m_0 = 0$), dobija se uz korišćenje relativističke veze za impuls i energiju zakon promene talasne dužine fotona:

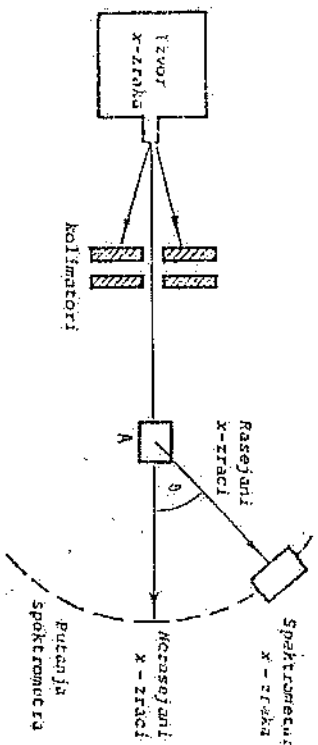
$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \varphi) \quad (30.11)$$

gde je m_0 masa mirovanja elektrona.

Formulu (30.11) je prvi izveo Kompton 1920. godine i njom je opisao rezultate svojih eksperimenata u kojima je izučavao rasejanje monohromatskih rendgenskih zraka na raznim materijalima. Rasejanje elektromagnetnih talasa, kod kojih se menja talasna dužina, naziva se, zbog toga, *Komptonovo rasejanje*.

Schematski prikaz Komptonovog eksperimenta dat je na sl. 30.10. Kollimatori formiraju uzak snop X-zraka koji se rasejaju na određenom materijalu A i posle rasejanja se registruju u spektrometri. Spektrometar, kojim se meri talasna dužina λ

i intenzitet X-zraka, može da knuži oko rasejivača i na taj način registruje zrake rasejane pod različitim uglovima φ .



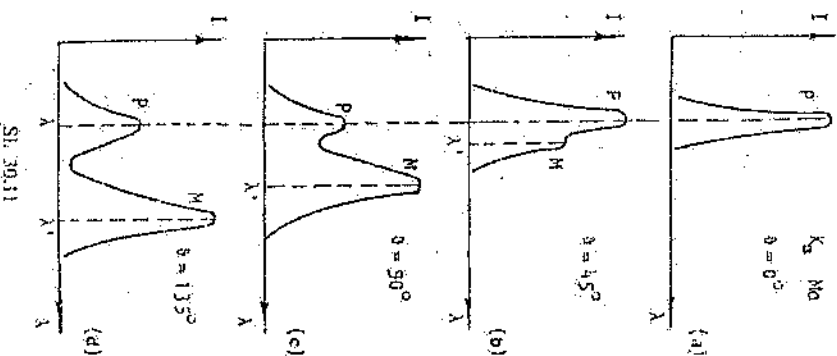
Sl. 30.10

Ispitivanja na opisani način rasejanje X-zračenja na različitim supstancama, Kompton je primetio da se u rasejanom zračenju, osim zračka talasne dužine λ , koja se poklapa sa talasnom dužinom upadnih zraka, nalaze i zraci čija je talasna dužina λ' veća od λ .

Razlika $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$ ne zavisi od talasne dužine, upadnog ugla zračenja i prirode supstance na kojoj se rasejanje vrši, nego samo od ugla pod kojim se to rasejanje posmatra.

Rezultati merenja rasejanja karakterističnog K_{α} X-zračenja molibdena na grafitu su prikazani na sl. 30.11. Pod uglom $\varphi = 0^\circ$ (sl. 30.11. a) vidi se da je $\lambda' = \lambda$, što je u skladu sa relacijom (30.11), te se registruje samo jedna linija. Pri rasejanju pod većim uglovima (sl. 30.11. b, c, d) javlja se još jedna linija M čija se talasna dužina menja sa uglom rasejanja prema zakonu (30.11).

Svojom je radovima Kompton dao još jedan važan dokaz o kvantnoj prirodi elektromagnetnog zračenja.



Sl. 30.11

Svetlost izvodi mehaničko dejstvo, koje se ispoljava u obliku pritiska na površinu tela koja je osvetljena. Ovaj pritisak je eksperimentalno izmeren (Lebedev, 1900. god.) i za Sunčeve zrake koji padaju na površinu i bivaju apsorbovani, njegova vrednost iznosi $p \approx 4 \times 10^{-6}$ Pa. Pojava svetlosnog pritiska se može veoma jednostavno objasniti na osnovu kvantne predstave o prirodi svetlosti. Za energiju fotona mora se konstitui relatiivistička veza između energije E i impulsa (količine kretanja) p :

$$E = \sqrt{m_0^2 c^4 + p^2 c^2} \quad (30.12)$$

kako se na osnovu poznatih eksperimenata fotonu pripisuje masa mirovanja $m_0 = 0$, to se relacija (30.12) može napisati:

$$E = pc \quad (30.13)$$

Kako je sa druge strane energija fotona, prema Ajnštajnu data kao $E = h\nu$, impuls fotona može da se poveže sa njegovom frekvencijom i talasnom dužinom:

$$p = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda} \quad (30.14)$$

Intenzitet monohromatskog svetlosnog talasa I , čija je frekvencija ν , može da se predstavi kao fiks fotona energije $h\nu$ u jedinici vremena i kroz jedinicu površine; gde je N broj fotona, koji u jedinici vremena dođe do jedinice površine tela.

$$I = Nh\nu \quad (30.15)$$

gde je N broj fotona, koji u jedinici vremena dođe do jedinice površine tela.

Neka se N_1 fotona apsorbuje, a N_2 odbije od tela. Koefficient odbijanja je:

$$\frac{N_2}{N} = \rho \quad (30.16)$$

Na osnovu zakona o održanju impulsa, pri apsorpciji fotona telo prima impuls $h\nu/c$, dok pri elastičnom odbijanju fotona tela dobija impuls $2h\nu/c$. Na osnovu izloženog, pritisak svetlosti p može se izraziti kao:

$$p = \frac{F}{S} = \frac{\Delta p}{S \Delta t} = N_1 \frac{h\nu}{c} + N_2 2 \frac{h\nu}{c} \quad (30.17)$$

Dobijen izraz se može napisati u obliku:

$$p = (N_1 + N_2) \frac{h\nu}{c} + \frac{N}{N} N_2 \frac{h\nu}{c} \quad (30.18)$$

Kako je $N_1 + N_2 = N$, uvođenjem relacija (30.15) i (30.16) u (30.18) dobija se konačan i eksperimentalno proveren izraz za pritisak svetlosti:

$$p = \frac{I}{c} (1 + \rho) \quad (30.19)$$

31. OSNOVNE PREDSTAVE O ATOMU I ZRAČENJU ATOMA

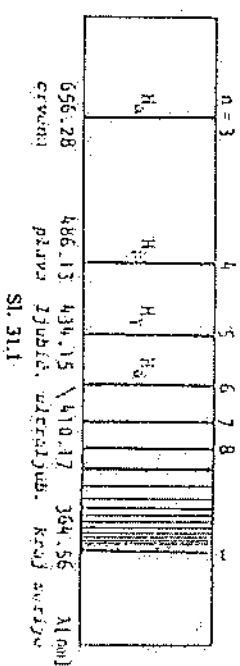
31.1. ATOMSKI SPEKTRI I PRVI MODELI ATOMA

Naučnici XIX veka, iako su prihvatili ideju da se hemijski elementi sastoje od atoma, i stvart o samim atomima ništa nisu znali.

Krajem XIX veka se nakupilo dovoljno eksperimentalnih podataka koji su ukazivali na složeniju gradnju atoma. Metodama kinetičke teorije gasova neposredno je dokazano da su dimenzije atoma reda 10^{-10} m. Ispitivanje električnog pražnjenja u gasovima, elektroliza, otkriće katodnih i kanalskih zraka, potvrđuje da električno neutralni atomi sadrže negativne (elektroni) i pozitivne delove. Bilo je poznato da su mase elektrona nekoliko hiljada puta manje od mase atoma, pa se pretpostavljalo da čestice čija su naelekttrisana pozitivna, čine glavni deo mase atoma. Atom kao sistem sa naelekttrisanim delovima, identifikovan je kao izvor svetlosti i toplotnog zračenja.

Primećeno je da pobudeni izolovani atomi, u razređenom gasu ili parama metala, emituju spektar koji se sastoji od većeg broja diskretnih i razdvojenih spektralnih linija (linijski spektar). Još polovinom prošlog veka utvrđeno je da linijski spektri atoma pokazuju karakteristične elementarne koji ih emituju. Primećeno je da vodonikov spektar sadrži veći broj grupa linija. Takve se grupe nazivaju serije. Talasne dužine linija iz vidljive spektralne serije vodonika, prikazane na sl. 31.1, mogu se računati pomoću obrascu koji je na osnovu eksperimenata otkrio Balmer 1885. godine:

$$\lambda = B \frac{n^2}{n^2 - 4} \quad (31.1)$$



gde je $n=3, 4, 5, \dots$, uvek ceo broj, a $B=364.56$ nm je ultraljubičasta granica serije koja je poznata pod nazivom *Balmerova serija*. Ako se umesto talasne dužine uvede talasni broj $\tilde{\nu}$, može se relacija (31.1) napisati u obliku:

$$\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (31.2)$$

Uvođenjem konstante $R_H = 4/R$, relacija (31.2) postaje:

$$\tilde{\nu} = R_H \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad n = 3, 4, 5, \dots \quad (31.3)$$

⁷⁸ Talasnom brojem $\tilde{\nu} = 1/\lambda$ se zadaje broj talasa po jedinici dužine. Broj talasa na 2π oznaka se (V. Deo 1, talasno kretanje) sa k ($k = 2\pi/\lambda$).

Konstanta R_H se naziva *Ridbergova konstanta* (u čast švedskog spektroskopičara Ridberga) i njena vrednost za vodonik iznosi:

$$R_H = 1,096\,775\,854 \times 10^7 \text{ m}^{-1}.$$

Daļim se ispitivanjem radene i druge serije linijskog spektra vodonika i to u ultraljubičastom i infracrvenom području. Prvih pet serija dato je u tabeli 31.1. Takasni brojevi svih serija u spektru vodonika mogu se izraziti opštim obrascem:

$$\bar{\nu} = R_H \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (31.4)$$

Tabela 31.1

Serija	Obrasc	Spektralno područje
Ljutenova	$\bar{\nu} = \frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right), n=2, 3, 4, \dots$	ultraljubičasto
Balmereva	$\bar{\nu} = \frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right), n=3, 4, 5, \dots$	vidljivo i ultraljubičasto
Pašanova	$\bar{\nu} = \frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right), n=4, 5, 6, \dots$	infracrveno
Brekegova	$\bar{\nu} = \frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right), n=5, 6, 7, \dots$	infracrveno
Fundovna	$\bar{\nu} = \frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right), n=6, 7, 8, \dots$	infracrveno

gde je m redni broj serije, a n je ceo broj čija je vrednost data kao: $n=m+1, m+2, m+3, \dots$. Ukoliko se izvrši zamena $T_m = R_H/m^2$ i $T_n = R_H/n^2$, tada je talasni broj jednak razlici vrednosti koje se nazivaju *termovi*, tj.

$$\bar{\nu} = T_m - T_n \quad (31.5)$$

Svi navedeni eksperimentalni podaci govore o pojedinim osobinama atoma. Jedinstvena fizicka sika iz koje bi se mogle predvideti i izračunati sve ove osobine naziva se *model atoma*. Kako se broj eksperimentalnih podataka o atomu povećavao, tako su i pretpostavljeni modeli atoma bili sve tačniji.

Prvi model je predložio V. Tomson⁷⁹, a razradio ga je Dž. Dž. Tomson⁸⁰. To je stariji model atoma. Prema ovom modelu, atom je jedna sfera poluprečnika oko 10^{-10} m. Ova je sfera homogena ispunjena homogeno naelektrisanom materijom u koju su usadani negativni elektroni. Ti elektroni se kreću, pretežno oscilujući oko svojih ravnotežnih položaja. Tomsonov model podseća na raspored kuglica u jagodi. Elektroni su kuglice, a pozitivno naelektrisana lopta odgovara mesu jagode u kojoj su kuglice usadane na različitim dubinama.

⁷⁹ W. Thomson, lord Kelvin (1824—1907).
⁸⁰ J. J. Thomson (1856—1940), engleski fizičar, radio je na položaju šefa Kevendšove fizicke laboratorije na Univerzitetu u Kembridžu. Ova je laboratorija bila veliki centar za istraživanja strukture atoma.

Na osnovu ovog modela mogu se kvalitativno razumeti fenomen kao što je prižanjenje u gasovima i elektroлиза. Kada elektron napusti atom, ostaje pozitivan jon. Takav elektron može ostati slobodan ili se priključiti drugom atomu i formirati sa njime negativan jon. Emisiju svetlosti ovaj model nije mogao objasniti.

Drugi model atoma dao je Ernest Raderford⁸¹ 1911. godine. Analizom svojih eksperimenata, a kojima je ispitivao raseljaje čestica (vodonikovo jonizovani atomi He) na tankim metalnim folijama, on je došao do veoma značajnog otkrića. Pokazalo se da atom nije homogeno ispunjen materijom, već je skoro celokupna masa atoma koncentrisana u pozitivnom jezgru, čiji je prečnik reda veličine 10^{-14} m. Na osnovu otkrića atomskog jezgra, Raderford je formulisao *dinamički* ili *planetarni model* atoma, koristeći analogiju sa planetarnim Sunčevim sistemom: atom se sastoji od jednog pozitivno naelektrisanog jezgra oko kojeg kruže negativno naelektrisani elektroni (kao planete oko Sunca). Broj pozitivnih elementarnih naelektrisanja u jezgru jednak je broju elektrona u omotaču i odgovara rednom broju elementa u periodnom sistemu. S obzirom da su dimenzije atoma reda veličine 10^{-10} m, samo je neznatan deo zapremine atoma ispunjen jezgrom i elektronima.

Svojim je modelom Raderford uspostavio ispravne osnovne postavke o rasporedu materije u atomu. Međutim, ovaj model interpretiran zakonima klasične fizike nije mogao da objasni stabilnost atoma i linijski karakter atomskih spektara. Prema zakonima klasične mehanike planetarni atom može da bude u dinamičkoj ravnoteži, samo ako elektroni kruže po nekim putanjama oko jezgra. Međutim, prema zakonima klasične elektrodinamike, ako se elektron kreće ubrzano, stalno emituje energiju u obliku elektromagnetnih talasa. Jasno je, da bi energija elektrona u atomu pri kruženju opadala i oni bi se postepeno približavali jezgru. Znači atom ne bi bio stabilan, a usled stalne promene frekvencije kruženja zračio bi kontinualni spektar.

Ove su poteškoće navele Nilsa Bora⁸² da radikalno odstupa od ideja klasične fizike i da dinamiku atoma pokuša da opiše pomoću novih pretpostavki o kvantnoj prirodi fizickih veličina u mikrosvetu.

31.2. BOROVI MODEL ATOMA

a. Borovi postulati

Polazeći od eksperimentalnih činjenica dobijenih proučavanjem spektara atoma vodonika i ostalih elemenata kao i od opisane protivurečnosti Raderfordovog modela Nils Bor je istakao da u svetu mikroobjekata vladaju fizicki zakoni koji se ne mogu razumeti na osnovu predstava o ponašanju materije u makrosvetu koje su zamišljane u zakonima klasične fizike. To znači da se mikrosvet nikako ne može opisati na osnovu striktnih analogija sa makrosvetom (planetarni model, itd.), već

⁸¹ Ernest Raderford (1871—1937), engleski fizičar, potekom sa Novog Zelanda. Raderford je bio učeni Dž. Dž. Tomsona, a u njegove učeničke se ubrajaju Mosisl, Čedvik (Čindvik, otkrivač neutrona), Gajger i Bor. Za rad na radioaktivnosti Raderford je 1908. godine dobio Nobelovu nagradu za fiziku. Zbog kasnijih radova u atomskoj fizici proglašen je za britanskog plemića. Sabranjen je u Vestminsterskoj opetnji u blizini groba Njutna i Jorda Kelvina.

⁸² Niels Bohr (1886—1962), danski fizičar, U znak priznanja za izvanredne rezultate iz oblasti teorije o strukturi atoma, Bor je dobio Nobelovu nagradu 1922. godine. Godine 1943. beži iz okupirane Danske u Englesku. U SAD je pružio znatnu pomoć u izradi atomskog oružja, a posle rata se vratio u Institut za teorijsku fiziku u Kopenhaganu, koji je osnovao 1920. godine. U poslednjim godinama života zalagao se za mitrojbivnu primenu atomske energije.

samo pomoću postuliranih novih fizikih zakona koji direktno opisuju rezultate eksperimenata na mikroobjektima. Ovakav je način razmišljanja kasnije doveo do formulacije svih zakona kvantne mehanike. Bor je klasično „neštvačljivo“ ponašanje atoma opisao sa svoja dva postulata:

1. *Atom se može naći u nizu diskretnih stacionarnih stanja u kojima niti zrači niti apsorbuje energiju. Stanje atoma je stacionarno ako se elektron nalazi u takvoj orbiti u kojoj je moment impulsa elektrona jednak celobrojnom umnošku konstante $h/2\pi$:*

$$L = rmv = n \frac{h}{2\pi}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (31.6)$$

Ovim je postulatom opisana stabilnost atoma. U atomu se elektron može kretati i ubrzano, a da pri tome, elektromagnetnim zračenjem, ne gubi svoju energiju. Elektron se, međutim, ovako ponaša samo na nekim orbitama čiji je poluprečnik određen relacijom (31.6). Pokazano je kasnije (u daljem tekstu) da je uslov stacionarnosti elektronskih orbita (31.6) posledica talasnog karaktera kretanja elektrona.

2. *Atom prima ili emituje energiju u vidu kvanta elektromagnetnog zračenja energije $h\nu$ u prilikom prelaza između stacionarnih stanja.*

Ako se pre emisije atom nalazi u stacionarnom stanju energije E_m , a prilikom zračenja prelazi u stacionarno stanje niže energije E_n , energija kvantna zračenja određena je zakonom o održanju energije:

$$h\nu = E_n - E_m \quad (31.7)$$

Ovim postulatom, koji je u suštini prilagodjenje Plankovih i Ajnštajnovih ideja o kvantnoj prirodi elektromagnetnog zračenja, Bor opisuje limijski karakter atomskih spektara. Ovaj postulat kvantnih skokova ostavlja otvoreno pitanje zašto nije moguće zapaziti atom u toku emisije u nekom nestacionarnom međustanju. Odgovor na ovo pitanje sadržan je u kvantnomehničkim relacijama neodređenosti.

b. Energetski nivoi i spektri vodonika u Borovoj teoriji

Na osnovu Rutherfordovog modela i svojih kvantnih postulata, Bor je razvio teoriju atoma sa jedinim elektronom (vodonika ili jona teških elemenata).

U ovom modelu atoma elektron obilazi oko jezgra po kružnoj orbiti koja je određena sa dva slova: jedinim klasičnim i jednim kvantnim. Klasični uslov izražava jednakost Kulonove elektrostatičke i mehaničke centripetalne sile, odnosno:

$$\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{ze^2}{r^2} = \frac{mv^2}{r} \quad (31.8)$$

gde je: m — masa elektrona, e — elementarno naelektrisanje (naelektrisanje elektrona, odnosno protona), v — brzina elektrona, z — redni broj datog elementa i ϵ_0 — dielektrična propusljivost (permitivnost) vakuma. Kvantni uslov za poluprečnik stacionarne orbite daje prvi Borov postulat, relacija (31.6). Na osnovu relacija (31.6) i (31.8) dobija se poluprečnik n -te stacionarne orbite:

$$r_n = \frac{\epsilon_0 h^2}{\pi m z e^2} n^2, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (31.9)$$

Relacija (31.9) pokazuje da se radijusi orbita menjaju u skokovima i da je njihova dužina srazmerna kvadratu rednog broja orbite.

Energija elektrona u n -toj orbiti E_n jednaka je zbiru njegove kinetičke $E_k = mv^2/2$ i potencijalne $E_p = -ze^2/4\pi\epsilon_0 r_n$ energije. Zamenom mv^2 iz relacije (31.8) dobija se:

$$E_n = E_k + E_p = -\frac{1}{8} \frac{ze^2}{\pi\epsilon_0} \frac{1}{r_n} \quad (31.10)$$

ako se r_n iz (31.9) zameni u (31.10) dobija se:

$$E_n = -\frac{z^2 m e^4}{8 \epsilon_0^2 h^2} \frac{1}{n^2} \quad (31.11)$$

Prema jednostavnoj Borovoj teoriji energija elektrona u datoj stacionarnoj orbiti, odnosno u određenom kvantnom stanju, zavisi samo od jednog kvantnog broja n . U kvantnoj mehanici se kvantni broj čija vrednost najviše utiče na energiju stanja naziva *glavni kvantni broj*. Iz (31.11) se vidi da elektron ima diskretne vrednosti energije delimsane celim brojem n i da su te energije negativne u odnosu na nulu u beskonačnosti, gde je potencijalna energija elektrona jednaka nuli.

Analizom relacija (31.9) i (31.11), s obzirom na činjenicu da su energije elektrona negativne, dolazi se do zaključka da je energija veća na energetskom nivou većeg radijusa. Ako se ovaj zaključak poveže sa drugim Borovim postulatom, po kojem elektron emituje (ili apsorbuje) energiju samo prilikom skoka sa jednog nivoa na drugi, tada je jasno da elektron emituje energiju skokom sa daljeg nivoa na nivo bliži jezgru, a ukoliko energiju apsorbuje, mora da pređe na nivo većeg radijusa. Prilikom skoka sa nivoa n na nivo m ($m < n$) elektron emituje kvant svetlosne energije $h\nu$, pa se na osnovu postulata (31.7) može pisati:

$$h\nu = E_n - E_m = \frac{m z^2 e^4}{8 \epsilon_0^2 h^2} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right),$$

ili, kako je $\nu = 1/\lambda = v/c$, to je:

$$\bar{\nu} = \frac{m z^2 e^4}{8 \epsilon_0^2 c h^3} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad m < n \quad (31.12)$$

Na taj se način dolazi do uopštene Balmerove formule (31.4), pri čemu se za Ribbergovu konstantu ($z=1$, za vodonik) dobija vrednost:

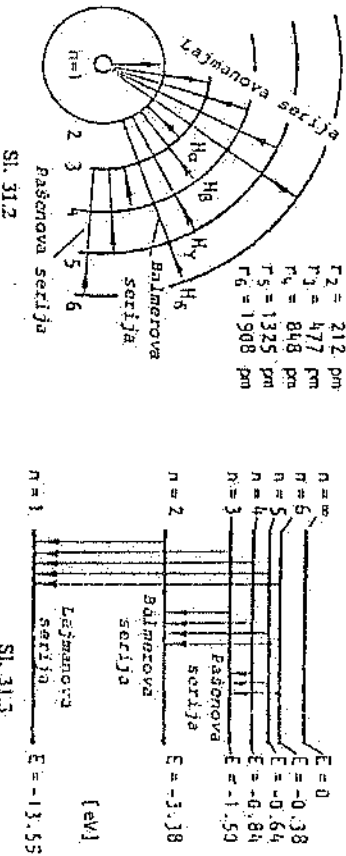
$$R_{\infty} = \frac{m e^4}{8 \epsilon_0^2 c h^3} = 1.097373177 \text{ m}^{-1} \quad (31.13)$$

koja je u dobroj saglasnosti sa eksperimentalno dobijenom vrednošću. Vidi se da Borova formula tačno određuje talasni broj spektralnih linija u atomu vodonika. Drugi deo formule (31.12) (izraz u zagrad), odgovara spektralnim terminima. Prema tome, Balmerova serija linija u vidljivom spektru nastaje skokom elektrona sa viših kvantnih putanja ($n=3, 4, \dots$) na drugu kvantnu putanju ($m=2$), odnosno crvena linija H_α nastaje skokom sa treće na drugu putanju, plava H_β linija, skokom sa četvrte na drugu putanju itd. (v. sl. 31.2). Linije Lajmanove serije u ultraljubičastom delu spektra nastaju skokom elektrona sa viših kvantnih putanja ($n=2, 3, \dots$) na prvu kvantnu putanju ($m=1$). Pašonova serija se nalazi u infracrvenom delu spektra, a nastaje skokom elektrona sa viših kvantnih putanja ($n=4, 5, \dots$) na treću kvantnu putanju ($m=3$). Na sl. 31.2 prikazani su shematski (u odsustvu prave razmere) položaji stacionarnih orbita u atomu vodonika. Kvantni skokovi između

orbitala su predstavljani strelicama. Uobičajena shema energija kvantnih stanja u atomu vodonika data je na sl. 31.3. Sem opisanih rezultata u tumačenju spektara atoma vodonika, Borov model daje dobre vrednosti i za neke osobine ovog atoma u osnovnom ($n=1$), nepobudenom, stanju. Prema tome, iz formule (31.9) se za poluprečnik nepobudenog atoma dobija vrednost:

$$r_1 = 0,53 \times 10^{-10} \text{ m,}$$

$r_1 =$	53 pm
$r_2 =$	212 pm
$r_3 =$	477 pm
$r_4 =$	848 pm
$r_5 =$	1325 pm
$r_6 =$	1908 pm



dok se, zametnom brojnih vrednosti u izraz (31.11), može izračunati energija elektrona u osnovnom stanju:

$$E_1 = -2,17 \times 10^{-18} \text{ J} = -13,55 \text{ eV.}$$

Ova poslednja vrednost je bliska vrednosti energije koju treba uložiti da se izvrši jonizacija atoma vodonika. S obzirom da su, u uslovima na Zemlji ($T \approx 300 \text{ K}$), energije haotičnog kretanja atoma i molekula reda veličine:

$$E = \frac{3}{2} kT = 3,9 \times 10^{-2} \text{ eV,}$$

jasno je da elektroni u atomu ne mogu da prime ovu energiju, jer je za to potreban minimalan iznos energije od:

$$E_2 - E_1 = 10,14 \text{ eV.}$$

Ovo je razlog zašto se u prirodi na Zemlji atomi najčešće ponašaju kao stabilni i nedeljivi delovi materijalne supstance.

Porud svih blistavih uspeha koje je Borova teorija postigla u razvoju teorije o atomu, ona nije mogla da objasni građu i položaj spektralnih linija ni najprostijih atoma sa više elektrona, kao što su helijum i litijum i nije mogla da opiše merne intenzitete spektralnih linija. Sve je ovo ukazivalo da Borova teorija, prividljivo nema dobru osnovu. Očigledno je da ova smesha klasičnih i kvantnih pretpostavki predstavljaju jednu prelaznu etapu u razvoju od klasične do kvantne mehanike. Eksperimentalni dokazi talasne prirode čestica u mikrosvetu doveli su do kompletne formulacije zakona kvantne mehanike, koji su omogućili tačan opis svih osobina atoma. Borova teorija danas ima samo istorijski značaj. Međutim, njegov metod tražiranja puteva saznanja novih detalja mikrosveta, zasnovan pre svega na rezultatima merenja, još se uvek koristi u fizici.

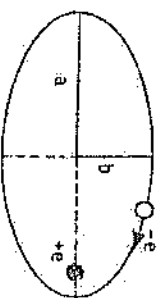
c. Zomerfeldova modifikacija Borove teorije

Štark je 1913. god. ustanovio da se spektralne linije vodonika cepaju u jakom električnom polju na više vrlo bliskih linija. Osim toga, nađeno je da spektralne linije vodonika, merene spektroskopskim velikim moći razlaganja (dispersiji), zapravo niz bliskih linija koje se po talasnoj dužini međusobno razlikuju za oko 0,005 nm. Ove pojave *fine strukture spektra* nije mogla da tumači Borova teorija, po kojoj spektralna linija određene talasne dužine odgovara tačno određenom prelazu elektrona iz jednog kvantnog stanja u drugo. Pojava cepanja spektralnih linija u niz vrlo bliskih linija, zahteva da jednoj istoj vrednosti glavnog kvantnog broja n odgovara više vrlo bliskih energijskih stanja.

Da bi rastumačio pomenute pojave Zomerfeld⁸³ je 1915. god. usavršio Borovu teoriju primenivši kvantnu teoriju uopštenije, na eliptične putanje. Zomerfeld je prepostavio da se elektron okreće oko jezgra ne samo po kružnim već i po eliptičnim putanjama, analogno kretanju planeta oko središta privlačenja (sl. 31.4). U tom je slučaju putanja elektrona određena velikom a i malom b poluosom elipse. Očigledno je da su Borove kružne putanje poseban slučaj kretanja elektrona po eliptičnoj putanji, kada je $a=b$.

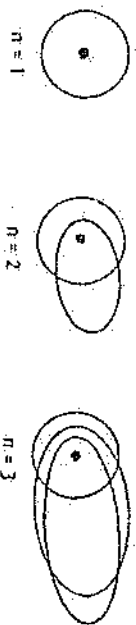
Primenivši kvantne uslove na eliptične putanje Zomerfeld je pokazao da je velika poluosaa a određena glavnim kvantnim brojem n , dok je mala poluosaa b dala relacijom:

$$\frac{a}{b} = \frac{n}{k} \quad (31.14)$$



Sl. 31.4

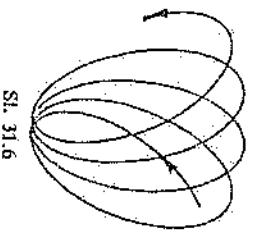
gde je k — *sporedni* ili *uzimatski kvantni broj*, koji može da ima sve celobrojne vrednosti Borove jedinice $h/2\pi$ od 1 do n . Dakle, na osnovu (31.14), oblik eliptične putanje dat je odnosom sporednog kvantnog broja k i glavnog kvantnog broja n . Na osnovu rešenog, proizlazi da kvantno stanje karakterisano glavnim kvantnim brojem n obuhvata jednu kružnu putanju i $n-1$ eliptičnih putanja koje se međusobno razlikuju po ekscentricitetu (sl. 31.5).



Sl. 31.5

Energije elektrona na kružnoj i eliptičnoj putanjanama različitog ekscentriciteta se takođe razlikuju. Zomerfeld je ovo objasnio primenom teorije relativnosti, prema kojoj se masa elektrona menja usled promene brzine. Na eliptičnoj putanji elektron ubrzava kada je bliže jezgru (jezgro se nalazi u žiži), a usporava kada je dalje od njega, što se na kružnoj putanji ne događa. Ove promene brzine uslovljavaju promene mase elektrona, pa se menja i energija. Javlja se razlika u energiji elektrona na različitim eliptičnim putanjama, tako da elektroni u eliptičnim putanjama imaju nižu energiju od onih u kružnoj putanji. Kvantni nivo određenog glavnog kvantnog broja se, prema tome, cepa u više energijskih podnivoa. Promena brzine, mase i

⁸³ A. Sommerfeld, nemački fizičar.



Sl. 31.6

energije koja se javlja pri kretanju elektrona po eliptičnoj putanji usled ubravanja izaziva i promene položaja velike poluose ellipse u prostoru, pa elektronska putanja vrši procenionu kretanje (kretanje u obliku rozete) prikazano na sl. 31.6.

Kasnije u kvantnoj mehanici sporedni kvantni broj definisan kao kvantni broj koji određuje dužinu vektora momenta impulsa elektrona usled rotacije elektrona oko jezgra. Ovakvo definisan kvantni broj obeležava se sa l i može da ima celobrojne vrednosti od 0 do $n-1$.

32. TALASNA PRIRODA MATERIJE

32.1. HIPOTEZA DE BROJJA

Kako su eksperimenti sa fotonima nedvosmisleno ukazivali na to da svetlost ima i talasne i korpuskularne osobine, Luj de Brojje⁸⁴ dolazi na misao da ova dualnost nije isključivo osobina svetlosti, već se može proširiti na sve mikroobjekte. Prenta njegovoj ideji, svaka korpuskularna masa m ima i talasna svojstva koja se mogu okarakterisati talasnom dužinom λ . Ponašanje korpuskule u eksperimentima je rezultat njene dvostruke prirode, tj. ona se u raznim fizičkim situacijama može ponašati ili kao talas ili kao korpuskula. Zavisno od situacije u kojoj se nalazi, ispoljava se jedno ili drugo svojstvo.

Saglasno izrazu (30.14) za talasnu dužinu fotona $\lambda = h/p$ De Brojje je pripisao i čestici mase m i brzine v , odnosno impulsa $p = mv$, materijalni talas talasne dužine:

$$\lambda = \frac{h}{mv} \quad (32.1)$$

Trcha da se istakne da u relaciji (32.1) m označava relativističku masu čestice koja se sa brzinom menja prema poznatom zakonu:

$$m = m_0 \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right)^{-1/2} \quad (32.2)$$

Ako se za opis talasa uvede talasni broj $k = 2\pi/\lambda$, uz pomoć često korišćene konstante dejnšajne izrazom:

$$h = h/2\pi \quad (32.3)$$

veza između čestičnih i talasnih osobina materije može se uspostaviti linearnim relacijama:

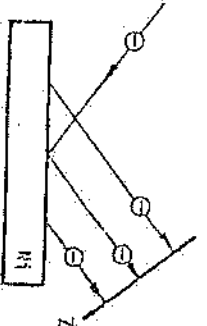
$$\begin{cases} E = h\omega \\ p = hk \end{cases} \quad (32.4)$$

Hipoteza o talasima materije može da se dokáže eksperimentima koji bi talasne osobine (difrakcija i interferencija) demonstrirali pri raseljaju različitih mikroobjekata (elektroni, protoni itd.). Analizom interferencijske slike kod ovih eksperimenata treba takođe da se potvrdi da je konstanta proporcionalnosti u jednačinama (32.4) ista za sve čestice.

⁸⁴ Louis de Brojje (1892—) francuski fizičar, profesor teorijske fizike na Sorboni; dobio Nobelovu nagradu 1929. godine. Svoju je teoriju izložio u doktorskoj disertaciji.

Prvu eksperimentalnu potvrdu De Brojjeve hipoteze dobili su Devison i Džemler 1927. godine. Oni su izvodili eksperimente sa refleksijom elektrona sa površine monokristala nikla (sl. 32.1). Rasejani elektroni padaju na zaklon Z , na kojem se biva pri refleksiji X-zraka sa jednog monokristala. Promenom energije elektrona, menjala se u skladu sa (32.4) talasna dužina De Brojjevog talasa i difrakciona slika na zaklonu.

Svi kasniji eksperimenti sa različitim česticama (α -čestice, protoni, neutroni) su potvrdili ispravnost De Brojjeve hipoteze, tako da se danas pouzdano zna da relacija (32.4) ima univerzalni karakter.



Sl. 32.1

32.2. TALASNI MATERIJE

Talasna teorija De Brojja kretanju svake čestice pripisuje određen talas. Kao prvi fizički problem pri ovom pridruživanju nameće se veza između brzine tela v i brzine talasa. Prema klasičnoj talasnoj teoriji, opisanoj ranije (Deo I, talasno kretanje), fazna brzina ω talasa De Brojja povezana je sa talasnom dužinom relacijom:

$$\omega = v\lambda = \frac{\omega}{k} \quad (32.5)$$

Kako je na osnovu (32.4):

$$\omega = \frac{E}{h} = \frac{mc^2}{h} \quad i \quad k = \frac{p}{h} = \frac{mv}{h}$$

za faznu brzinu dobija se izraz:

$$\omega = \frac{c^2}{v} \quad (32.6)$$

Otgledno je da je fazna brzina talasa materije uvek veća od brzine svetlosti C (brzina tela v je uvek manja od c), te da ne može imati direktnog fizičkog smisla niti je povezana sa brzinom kretanja tela.

Kao što je poznato iz teorije talasa, slaganjem više harmonijskih talasa obrazuju se talasne grupe. Brzina prostiranja talasne grupe (talasnog paketa) definisana je grupnom brzinom:

$$u = \frac{d\omega}{dk} \quad (32.7)$$

Grupna brzina talasa materije može se odrediti na taj način što se najpre iz (32.4) i (30.12) ω izrazi u funkciji od k :

$$\omega = \frac{E}{h} = \frac{1}{h} \sqrt{m_0^2 c^4 + p^2 c^2} = \frac{1}{h} \sqrt{m_0^2 c^4 + h^2 k^2 c^2}$$

a zatim se izračuna traženi izvod:

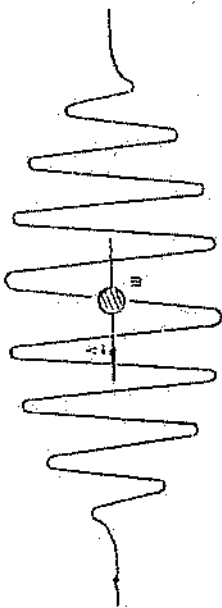
$$\frac{d\omega}{dk} = \frac{1}{2} \frac{2hk^2 c^2}{h \sqrt{m_0^2 c^4 + h^2 k^2 c^2}} = \frac{hkc^2}{E}$$

Kako je $h\nu < mv^2$ i $E = mc^2$ za grupnu brzinu se konačno dobija:

$$u = v \quad (32.8)$$

Znači da je grupna brzina talasa materije jednaka brzini kretanja tela.

Na osnovu izloženog se vidi da teorija De Brojja svakom telu pripisuje talasni paket (sl. 32.2) koji se kreće istom brzinom kao i telo.



Sl. 32.2

Uopšte govoreći, svakom se telu u kretanju može pripisati De Brojjev talas. Na taj se način i telima (makrotela) u klasičnoj mehanici mogu pripisati talasna svojstva. Na primer, telo mase $m = 10^{-3}$ kg koje leći brzinom $v = 400$ m/s ima De Brojjevu talasnu dužinu:

$$\lambda = \frac{h}{mv} \approx 1,25 \times 10^{-34} \text{ m.}$$

Kako je dobijena talasna dužina veoma mala, ona se praktično ne može registrovati, pa se talasne osobine makroskopskih tela mogu zanemariti, kao što to i čini klasična mehanika.

Iako talasi materije poseduju talasne karakteristike, oni su bitno različiti od elektromagnetnih talasa. Oni se ne zrače u prostor niti ih emituju čestice. Talasi materije predstavljaju samu česticu. Njihova grupna brzina nije jednaka brzini svetlosti i nije konstantna.

Pomoću talasne prirode kretanja elektrona u atomu može da se razume i *ad hoc* formulisani prvi Borov postulat. Ako je jezgro atoma obuhvaćeno materijalnim talasom elektrona, tada atom može biti stabilan samo u slučajju kada elektron, oko datog jezgra atoma obilazi stojići talas.

Na osnovu poznatih osobina stojićih talasa može se zaključiti da se stojići talas na kružnoj putanji, poluprečnika r , može obratovati samo ako je obim pomenute kružne putanje jednak celobrojnom umnošku talasne dužine:

$$n\lambda = 2\pi r \quad (32.9)$$

Na sl. 32.3 prikazane su: putanja a — na kojoj se formira stojići talas i putanja b — koja uslov (32.9) ne zadovoljava.

Kombinovanjem relacije (32.9) i De Brojjeve relacije (32.1) dobija se:

$$\frac{h}{mv} = \frac{2\pi r}{n}$$

Sl. 32.3

odnosno prvi Borov postulat:

$$mvr = n \frac{h}{2\pi}$$

U talasnoj interpretaciji vrednosti glavnog kvantnog broja n opisuju broj talasnih dužina elektrona na stacionarnim kružnim putanjama.

Izložena De Brojjeva slika o osnovnim osobinama talasa materije predstavlja prvi pokušaj opisivivanja dualističke prirode mikročestica. Dalja razrada ideja De Brojja dovela je do radanja kvantne mehanike, koja je uspešno prirodno da ukloni sve logičke poteškoće vezane za razumevanje ponašanja čestica mikroskopa.

32.3. ELEKTRONSKI MIKROSKOP

Rezolucija (moć razlaganja) optičkog mikroskopa je ograničena relativno dugačkom talasnom dužinom vidljive svetlosti. Stoga, radi povećanja rezolucije, neophodno je konstitui zračenje kraće talasne dužine. Na žalost, za X ili γ zračke ne postoje sočiva (ili ogledala) pa je rešenje bilo kakvog optičkog instrumenta, prema forme i mikroskopa, su ovina zračenja nemoguće. Pokazalo se, međutim, da svaka čestica mase m koja se kreće brzinom v , poseduje i osobine talasa, talasne dužine λ date izrazom (32.1)

$$\lambda = \frac{h}{mv}$$

gde je h Plankova konstanta ($h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Js). Proizskom čestice melektronsane naelektrisanimje e , kroz potencijalnu razliku (napon) U , njena potencijalna energija se menja za eU . Kada je ova čestica pošla bez početne brzine (praktično sa vrlo malom brzinom) i kada se celokupno smanjenje energije eU pretvori u kinetičku energiju $E_k = \frac{1}{2}mv^2$, tada se može napisati

$$\frac{1}{2}mv^2 = eU$$

Odatavde se za postignutu brzinu v ove čestice dobije

$$v = \sqrt{2eU/m}$$

Kada se ovaj izraz za brzinu uvrti u izraz za talasnu dužinu, dobije se

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2eU/m}}$$

Kada je posmatrana čestica elektron ($e = 1,602 \cdot 10^{-19}$ C, i $m = 9,109 \cdot 10^{-31}$ kg) dobije se

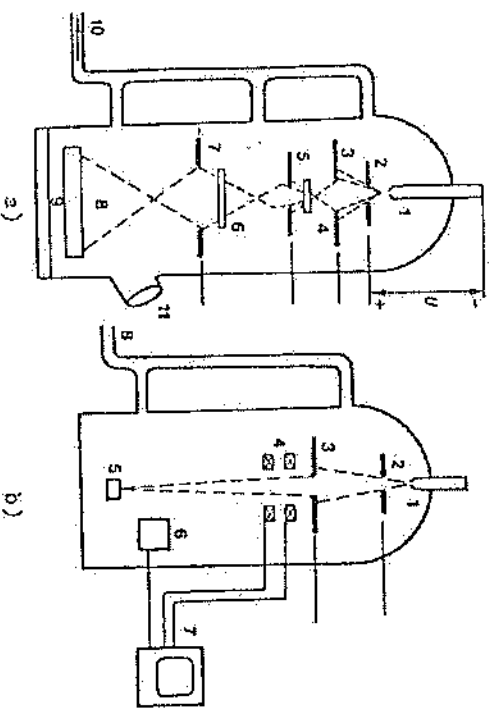
$$\lambda = \frac{1,23}{\sqrt{U}}$$

i data je u $m\mu$ kada je U u voltima. Tako se za elektron, koji je prošao kroz potencijalnu razliku $U=50\text{ kV}$ dobija da njegov talas ima talasnu dužinu $\lambda=0,0056\text{ nm}$, što je oko 100 000 puta manje od talasne dužine vidljive svetlosti. Tako se snop (mlaz) elektrona pojavljuje kao zamena za snop vidljive svetlosti čime se može postići znatno bolja rezolucija u instrumentu kao što je mikroskop.

Sočiva, pomoću kojih se snop elektrona može fokusirati (prema tome i dobija se realan lik izvora elektrona) koriste dejstvo bilo električnog polja, bilo magnetne indukcije na elektrone u snopu. Prva se zovu elektrostatička, a druga magnetska sočiva. Povećanjem napona na pločama elektrostatičkog sočiva, kao i povećanjem struje kroz namotaj magnetnog sočiva, povećava se jačina električnog polja odnosno magnetne indukcije, a time se smanjuje žižna daljina ovih sočiva, što se smatra kao posebna pogodnost prilikom izoštravanja dobijenog lika.

Zahvaljujući pomenutim sočivima, konstruisan je mikroskop koji za dobijanje lika posmatranog predmeta koristi mlaz (snop) elektrona i zove se elektronski mikroskop (EM). Teorijska moć razlaganja (rezolucija) ovog mikroskopa silazi ispod 1 nm, sa uvećanjem od 500 000 puta. U stvari, postoje dve vrste elektronskih mikroskopa: transmisioni (TEM) često nazvan i konvencionalni elektronski mikroskop, i skenirajući (SEM) elektronski mikroskop. Način dobijanja lika kod ove dve vrste mikroskopa se potpuno međusobno razlikuju. Uprošćena konstrukcija TEM-a je data na slici 32.4. a, a SEM-a na slici 32.4. b.

Transmisioni elektronski mikroskop (TEM) je po konstrukciji sličan običnom transmisionom optičkom mikroskopu (po pravilu u izvnutnom položaju). Katoda (1) na sl. 32.4. a) služi kao izvor elektrona termoelektronskom emisijom i nalazi se



Sl. 32.4

na visokom (tipično do oko 100 000 V) negativnom naponu U . Anoda (2) se nalazi približno na potencijalu uzemljenja. Prilazeći od katode ka anodi svaki elektron izgubi eU potencijalne energije koja prelazi u njegovu kinetičku energiju. Dalje, snop elektrona dolazi na sočivo (3) koje se zove kondenzor. Kondenzor koncen-

triše snop na malu površinu preparata (4). Objektiv (5) daje prvi realan lik (6) preparata kao predmeta. Ovaj lik se još jednom uvećava projekcionim sočivom (7) projektujući ga na fluorescentni zoster (8), ili na fotografsku ploču (9). Vazduh se iz mikroskopa ispušćava preko cevovoda (10). U mikroskopu mora da vlada visoki vakuum (10⁻² Pa ili bolji). Kako se elektroni ne bi rasejavali na preostali molekuli lima, čime bi se kvarila dobijena slika na fluorescentnom zosteru ili na fotografskoj ploči. Za vreme podešavanja mikroskopa, slika se posmatra na fluorescentnom zosteru preko prozora sa strane (11).

Skenirajući elektronski mikroskop (SEM) za dobijanje lika posmatranog preparata (predmeta) koristi jednu (ili više) od pojava koje nastaju kada elektronski mlaz udara na površinu nekog tela. To može da bude refleksija elektrona iz upadnog snopa, sekundarni elektroni (izbijeni iz predmeta upadnim elektronima), X-zraci emitovani iz preparata (slično kao sa anode rendgenske cevi), luminescencija preparata pod dejstvom upadnog mlaza elektrona itd. Intenzitet ovih pojava zavisi kako od sastava površine (i sloja ispod površine) o koju udara mlaz elektrona, tako i od ugla između površine i mlaza elektrona.

Slično TEM-u, i SEM ima katodu (1) na sl. 32.4. b), anodu (2) i kondenzorsko sočivo (3). Kondenzor fokusira elektronski mlaz na preparat (5). Dijametar mlaza na tom mestu je tipično 10 nm. Mesto udara mlaza na preparat se može pomerati levo-desno kao i napred-nazad, skrećući mlaz magnetnom indukcijom kreiranom strujom kroz odgovarajuće solenoidne (4). Intenzitet jedne od gore navedenih pojava se meri detektorom (6) i prikazuje u vidu intenziteta svetlenja tačke na televizijskom ekranu (7). U narednom trenutku se mlaz elektrona na preparat prenosi na susjedno mesto npr. udesno. Sinhrono se i svetla tačka na TV ekranu premesti na odgovarajuće susjedno mesto udesno dobijajući sjaj koji odgovara intenzitetu pojave sa novog mesta na preparatu. Pomerajući kontinualno mlaz elektrona sa levog na desni kraj preparata (sinhrono, tj. istovremeno pomerajući i svetlu tačku na TV ekranu) pregleda, skanira, se cela jedna linija duž preparata. Intenzitet merene pojave duž te linije se prikaže na TV monitoru u vidu linije sa svetlijim i tamnijim mestima srazmerno intenzitetu pojave. Kada je završeno skaniranje jedne linije, mlaz elektrona se premesti na početak linije susjedne priložnoj. Rezultat skaniranja ove linije se takođe prikaže na TV ekranu u vidu linije susjedne priložnoj. Na opisani način se skanira cela površina preparata. Ako se skaniranje vrši dovoljno brzo na ekranu se vidi uvećana slika preparata. Iz dobijenih svetlih i tamnih mesta se izvode zaključci o morfologiji i sastavu preparata.