

PRIRODNO MATEMATIČKI FAKULTET

NOVI SAD

Katedra za fiziku

DIPLOMSKI RAD

Tema: Određivanje Plankove konstante

Diplomski rad je odbranjen 17.11.1973.
Članovi komisije su: dr Ivan Janić
dr Miroslav Pavlov
prof.dr Joksimović

Ukupna ocena: 7 (sedam)

Prezent
Marija Živkov

Novi Sad
1973.

Zahvaljujem Dr. Ivanu Janiću,
vanrednom profesoru Prirodno-
matematičkog fakulteta, na predlo-
gu teme i pomoći da uspešno za-
vršim ovaj rad.



<u>Sadržaj</u>	strana
Uvod	2
I. Teorijski deo	
1. Plankova kvantna hipoteza	3
2. Značaj Plankove kvantne hipoteze	5
B. Eksperimentalne metode određivanja Plankove konstante	7
a/ Pomoću zakona zračenja apsolutno crnog tela	7
b/ Iz kratkotaliasne granice kontinualnog spektra X-zraka	8
c/ Pomoću Balmerove serije atoma vodonika preko Ridbergove konstante	12
d/ Na osnovu fotoelektričnog efekta	14
II. Eksperimentalni deo	
4. Opis uređaja i merenja	27
5. Rezultati merenja	29
Zaključak	35
Literatura	36

U V O D

Pošto Plankova konstanta figuriše u mnogim formulama moderne fizike, od velikog je značaja njenog što tačnije eksperimentalno određivanje. Ovaj diplomski rad je posvećen određivanju Plankove konstante pomoću fotoelektričnog efekta. Metoda fotoelektričnog efekta je radjena na vežbama sa studentima i nije pokazala dobre rezultate.

Ovaj rad ima za zadatak da dodatak vežbu za studente, pošto je imala svojih nedostataka koji su onemogućavali da se na osnovu dobijenih podataka dobije povoljna vrednost za Plankovu konstantu. Rad se sastoji iz dva dela: teorijskog i eksperimentalnog.

U teorijskom delu ukratko je izneta Plankova kvantna hipoteza, njen značaj za savremenu fiziku, kao i značaj određivanja Plankove konstante h . Opisane su i neke od bitnijih metoda koje su do sada korišćene i dale dobre rezultate za konstantu h .

U eksperimentalnom delu dat je šematski prikaz i opis aparature, način izvodjenja eksperimenta i obrada rezultata sa obrazloženjem i greškom učinjenom prilikom merenja i izračunavanja Plankove konstante.

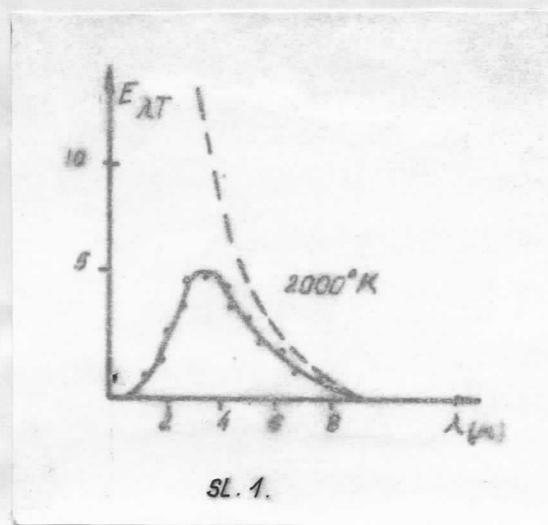


T E O R I J S K I D E O

1. PLANKOVA KVANTNA HIPOTEZA

Krajem XIX veka klasična fizika pretrpela je ozbiljan poraz u objašnjavanju mnogih fizickih pojava. U to vreme nagomila-
lo se dosta eksperimentalnih podataka koji su protivrečili dobro pro-
verenoj Maksvelovoj elektromagnetnoj teoriji svetlosti. Atomi i osta-
le mikročestice, kao i svi mikroprocesi koje tretira atomska fizika,
nisu se mogli uspešno proučavati pomoću ove teorije i klasične fizike.

Naročito ozbiljan poraz pretrpela je klasična elektrodinamika
u primeni na problem toplotnog zračenja. Ona se pokazala nemoćnom da
nadje funkciju raspodele energije $f_{\lambda,T}$ u emisionom spektru crnog tela,
koja je na osnovu eksperimentalnih rezultata bila dobro poznata. For-
mule Relej-Džinsa i Vina, izvedene na osnovu klasične fizike odgova-
rale su eksperimentalnim podacima samo u ograničenom delu spektra, ali
ni jedna nije opisivala celu eksperimentalnu krivu. Na slici 1. prika-
zan je eksperimentalni oblik funkcije $f_{\lambda,T}$ na temperaturi od $2000^{\circ}K$
/ neprekidno izvučena kriva / i kriva koja sledi iz formule Relej-Džinsa
/ isprekidana kriva/.



SL. 1.



Teorijska kriva, prema formuli Relej-Džinsa / sl. 1. / dovela je do očevide besmislice; da je pretežni i beskonačno veliki deo energije u oblasti kratkih talasa. Ovaj absurd do kojeg je dovela klasična fizika naziva se po Erenfestu " ultraljubičasta Katastrofa " /pošto je najveće odstupanje eksperimentalne krive od teorijske krive u oblasti kratkih talasnih dužina /.

izlaz

Tražeći iz ovog članka u kojem se našla fizika krajem XIX veka, nikla je i prva kvantna hipoteza. Ovu hipotezu dao je Maks Plank 1900. godine. Svojom smelom hipotezom Plank je predpostavio da atomi / atomski oscilatori / ne odašilju elektromagnetsko zraćenje neprekidno, već u odvojenim porcijama energije ili kvantima energije \mathcal{E} . Na osnovu ove hipoteze došlo se do važnog zaključka, da atomi ne mogu postojati u proizvoljnim energijskim stanjima, već samo u sasvim određenim stanjima koja se međusobno razlikuju za cele kvante.

Plankova kvantna hipoteza u tačnijoj, preciznijoj formulaciji gласила би: atomski oscilatori mogu se nalaziti samo u nekim izabranim stanjima u kojima njihova energija predstavlja celobrojne umnoške najmanje količine energije \mathcal{E} ;

$$\mathcal{E}, 2\mathcal{E}, 3\mathcal{E}, \dots$$

pri zraćenju ili apsorbovanju energije, atomski oscilatori prelaze iz jednog od ovih stanja u drugo skokom ne prolazeći kroz intermedijarna stanja. Energija svakog takvog kvanta \mathcal{E} , proporcionalna je frekvenciji zraćenja ν :

$$\mathcal{E} = h\nu \tag{1}$$

gde je h - koeficijent proporcionalnosti, koji je kasnije u čast Planka dobio naziv Plankova konstanta.

Polazeći od svoje kvantne hipoteze Plank je pokazao da se zadovoljavačujući oblik funkcije $f(\lambda, T)$ može izvesti teorijskim putem, i time otklonio sve teškoće do kojih je dovela klasična fizika pri proučavanju problema zračenja crnog tela. Na bazi svoje pretpostavke, on je izveo sledeću formulu:

$$f(\lambda, T) = E(\lambda, T) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1} \quad (2)$$

Izraz 2, naziva se Plankova formula za emisionu moć absolutno crnog tela. Ova formula je pokazala izvanrednu saglasnost sa eksperimentalnom krivom za $E(\lambda, T)$. Tačke, koje su izračunate iz Plankove formule, poklapaju se sa eksperimentalnom krivom koja je data na slici 1.

2. Z N A Č A J P L A N K O V E K V A N T N E H I P O T E Z E

Primenom Plankove kvantne hipoteze, čiju su ispravnost potvrdili mnogobrojni ogledi, postignuti su blistavi rezultati. Mnoge fizičke pojave kao što su: linijski spektri, fotoelektrični efekt, zračenje crnog tela, dobile su svoje objašnjenje pojavom ove hipoteze. Iz kvantne hipoteze, koja predstavlja jedno od najspektakularnijih i najznačajnijih dostignuća u istoriji fizike, proizišao je najveći broj zakonitosti o atomima i atomskim procesima. Ideja o kvantima stekla je univerzalni značaj, pošto izražava najkarakterističniju odliku procesa intraatomskog sveta. Ona je ukazala na korenit prekid sa klasičnom fizikom i potrebu za postavljanjem fizike na nove fundamentalne osnove. 1900. godina, kad je prvi put formulisana hipoteza o kvantima energije, bila je ne samo prva godina novog stoljeća, već i početak nove ere u razvoju moderne fizike.

Kvantna hipoteza relacijom 1, uvodi u fiziku novu univerzalnu konstantu h . Njena teorijska vrednost iznosi:

$$h = 6,623 \cdot 10^{-27} [\text{erg} \cdot \text{s}] = 6,623 \cdot 10^{-34} [\text{J} \cdot \text{s}] \quad (3)$$

Dimenzije konstante h , poklapaju se sa dimenzijsama momenta količine kretanja - $mvr [\text{J} \cdot \text{s}]$. U mehanici, veličina koja ima dimenzije energija \times vreme, naziva se dejstvom. Otuda se često i Plankova konstanta nazi-va kvantom dejstva.

Razvoj i primena kvantne teorije, pokazali su da umesto konstante h , podesnije uzeti količnik $\frac{h}{2\pi}$, koji se označava sa \hbar . Tako se Plankova konstanta piše i u obliku:

$$\hbar = 2\pi h \quad (4)$$

ili

$$\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1,054 \cdot 10^{-34} [\text{J} \cdot \text{s}] \quad (5)$$

Konstanta \hbar , naziva se Plankova konstanta h sa crtom. Neki je nazi-vaju Hartreovom, a neki Dirakovom konstantom.

Pošto Plankova konstanta figuriše u mnogim formulama savre-mene fizike od velikog je značaja njeno što tačnije eksperimentalno odredjivanje. Njena vrednost može se dobiti eksperimentalno, najrazli-čitijim metodama. U ovom radu biće pomenute najpoznatije metode, dok će detaljno biti opisan spoljašnji fotoelektrični efekt sa stanovišta kvantne teorije, jer će u ovom radu biti korišten za eksperimentalno odredjivanje Plankove konstante.

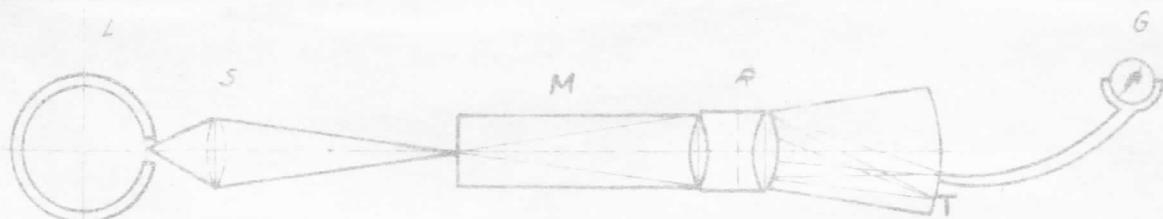
3. EKSPERIMENTALNE METODE ODREDJIVANJA PLANKOVE KONSTANTE

a / Pomoću zakona zračenja absolutno crnog tela

Pošto kvantni zakoni razmene energije dolaze do izražaja u velikom broju pojava, postoji mnoštvo mogućnosti za izračunavanje Plankove konstante h , na osnovu eksperimentalnih podataka.

Zakoni zračenja absolutno crnog tela pružaju ovu mogućnost. Tako naprimjer, u Plankovoj formuli za emisionu moć absolutno crnog tela, koja je data relacijom 2, figuriše konstanta h . Ako se eksperimentalno izmeri energija zračenja absolutno crnog tela u funkciji talasnih dužina, pri datoј temperaturi crnog tela koja se uzima kao parametar, u formuli 2, pored Boltmanove konstante (k) i konstante (c) koje su poznate, jedina nepoznata je konstanta h .

Na slici 2. je dat šematski prikaz aparature kojom se može izvesti pomenuto merenje.



SL. 2.

L, je apsolutno crno telo date temperature; S, sočivo koje koncentriše zračenje na prorez monohromatora; M, monohromator koji je snabdeven difrakcionom rešetkom R, i ima ulogu da propušta samo monohromatsko zračenje; T, osetljivi termoelemenat ili bolometar, kao prijemnik energije.

Vrednost konstante h, dobijena na ovaj način iznosi:

$$h = 6,588 \cdot 10^{-27} [\text{erg} \cdot \text{s}]$$

i predstavlja prvu numeričku vrednost Plankove konstante.

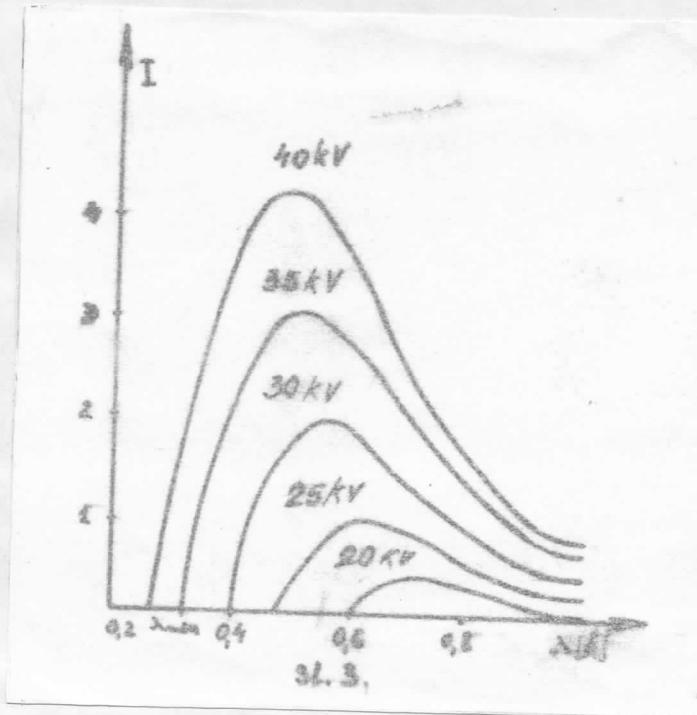
b / Iz kratkotalasne granice kontinualnog spektra X-zraka

Smatra se da je jedna od najtačnijih i najsavremenijih metoda za određivanje Plankove konstante, metoda koja se zasniva na određivanju kratkotalasne granice kontinualnog spektra X-zraka.

Kao što je poznato, X-zračenje nastaje pri bombardovanju antikatode elektronima velike energije. Postoje principijelno dva različita procesa koji dovode do emisije X-zraka, po kojima X-zračenje delimo na: zakočno i karakteristično X-zračenje.

Zakočno X-zračenje nastaje pri padu brzih elektrona na površinu antikatode, koji usled snažne interakcije sa atomima njenog sastava snažno bivaju zakočeni / trpe negativno ubrzanje /, tako da odjednom gube najveći deo ili svoju celokupnu energiju. Iz klasične elektrodinamike je poznato, da se pri ubrzaju / promeni brzine / nanelektrisanog tela javlja elektromagnetsko zračenje. Otuda kada jedan elektron izgubi deo ili celokupnu energiju pri kočenju, javiće se jedan kvant energije/foton/, X-zračenja, pri čemu je izgubljena energija elektrona jednaka energiji fotonu.

Kako elektron, pri zakočnom zračenju može pretvoriti celokupnu ili delimično, svoju energiju u kvant X-zračenja, tako da je ovaj različite energije, odnosno frekvencije i talasne dužine, spektar zakočnog X-zračenja je kontinualan. Ukupan intenzitet takvog zračenja, kao i oblik spektra zavise od napona na cevi. Na sl. 3. prikazani su spektri zakočnog X-zračenja na antikatodi od volframa (W) pri različitom naponu U, izmedju elektroda u cevi.



Zajedničko za sve spektre zakočnog X-zračenja je postojanje jako izražene kratkotalasne granice λ_{min} , koja zavisi samo od napona u cevi, a ne zavisi od materijala antikatode.

Za razliku od klasične elektromagnetične teorije, kvantna teorija objašnjava kratkotalasnu granicu na sledeći način. Ako se elektron ubrza prelazeći razliku potencijala U, i ako mu je početna energija bila jednaka nuli, ili zanemarljivo mala u odnosu na onu koju je dobio usled ubrzavajućeg napona, tada je njegova kinetička energija jednaka radu u električnom polju:

$$\frac{1}{2}mv^2 = eU \quad (6)$$

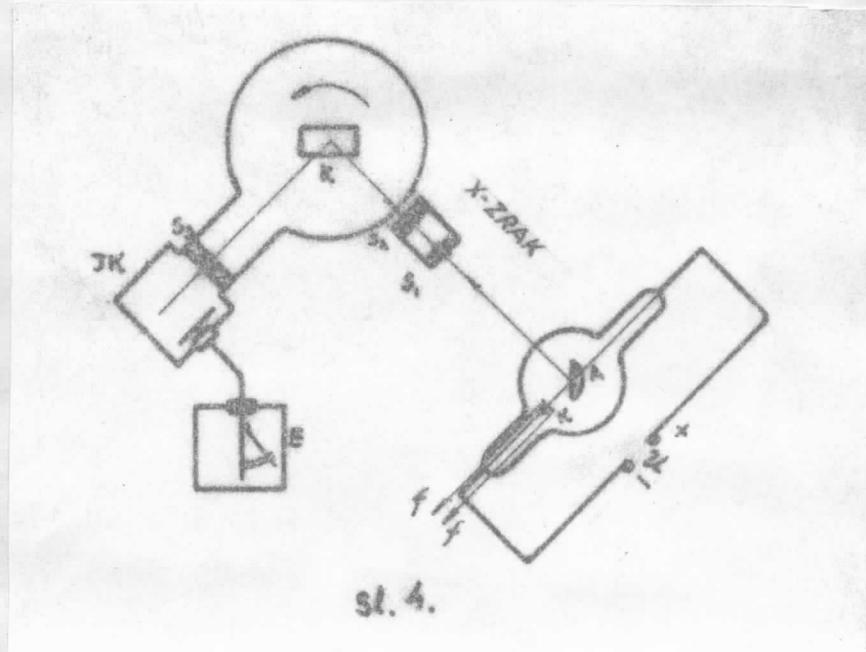
S druge strane, kako je napred rečeno, pri potpunom preobražaju kinetičke energije elektrona u energiju jednog fotona X-zraka, ova će energija biti jednakoj kinetičkoj energiji elektrona. Tako nastao foton imaće maksimalnu energiju $\hbar\nu_{max}$, odnosno frekvenciju ν_{max} , a minimalnu talasnu dužinu λ_{min} , tako da se može pisati:

$$eU = \hbar\nu_{max} \quad (7)$$

odnosno

$$eU = \frac{\hbar c}{\lambda_{min}} \quad (8)$$

Kratkotalasna granica zakočnog X-zračenja, može se vrlo precizno odrediti pomoću spektroskopa za X-zrake / sl. 4. /, koji su konstruisali W. H. i W. L. Brag.



sl. 4.

Kao izvor X-zraka, koristi se rendgenska cev R, sa konstantnim naponom U. To je cev sa visokim vakuumom / oko 10^{-7} - 10^{-9} mmHg / i dve

elektrode / katoda K, koja se zagreva i antikatoda A /, izmedju kojih je velika razlika potencijala / napon / reda veličine nekoliko desetina, a možda i nekoliko stotina kV. Snop X-zraka prolazi kroz kolimatorske prorene S₁ i S₂ i pada na kristal K, koji je postavljen na goniometru tako da se ugao obrtanja kristala može precizno meriti. Kristal se obrće oko ose koja na sl. 4. stoji normalno na ravan crteža. Jedan deo snopa X-zraka se reflektuje od kristala ako je zadovoljena Bragova jednačina:

$$n\lambda = 2d \sin \theta \quad (9)$$

Kako se kristal K obrće, postupno dolazi do refleksije raznih talasnih dužina iz kojih se sastoji snop X-zraka. Iza kristala, na put odbijenog zraka postavljena je ionizaciona komora JK, i elektrometar E, koji služi za detekciju i merenje intenziteta odbijenog zraka. Da bi odbijeni snop X-zraka uvek pao u ionizacionu komoru, mora se i ona obrnati oko iste ose oko koje se obrće i kristal, ali za dvostruko veći ugao od ugla za koji se obrne kristal. Postupnim obrtanjem kristala i komore i paralelnim merenjem intenziteta, za neki ugao θ , neće biti refleksije, a intenzitet će biti jednak nuli. U tom slučaju talasna dužina λ , koja sledi iz formule 9, biće jednaka nekoj minimalnoj talasnoj dužini λ_{min} , i predstavljajuće kratkotalasnu granicu kontinualnog spektra X-zračenja:

$$\lambda = \lambda_{min} \quad (10)$$

Ako se vrednost za λ_{min} , uvrsti u jednačinu 8, iz nje sledi:

$$h = \frac{eU}{c} \lambda_{min} \quad (11)$$

Ná osnovu najtačnijih merenja, koja su izvršena ovom metodom, dobijena

vrednost za Plankovu konstantu iznosi:

$$h = 6,624 \cdot 10^{-34} [\text{J s}] \quad (12)$$

c / Pomoću Balmerove serije atoma vodonika , preko
Ridbergove konstante

Ridbergova konstanta je veoma značajna u spektroskopiji, atomskoj fizici i drugim naučnim i tehničkim disciplinama. Ona se može odrediti pomoću Balmerove formule i spektra atoma vodonika.

U linijskom spektru atoma vodonika sl. 5. linije su rasporedjene po očevidnoj zakonitosti u nizove / serije /, čije se nastanjanje može objasniti na osnovu Borove teorije.



SL. 5.

Svajcarac Balmer je proučavao spektar atoma vodonika u vidljivom i ultraljubičastom spektralnom području, i 1885. godine prvi uspeo da nadje vezu izmedju talasnih dužina jedne serije, u vidu:

$$\lambda = B \frac{n^2}{n^2 - 4} \quad (13)$$

gdje je konstanta $B=3645,6 \text{ \AA}$, a $n=3,4,5,\dots$, pri čemu se talasna dužina λ izražava u \AA .

Ako se u prvočitnu Balmerovu formulu /13/, umesto λ uvede talasni broj $\tilde{\nu} = \frac{\nu}{C} = \frac{C}{\lambda c} = \frac{1}{\lambda}$, formula /13/ dobija oblik:

$$\tilde{\nu} = \frac{4}{B} \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (14)$$

odnosno,

$$\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right). \quad (15)$$

Ovaj opšte prihvaćeni oblik Balmerove formule, dao je 1890. godine istaknuti švedski spektroskoptičar Ridberg. Nova konstanta $R = \frac{4}{B}$ je kasnije u čast Ridberga nazvana Ridbergova konstanta. Najtačnija njena eksperimentalna vrednost za vodonik danas se uzima da je:

$$R = 109677,58 \text{ cm}^{-1} \quad (16)$$

Znajući numeričku vrednost Ridbergove konstante /16/, i stavljajući u formulu /15/ vrednost za $n=3,4,5,\dots$, dobijaju se talasne dužine linija iz Balmerove serije. Obrnuto, ako se mere talasne dužine linijsa Balmerove serije sa snimka spektra atoma vodonika, i uzimajući odgovarajuće vrednosti za n , može se pomoću formule /15/ izračunati Ridbergova konstanta.

Ovu empirijsku konstantu Nils Bor je uspeo da izrazi pomoću univerzalnih konstanti:

$$R = \frac{2\pi^2 me^4}{\hbar^3 C} \quad (17)$$

U ovoj formuli, pored ostalih univerzalnih konstanti, figuriše i Planckova konstanta. Znajući eksperimentalnu vrednost Ridbergove konstante,

izračunatu na osnovu najtačnijih spektroskopskih merenja, iz formule /17/ sledi:

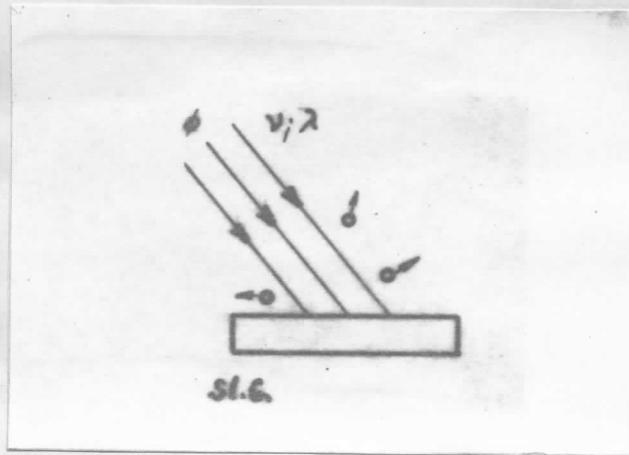
$$\frac{h^3}{\lambda} = \frac{2\pi^2 m e^4}{R c} \quad (18)$$

Ovom metodom je dobijena vrednost:

$$h = 6,626 \cdot 10^{-27} [\text{erg} \cdot \text{s}] \quad (19)$$

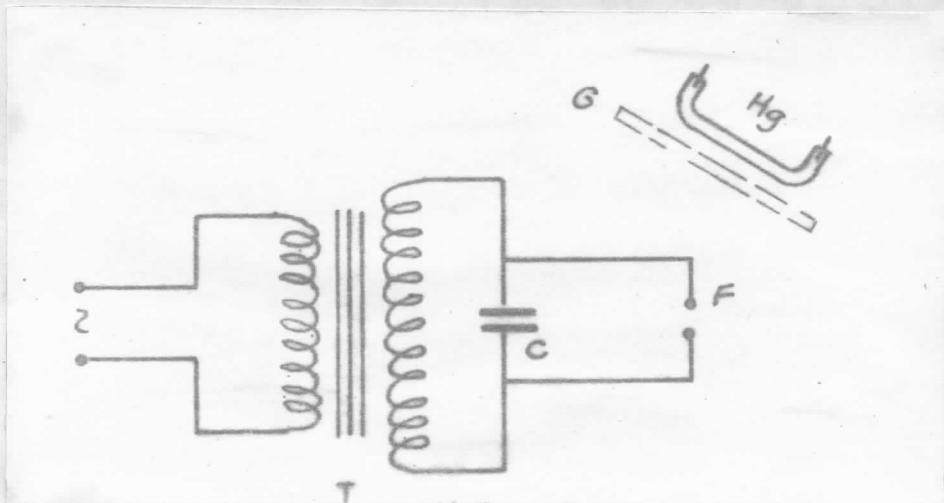
d / Na osnovu fotoelektričnog efekta

Medju različitim pojavama kod kojih se manifestuje dejstvo svetlosti na supstancu, važno mesto zauzima fotoelektrični efekt - fotoefekt. Fotoelektričnim efektom naziva se pojava pri kojoj se emituju elektroni iz supstance pod dejstvom svetlosti. Ako se ploča od cinka osvetli ultraljubičastom svetlošću, iz nje će izletati elektroni i ona će se, ako je električno izolovana od ostalih tela, nanelektrisati pozitivno, sl. 6. Ovu osobinu naročito ispoljavaju metali i njihovi oksidi.



Uticaj svetlosti na nastajanje električnih procesa prvi je zapazio Henrich Herc 1887. godine, kada je izvodio svoje eksperimente u cilju potvrde Maksvelove elektromagnetske teorije svetlosti. On je primetio da je preskakanje električne varnice izmedju kuglica od

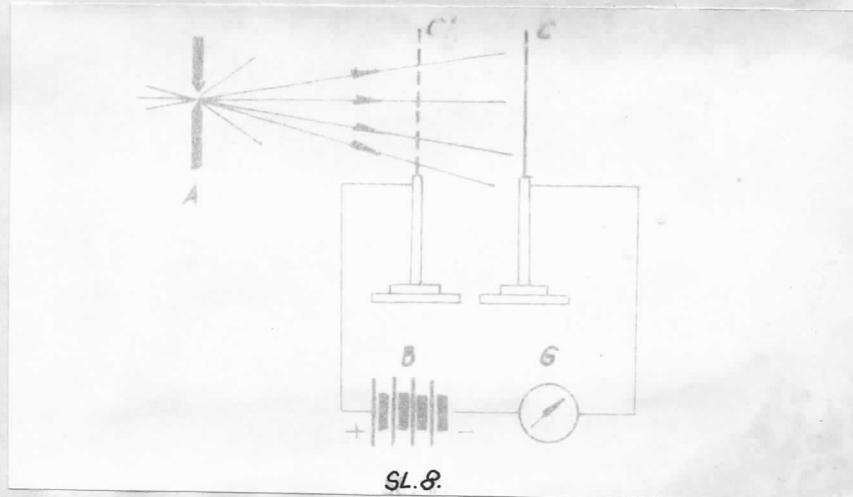
cinka znatno olakšano ako se jedna od njih osvetli ultraljubičastom svetlošću. Šema Hercovog eksperimenta prikazana je na sl. 7.



SL.7.

Veličina razmaka izmedju elektroda F, uzeta je tako da u šemi koja se sastoji od transformatora T i kondenzatora C, varnica preskače sa dosta teškoća (jedanput do dva puta u minuti). Ako se elektrode F, koje su napravljene od čistog cinka, osvetle svetlošću živine lampe (Hg-lampe), pražnjenje kondenzatora se znatno olakšava i varnica počinje da preskače često (ako je snaga transformatora dovoljna za brzo nanelektrisavanje kondenzatora). Ako se izmedju Hg-lampe i elektrode F, stavi staklena ploča G, prekida se dolazak ultraljubičastih zraka i pojava brzog varničenja nestaje.

Ovu pojavu podrobno su ispitivali mnogi fizičari u periodu od 1887- 1890. godine, među kojima i ruski fizičar Stoletov, koji je razradio metodiku za ispitivanje fotoelektričnog efekta/kondenzator Stoletova/, i utvrdio niz zakonitosti. Šema ogleda Stoletova data je na sl. 8.

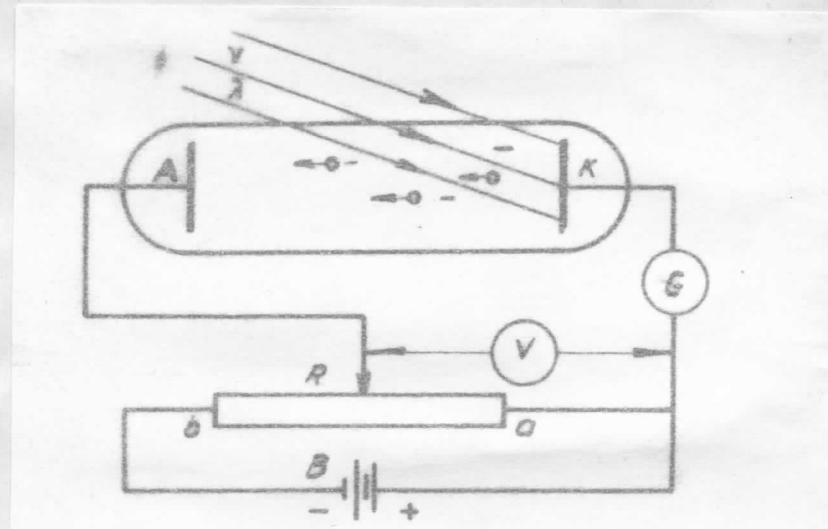


SL.8.

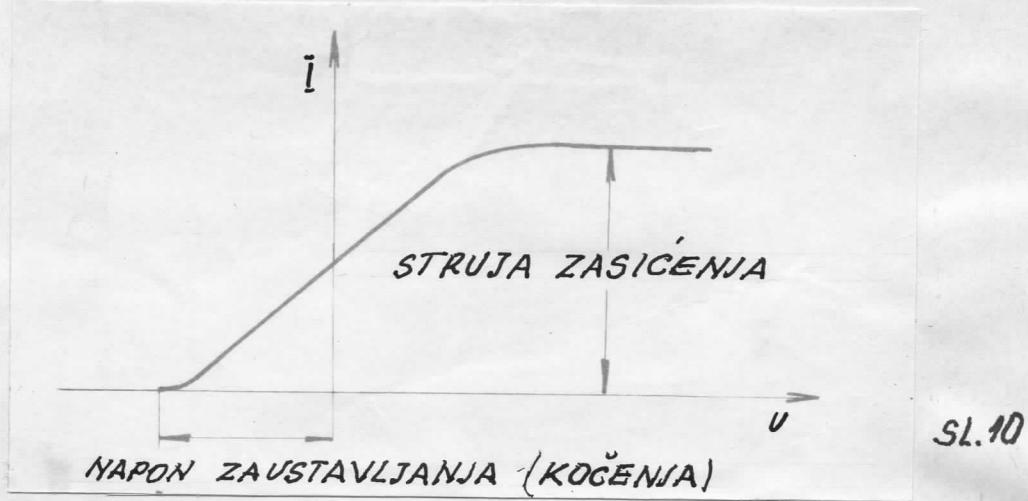
gde je CC kondenzator koji se sastoji od uglačane metalne ploče od cinka C, i metalne mreže C. Izmedju ploče i mreže stvorena je razlika potencijala pomoću baterije B. Struja nastala pri izmeni električnog punjenja ploče C, registrovana je galvanometrom G. Ploča C, osvetljavana je svetlošću električnog luka A. Stoletov je utvrdio da negativno nanelektrisana ploča C, gubi svoje električno punjenje / negativni elektricitet / pod dejstvom svetlosti. Tu pojavu on je nazvao aktinoelektričnom, danas se ona naziva fotoefekt.

Dalja istraživanja su pokazala da se suština fotoelektričnog efekta sastoji u oslobođanju elektrona. Ovo su naročito jasno potvrdili uspeli eksperimenti sovjetskog fizičara Jofea, koji je ispitivao fotoelektrični efekt na metalnim delićima. Mikroskopski sitni delići metala, dobijeni raspršivanjem pri gorenju električnog luka, uvođe se u kondenzator. Potencijalna razlika među kondenzatorskim pločama izabrana je tako da jedan od delića ostaje uravnotežen u vidnom polju mikroskopa. Pri osvetljavanju ultraljubičastom svetlošću, delić s vremenom vreme menja svoje nanelektrisanje i ravnoteža se narušava. Ako se ponovo izabere odgovarajuća potencijalna razlika, može se delić vratiti u centar vidnog polja. Znajući uravnotežavajuće potencijale, bilo je moguće izračunati veličinu nanelektrisanja, koja svaki put izgubi posmatrani delić. Pokazalo se da ovo nanelektrisanje uvek predstavlja celobrojni umnožak nanelektrisanja elektrona.

Kasnije je Stoletov izučavao fotoelektrični efekt, stavljujući osvetljavanu ploču u vakuum. Ovaj metod primenjivali su i drugi istraživači. Šema uređaja kojom se može ispitivati fotoelektrični efekt data je na sl. 9.



Anoda A, i metalna fotokatoda K, se nalaze u vakuumskoj cevi od kvarca / vakuumska fotoćelija /. Svetlosni fluks monohromatskog zračenja ϕ prolazi kroz cev i izaziva fotoefekt na katodi. Fotoelektroni, koji su oslobođeni sa katode, pod dejstvom električnog polja i početne brzine, odlaze na anodu a zatim se dalje kreću kroz spoljašnji deo električnog kola i obrazuju struju / fotostruju /, čiji intenzitet registruje galvanometar G. Ako se meri intenzitet struje u funkciji napona na elektrodama, pri konstantnom intenzitetu monohromatske svetlosti, dobija se kriva predstavljena na sl. 10.



To je tako zvana voltamperska karakteristika fotostruje. Pri pomeranju pokretnog kontakta na potenciometru / baterija B i električni otpornik R /, sl. 7. u tačku a, izmedju elektroda u fotoćeliji napon je jednak nuli, tako da većina elektrona koji sa katode K poleću u pravcu anode A učestvuju u strujnom toku. Nastala fotostruja koju meri galvanometar odgovara struci zasićenja / sl. 10 /. Ako se napon / negativan napon /, postepeno povećava / pomera se klizni kontakt od a ka b / smanjuje se i struja pri istoj jačini fluksa. Tek kad se na anodu postigne napon U_g , intenzitet struje postaje jednak nuli. Negativan napon U_g , obrazuje polje koje deluje na elektrone nasuprot njihovom kretanju, tj. ovakva negativna elektroda koči elektrone dok ih pri dovoljno velikom polju potpuno ne zaustavi. Napon koji odgovara ovom polju naziva se napon zaustavljanja ili kočeći napon. Pri smanjenju negativnog i daljem povećanju pozitivnog napona intenzitet struje raste samo do jedne granične, odnosno do struje zasićenja.

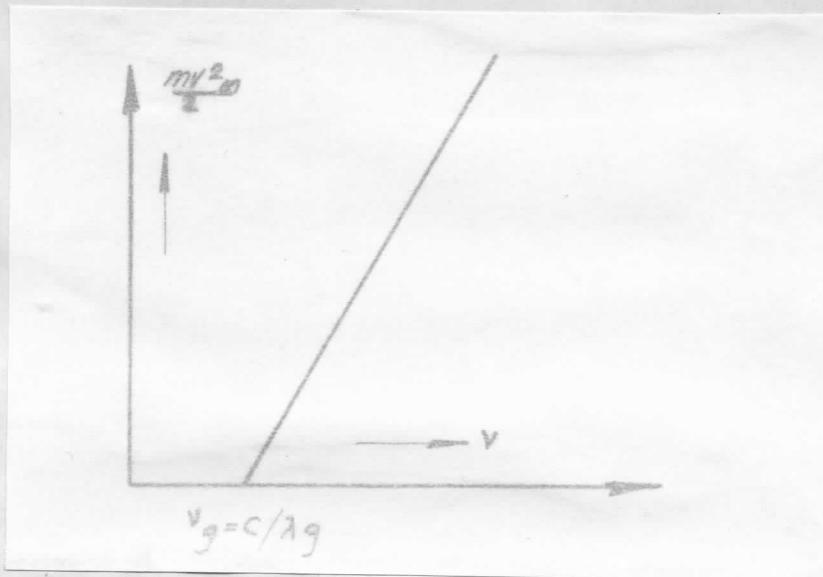
Ovakva pojava objašnjava se činjenicom, da fotoelektroni koji su oslobođeni iz metala / fotokatode / pod dejstvom svetlosti nemaju istu

brzinu. Uzrok ove raznolikosti brzina je u tome što svetlost može da osloboди elektrone ne samo sa površine metala već i sa izvesne dubine. Oni elektroni oslobođeni sa nižih slojeva gube deo brzine koja im je saopštена čim izadju na površinu, zbog slučajnih sudara unutar metala. Oni elektroni sa manjim brzinama ne mogu da savladaju kočeći napon i stignu do anode, već bivaju vraćeni na katodu. Pri tome se kinetička energija elektrona $\frac{1}{2}mv^2$, troši na rad protiv sile električnog polja. Kad se postigne U_g , kroz fotoćeliju prestaje da teče struja. Tada je rad eU_g , utrošen na savladjivanje električnog polja od strane elektrona izmedju elektroda, jednak kinetičkoj energiji onih elektrona koji napuštaju fotokatodu sa najvećom brzinom:

$$\frac{1}{2}mv_m^2 = eU_g \quad (20)$$

gde je sa e , obeleženo nanelektrisanje elektrona; U_g - granični kočeći napon; m - masa elektrona; v_m - maksimalna brzina elektrona.

Brižljivo izvršena merenja pokazala su da je jačina struje zasićenja strogo proporcionalna svetlosnom fluksu koji apsorbuje fotokatoda. Ako se menja frekvencija ν , odnosno talasna dužina λ zračenja, nalazi se linearna zavisnost maksimalne kinetičke energije elektrona od frekvencije zračenja, što je predstavljeno na sl. 11.



SL. 11.

Zapaženo je da se kod određenog metala može izazvati fotoefekt samo zračenjem čija je frekvencija veća od neke granične frekvencije ν_g .

Zakonitosti koje su nadjene pri eksperimentalnom proučavanju fotoelektričnog efekta mogu se formulisati na sledeći način:

1. Broj fotoelektrona / intenzitet fotostruje / srazmeran je fluksu zračenja / energija zračenja koja pada u jedinici vremena na katodu / koji pada na katodu, a koeficijent srazmernosti zavisi od prirode materijala od kojeg je katoda napravljena, kao i od frekvencije, odnosno talasne dužine zračenja.

2. Maksimalna kinetička energija, koju imaju izvesni fotoelektroni, linearno se povećava sa frekvencijom zračenja a ne zavisi od jačine fluksa zračenja / sl. 11./.

3. Fotoefekt se javlja samo pod dejstvom zračenja čija je frekvencija viša od neke granične / minimalne / frekvencije ν_g ; odnosno talasna dužina λ , manja od neke granične / maksimalne / talasne dužine λ_g , koja je karakteristična za materijal na kojem se fotoefekt vrši, i naziva se "crvena granica" fotoefekta. Veza izmedju maksimalne talasne dužine λ_g , koja odgovara graničnoj minimalnoj frekvenciji data je relacijom:

$$\lambda_g = \frac{c}{\nu_g} \quad (21)$$

4. Fotoefekt se javlja uvek u nemerljivom kratkom vremenu posle početka dejstva svetlosti.

Svi ovi eksperimentalni zakoni, kojima se pokorava fotoelektrični efekt nisu mogli biti objašnjeni u klasičnoj fizici. U klasičnoj elektrodinamici bilo je neshvatljivo da maksimalna brzina fotoelektrona zavisi samo od frekvencije zračenja, a ne i od njegovog intenziteta. U pojavi fotoelektričnog efekta, fotoelektroni dobijaju energiju od svetlosti. Elektromagnetni svetlosni talas padajući na telo koje sadrži elektrone, treba da izaziva prinudno oscilovanje elektrona u metalu sa amplitudom proporcionalnom amplitudi samih svetlosnih talasa. Kad postoji rezonancija izmedju perioda sopstvenih oscilacija elektrona i perioda upadnog talasa, amplituda oscilovanja elektrona postane toliko velika da

on može da napusti metal. Pošto amplituda svetlosnih talasa određuje intenzitet svetlosnog fluksa, tada bi trebalo očekivati da brzina izbijenih elektrona raste sa intenzitetom upadne svetlosti. Međutim, kao što se iz napred izloženog vidi, dobijeni rezultati mnogobrojnih ispitivanja to ne pokazuju. Uvećanjem intenziteta upadne svetlosti raste samo broj izbačenih elektrona, dok brzina elektrona zavisi samo od frekvencije zračenja.

Drugu teškoću u objašnjavanju fotoelektričnog efekta klasičnom teorijom predstavljala je činjenica da se fotoelektrični efekt javlja u nemerljivo kratkom intervalu vremena posle početka dejstva svetlosti pa makar ona bila i vrlo slabog intenziteta, kao i postojanje „crvene granice“ fotoefekta ispod koje se fotoefekt ne javlja i pri najvećem intenzitetu svetlosti.

Objašnjenje fotoefekta dao je Albert Ajnštajn 1905. godine, što je dovelo do korenite revizije gledišta o prirodi svetlosti i procesima njene apsorpcije u materijalima uopšte. Ajnštajn je prihvatio Planckovu kvantnu hipotezu, koja je iznesena u prvom delu, da se svetlost emituje u kvantima, ali je otišao dalje od njega i predpostavio da se svetlost prostire i apsorbuje u istim takvim kvantima $\hbar\nu$. On smatra da svetlosna energija nije kontinualno rasporedjena po talasnom frontu, kao što je to kod vodenih talasa, već ostaje koncentrisana u paketima energije veličine $\hbar\nu$. Ovi individualni paketi energije nazvani su kvantima svetlosti ili fotonima. Uvodjenjem ftona Ajnštajn oživljava korpuskularnu teoriju svetlosti. On smatra da je svaki paket energije tako koncentrisan da može celokupnu svoju energiju preneti na jedan elektron.

Na osnovu ove teorije mehanizam fotoelektričnog efekta može se objasniti na sledeći način. Pri apsorpciji, foton predaje svoju energiju elektronu, i ako je ova energija dovoljna da elektron raskine sve veze koje ga zadržavaju u metalu on napušta metal. Za fotoefekt se kaže da je to proces "sve ili ništa", jer foton izbací elektron i potpuno nestane, ili ne dolazi do izbacivanja elektrona. Svaki oslobođe-

elektron

ni prima svoju energiju od jednog fotona, pošto je verovatnoća da jedan elektron jednovremeno apsorbuje dva fotona zanemarljivo mala. Uopšte govoreći suprotno nije tačno, tj. svaki apsorbovani foton ne oslobodi elektron. Eksperimentalno je dokazano da samo manje od 1% od ukupnog broja fotona koji se apsorbuju u metalu izbaci elektron, retko kada više. Ovako mala efikasnost fotona veoma je nepogodna kod fotoelektričnih detektora/ fotoćelija i fotomultiplikatora/.

Primenom zakona o konzervaciji energije kod fotoefekta, Ajnštajn predpostavlja da se energija fotona $\hbar\nu$, kada se isti sudari sa metalnom površinom deli na dva dela. Jedan se deo utroši na izlazni rad A' , radi oslobadjanja jednog elektrona iz metala, a ostatak se pretvara u kinetičku energiju elektrona:

$$\hbar\nu = A' + \frac{1}{2}mv^2. \quad (22)$$

Relacija / 22 /, naziva se Ajnštajnova formula za fotoelektrični efekt. Kada izlazni rad A' , pri izbijanju nekih elektrona ima minimalnu vrednost A , takvi će elektroni tada imati maksimalnu brzinu v_m , odnosno maksimalnu kinetičku energiju $\frac{1}{2}mv_m^2$, pa relacija / 22 / dobija oblik:

$$\hbar\nu = A + \frac{1}{2}mv_m^2. \quad (23)$$

Da bi elektron prešao graničnu površinu i napustio metal, mora da savlada potencijalnu barijeru energije E_p , koja ga zadržava u metalu kao da je zatvoren u nekoj kutiji. Šematski se ovo može prikazati kao na sl. 12. Isprekidana linija na slici, predstavlja površinu metala, a paralelne horizontalne linije na levoj strani, različite energijske nivoe koji su popunjeni elektronima. Elektroni u metalu imaju određenu unutrašnju energiju E_i . Ona se menja od elektrona

do elektrona počev od nule do maksimalne vrednosti E_m . Slobodni elektroni u metalu sa energijom E_i , pri apsorpciji jednog fotonu energije $\hbar\nu$, neposredno pre emisije ima ukupnu energiju $(E_i + \hbar\nu)$. Izlazeći iz metala, elektron pri savladjivanju površinskih sила gubi energiju E_p , a zadržava kinetičku energiju $\frac{1}{2}mv^2$. Tako je:

$$E_i + \hbar\nu = E_p + \frac{1}{2}mv^2 \quad (24)$$

i

$$E_m + \hbar\nu = E_p + \frac{1}{2}mv_m^2 \quad (25)$$

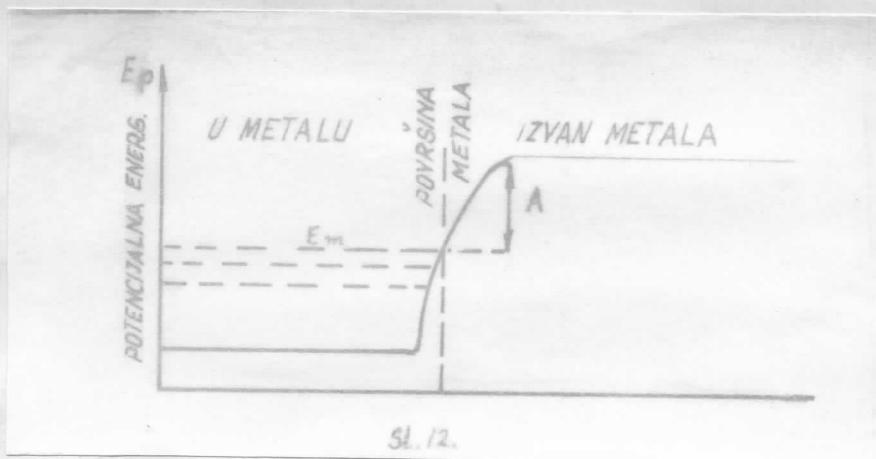
ili,

$$\hbar\nu = (E_p - E_m) + \frac{1}{2}mv_m^2 \quad (26)$$

otud iz Ajnštajnove jednačine / 23 / sledi:

$$A = E_p - E_m. \quad (27)$$

Razlika energije koja odgovara potencijalnoj barijeri E_p , i energije E_m , koja odgovara najvećoj energiji elektrona u metalu predstavlja izlazni rad koji mora da izvrši elektron da bi napustio metal.



Sl. 12.

Izlazni rad je karakterističan za svaki metal, i zavisi od vrste metala. Vrednost izlaznog rada veoma zavisi od stanja površine metala i jako je osetljiva na prisustvo apsorbovanog gasa na površini metala. Alkalni i zemnoalkalni metali, odlikuju se malim izlaznim radom, te se ubrajaju medju najefikasnije.

Na osnovu Ajnštajnove teorije, mogu se objasniti sve zakonitosti fotoefekta koje su empirijski dobijene. Prema ovoj teoriji, veliki intenzitet svetlosti objašnjava se kao veliki broj fotona koji prolazi u jedinici vremena kroz presek svetlosnog snopa. Pošto se interakcija izmedju elektrona i fotona vrši pojedinačno, intenzitet svetlosti ne utiče na primljenu energiju elektrona već samo na broj oslobođenih fotoelektrona. Na taj način svetlosni fluks velikog intenziteta moćiće da osloboди veliki broj fotoelektrona što uslovjava veliku fotostruju, dok će maksimalna energija ovih fotoelektrona od njega biti nezavisna i zavisiće samo od frekvencije apsorbovane svetlosti. Interakcija izmedju fotona i elektrona je trenutna pa će prema tome i fotoelektrični efekt nastupiti trenutno, bez obzira na intenzitet svetlosti koji ga izaziva.

Može se objasniti i postojanje "crvene granice" fotoefekta na sledeći način. Smanjivanjem frekvencije svetlosti ν , smanjuje se i energije fotona $\hbar\nu$, i maksimalna kinetička energija fotoelektrona. Kad se frekvencija smanji na graničnu vrednost ν_g , odnosno kada energija fotona postane jednaka izlaznom radu elektrona A , tada prestaje fotoelektrični efekt. Pri tome važe sledeće relacije:

$$\frac{1}{2}mV_m^2 = 0, \quad (28)$$

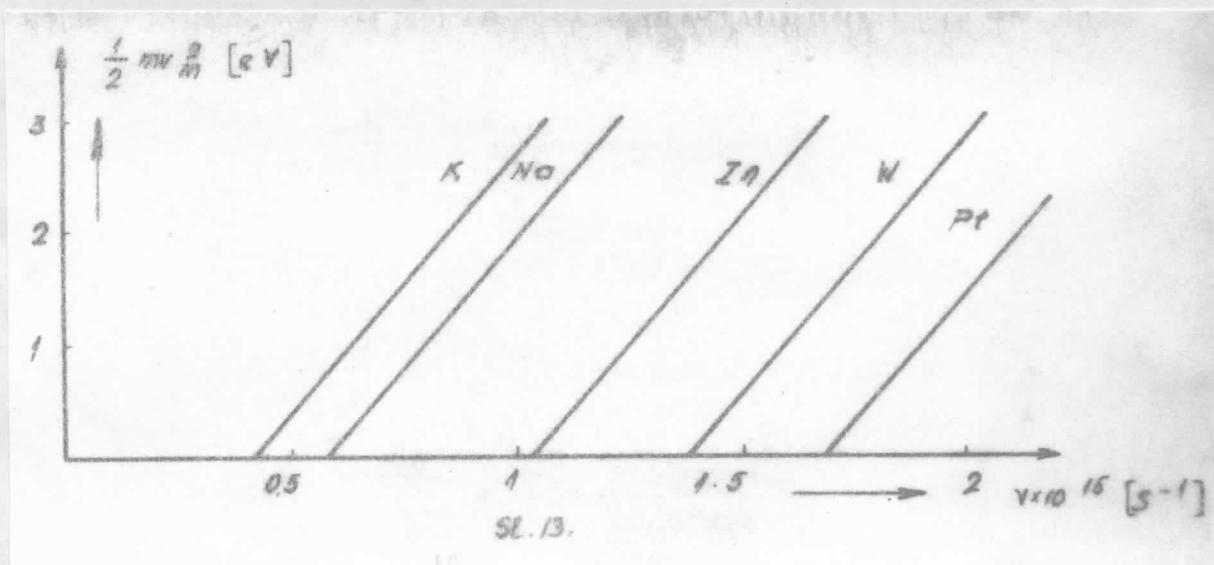
$$\hbar\nu_g = A. \quad (29)$$

Ako je frekvencija ν , upotrebljene svetlosti manja od ν_g , onda je $\hbar\nu < A$, pa elektroni nemaju dovoljno energije da napuste metal

i fotoelektrični efekt se ne javlja. Granična frekvencija zavisi od vrste metala od kojeg je napravljena fotokatoda / sl. 13. /. Različite granične frekvencije objašnjavaju se različitim vrednostima izlaznog rada za različite metale:

$$\nu_g = \frac{A}{h} . \quad (30)$$

Najmanje granične frekvencije imaju alkalni metali. Priroda metala samo pomera graničnu frekvenciju, dok nagib prave za bilo koji metal ostaje isti, što se vidi sa slike 13.



Kako je energija fotona jednaka izlaznom radu, jednačina/23/ dobija oblik:

$$h\nu = h\nu_g + \frac{1}{2}mv_m^2 \quad (31)$$

odnosno

$$\frac{1}{2}mv_m^2 = h\nu - h\nu_g . \quad (32)$$

Ova relacija, kod određenog metala izražava linearnu zavisnost maksimalne energije fotoelektrona $\frac{1}{2}mv_m^2$, od frekvencije ν , /sl. 13/ .

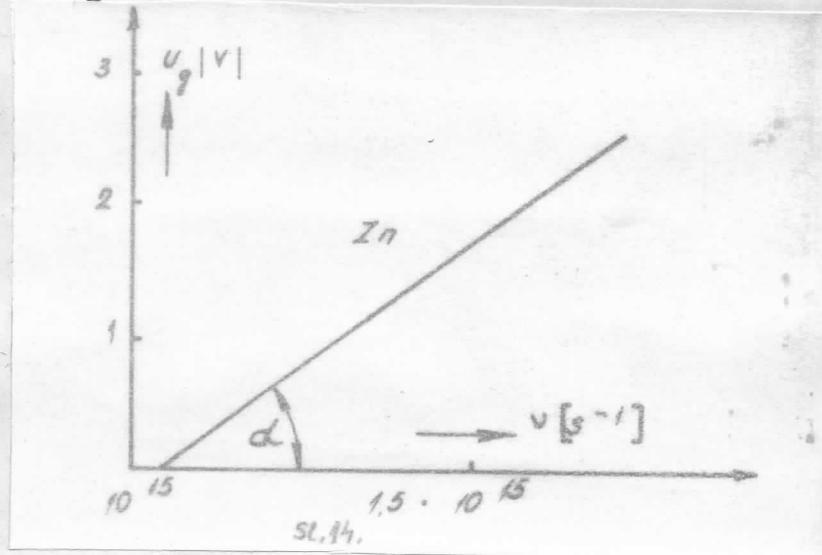
Iz relacije / 20 / i / 32 / dalje sledi:

$$eU_g = \hbar\nu - \hbar\nu_g \quad (33)$$

odnosno,

$$U_g = \frac{\hbar}{e}\nu - \frac{\hbar}{e}\nu_g, \quad (34)$$

odakle se vidi da je granična vrednost kočećeg napona U_g , linearno zavisna od frekvencije ν , monohromatske svetlosti kojom se fotoefekt izaziva. Kriva ove zavisnosti može se dobiti pomoću uredjaja čija je šema prikazana na sl. 9., promenom frekvencije ν , odnosno talasne dužine λ , monohromatskog zračenja i merenjem graničnog napona kočenja U_g . Rezultati takvog merenja za cink prikazani su na sl. 14.



Za svaki metal ova prava ima isti nagib, odnosno tangens pravca, što sledi iz relacije / 34 /, s obzirom da je koeficijent $\frac{\hbar}{e}$ /količnik dve univerzalne konstante/, ispred zavisno promenljive ν , konstantna veličina, i jednaka tangensu pravca bilo koje prave:

$$\frac{\hbar}{e} = \frac{\Delta U_g}{\Delta \nu} = \operatorname{tg} \angle, \quad (35)$$

odnosno

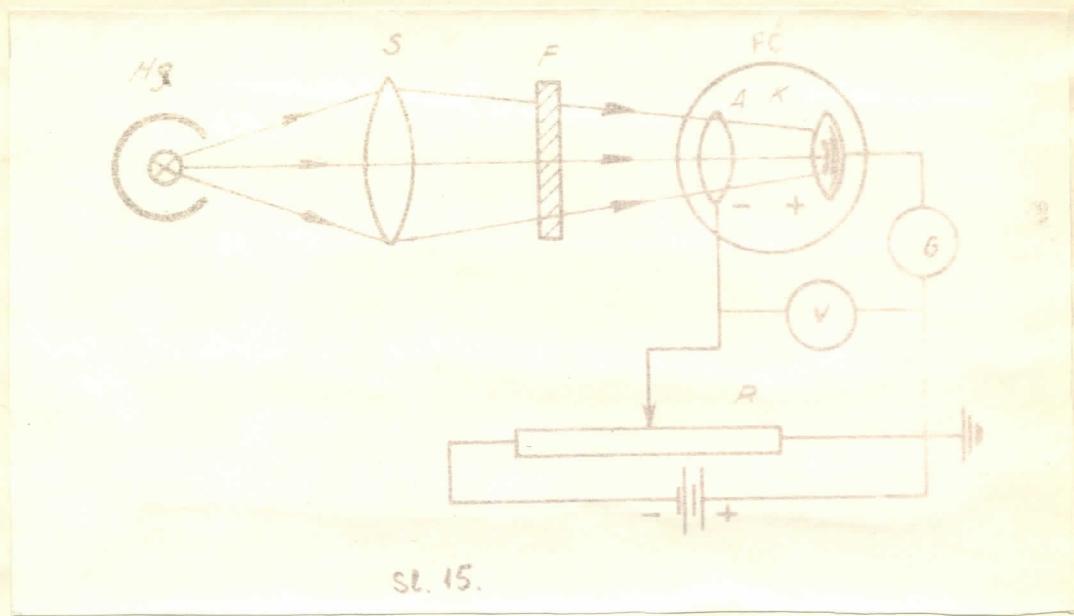
$$h = e \frac{\Delta U_2}{\Delta V} \quad (36)$$

Kao što se iz izloženog vidi fotoelektrični efekt pruža još jednu mogućnost za određivanje Plankove konstante h . Ovu metodu je prvi koristio 1916. godine Miliken. Milikenova merenja, koja su izvedena pomoću vrlo komplikovane aparature dala su vrednost $h = 6,67 \cdot 10^{-34}$ [J·s], što se dobro poklapa sa vrednostima za h , koje su dobijene iz eksperimenata druge vrste.

E K S P E R I M E N T A L N I D E O

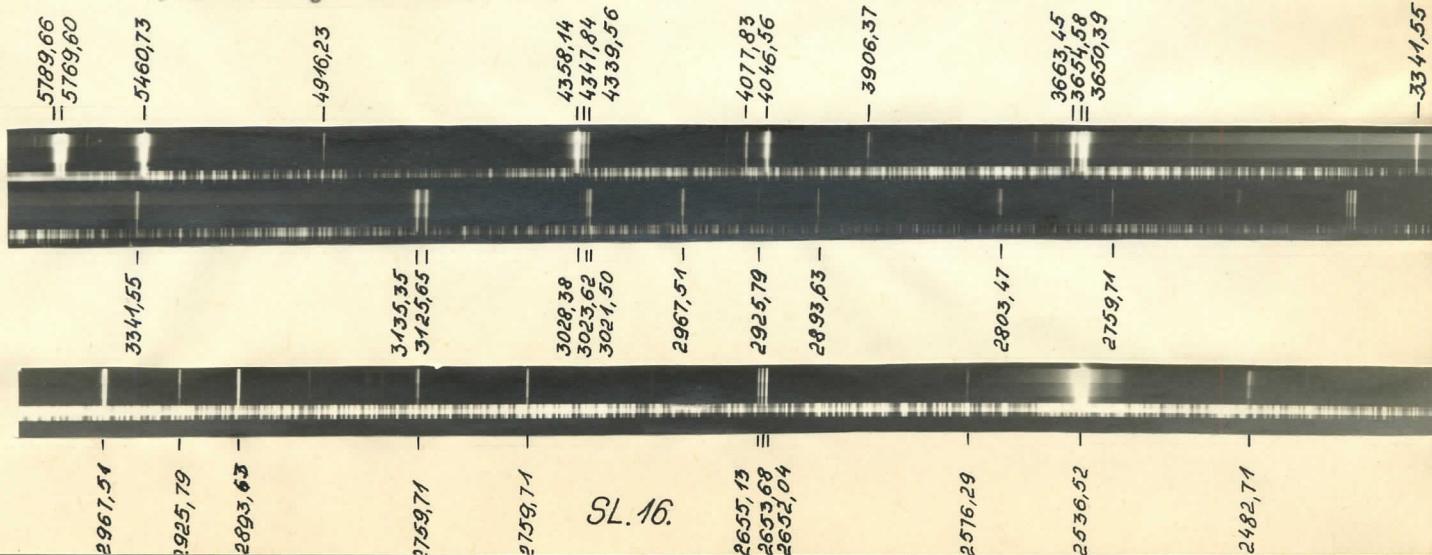
4. OPES UREDJAJA I MERENJA

Uredjaj korišten za izvođenje eksperimenta u cilju određivanja Plankove konstante na osnovu fotoelektričnog efekta, je proizvod nemačke firme " Leybold ". Šematski prikaz uređaja dat je na slici 15.



SL. 15.

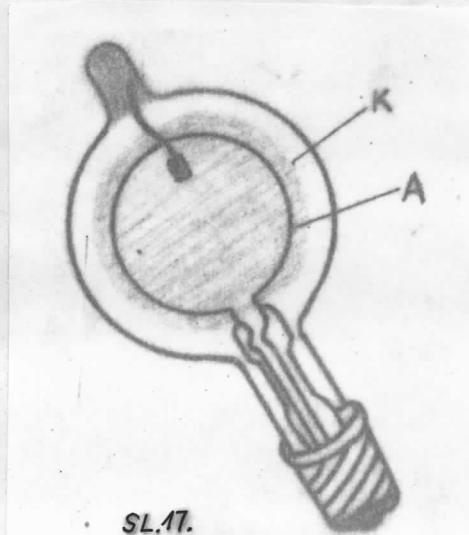
Kao izvor ultraljubičaste svetlosti koristi se živina lampa Hg. Njen balon je od kvarcnog stakla u kojem se vrši električno pražnjenje kroz živinu paru pod pritiskom od nekoliko atmosfera. Živa emituje linijski spektar, čiji je jedan deo snimljen na spektrografu KCA-1. Način snimanja u ovom radu neće biti opisan, jer je detaljno dat u prethodnim diplomskim radovima. Deo spektra / oblast 4250 \AA , 2800 \AA i 2700 \AA / prikazan je na slici 16.



SL. 16.

Kao što se vidi sa sl.16., njega sačinjavaju veoma intenzivne linije koje su na relativno velikim međusobnim rastojanjima, jer im se talasne dužine, odnosno frekvencije, znatno razlikuju. Talasne dužine intenzivnijih živinih linija su izmerene (pomoću komparatora IZA-2 i spektralnog atlasa) i naznačene na snimku / sl. 16. /. Kao referentni spektar pri ovom merenju uzet je kontinualni spektar gvoždja, koji je takođe prikazan na slici.

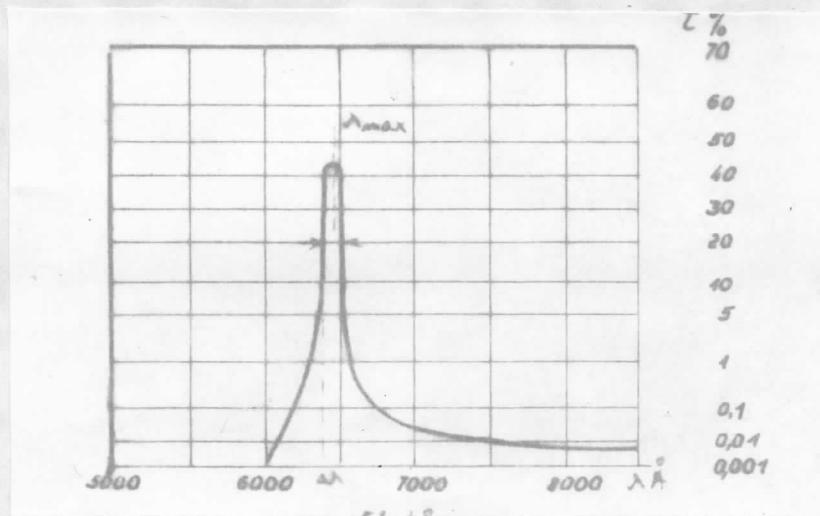
Svetlost Hg-lampe se pomoću sabirnog sočiva S, fokusira na vakuumsku fotoćeliju FC. Vakuumska fotoćelija, prikazana je na sl. 17. To je mali balon od stakla u kome se nalazi katoda K, od fotoosetljivog materijala/ mi smo koristili kalijum, koji je u tankom sloju nanet na površinu katode /, i anoda A, koja je u obliku metalnog prstena.



U sudu je visoki vakuum, a električna veza sa anodom i katodom ostvaruje se elektrodama koje su zatopljene u staklu.

Interferentno-refleksioni filter F, koji stoji na putu svetlosnog snopa prema fotoćeliji, ima ulogu da iz spektra živine svetlosti izdvoji monochromatsku svetlost koja odgovara jednoj od linijsa sa određenom talasnom dužinom, odnosno frekvencijom. U ovom radu koristili smo pet takvih filtera od firme "Schott". Maksimalne transparencije λ_{max} , ovih filtera su: $\lambda_{max} = 583\text{Å}$; $\lambda_{max} = 538\text{Å}$; $\lambda_{max} = 444\text{Å}$; $\lambda_{max} = 412\text{Å}$ i $\lambda_{max} = 365\text{Å}$. Pomenuti filtri odlikuju se time što

imaju uski opseg propuštanja / $\Delta\lambda \approx 100\text{\AA}$ / . Kriva transparencije data je na slici 18.



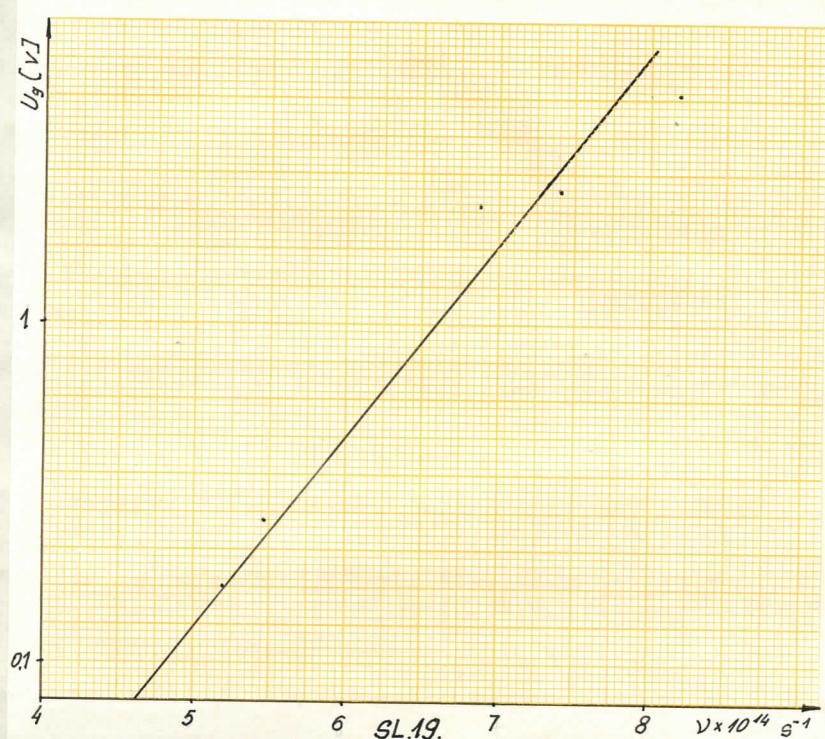
SL. 18.

Sastavni deo aparature je i jedan galvanometar G / mi smo koristili mikrovoltmetar velike osetljivosti / koji registruje fotostruju, voltmeter V, za merenje granične vrednosti kočećeg napona. Kao izvor jednosmerne struje koristili smo više u seriju vezanih čeličnih akumulatora B. U kolu se nalazi i jedan električni otpornik sa kliznim kontaktom $R=500\Omega$ i $0,55 \text{ A}$ i jedna prigušnica $1,15 \text{ A}$.

5. REZULTATI MERENJA

Izvodjenje eksperimenta sastojalo se u sledećem. Živina lampa Hg, uključi se preko prigušnice za izvor gradske mreže. Kad se lampa usija počinje se sa snimanjem $V=f(U_g)$, na način koji je opisan u teorijskom delu. Monohromatska svetlost, odredjene talasne dužine i frekvencije izaziva fotoelektrični efekt. Elektroni izbačeni sa katode obrazuju struju, koja se registruje na indikatorском instrumentu G. Pomoću električnog otpornika R, i baterije B, može se odabrati minimalni napon U_g , koji će zaustaviti struju izazvanu fotoefektom. Zatim se vrši pomeranje klizača duž električnog otpornika R sve dotle dok igla na indikatorском instrumentu ne pokaže minimalno skretanje ili nulu. U tom momentu očitavana je vrednost graničnog kočećeg napona na voltmetu V.

Ovako merenje ponovljeno je za svih pet filtera / za pet različitih talasnih dužina, odnosno za pet različitih frekvencija /. Rezultati merenja pokazani su na slici 19.

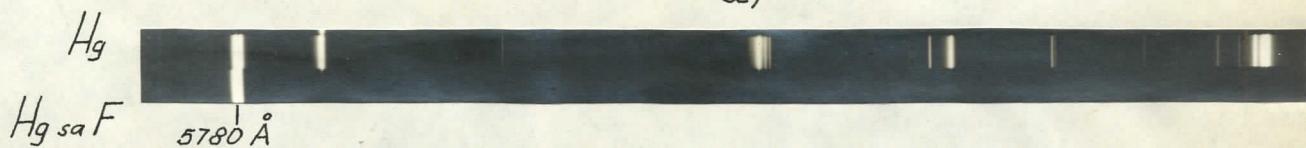


Iz teorijskog dela je poznato da U_g , linearno zavisi od frekvencije ν , kojom se izaziva fotoefekt. Međutim, na osnovu dobijenih rezultata i iz grafika na sl. 19. pomenuta linearnost nije dovoljno zastupljena.

Posumnjalo se da su filtri uzrok ovakvo lošim rezultatima, te se moralo pristupiti ispitivanju njihove transparencije. U tom cilju izvršeno je snimanje spektra Hg-lampe kroz svih pet filtera. Da bi se mogle uporedjivati linije koje odgovarajući filteri propuštaju a koje ne propuštaju, paralelno je snimljen i spektar živine lampe bez filtra. Dobijeni rezultati izvršenog snimanja pokazani su snimcima na slici 20. Gornji snimak odgovara spektru svetlosti Hg-lampe koja nije prošla kroz filter, a donji snimak, spektru svetlosti Hg-lampe koja je prošla kroz filter. Snimak a) je napravljen kroz filter $\lambda_{max} = 5830 \text{ Å}$, snimak b) kroz filter $\lambda_{max} = 5380 \text{ Å}$, snimak c) kroz filter $\lambda_{max} = 4440 \text{ Å}$, snimak d) kroz filter $\lambda_{max} = 4120 \text{ Å}$ i snimak e) kroz filter $\lambda_{max} = 3650 \text{ Å}$.

Na osnovu priloženih snimaka /sl. 20. /, mogli smo zaključiti da su filteri: $\lambda_{max} = 5830 \text{ Å}$, $\lambda_{max} = 5380 \text{ Å}$ i $\lambda_{max} = 3650 \text{ Å}$ dobri, tj. da propuštaju samo one linije za koje su i namenjeni.

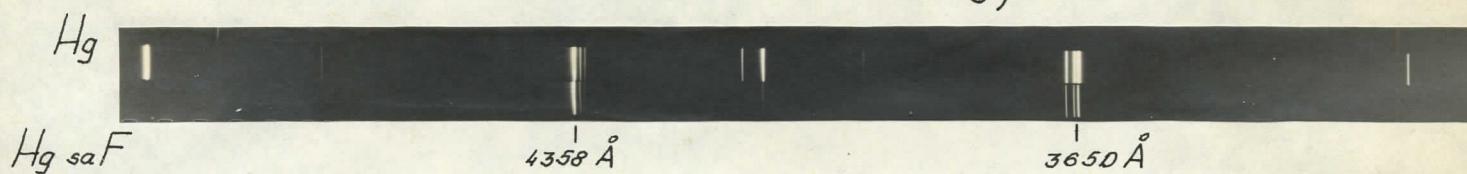
a)



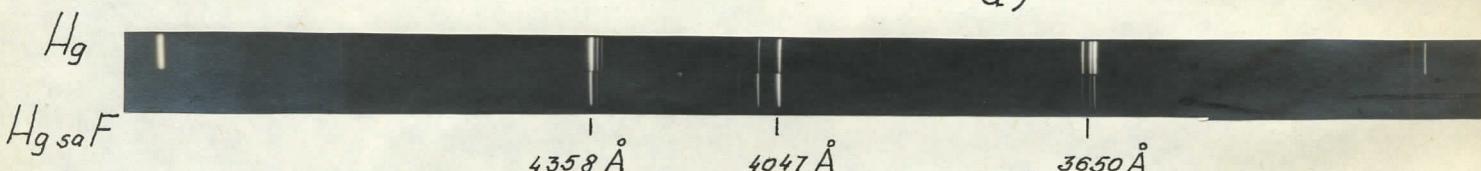
b)



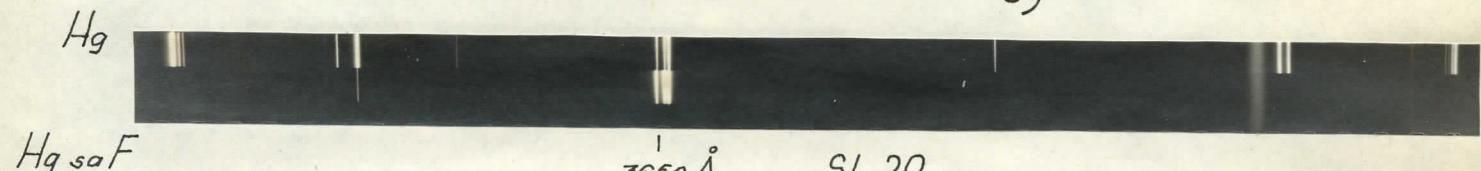
c)



d)

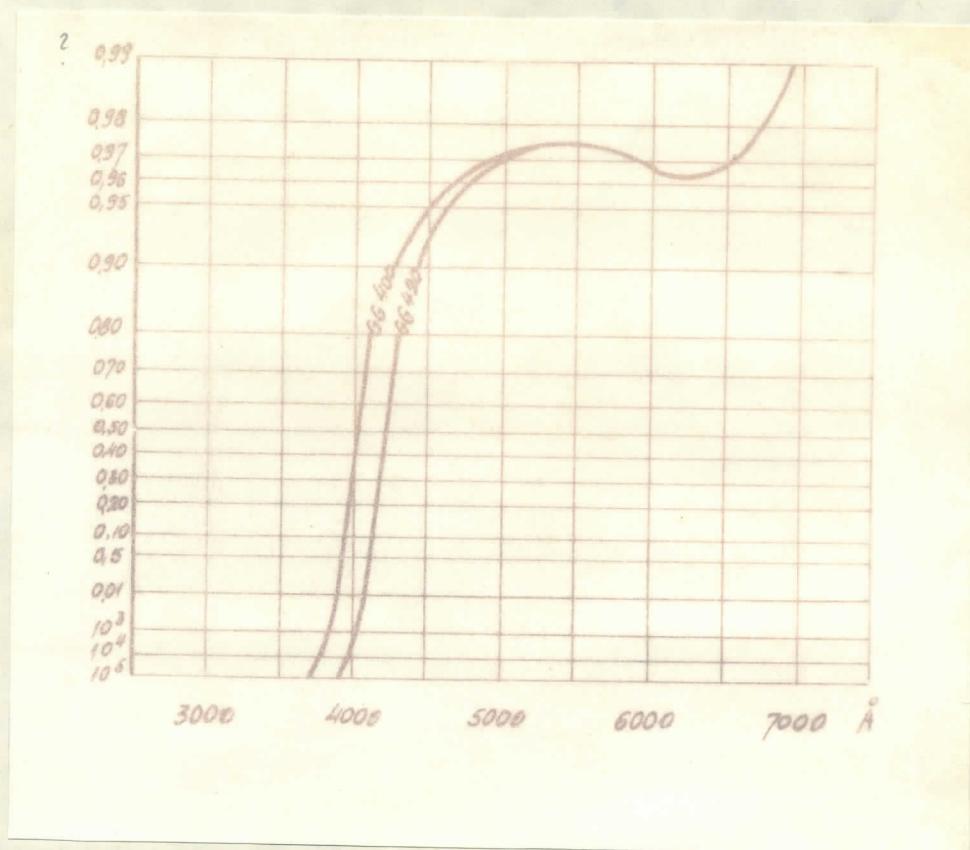


e)



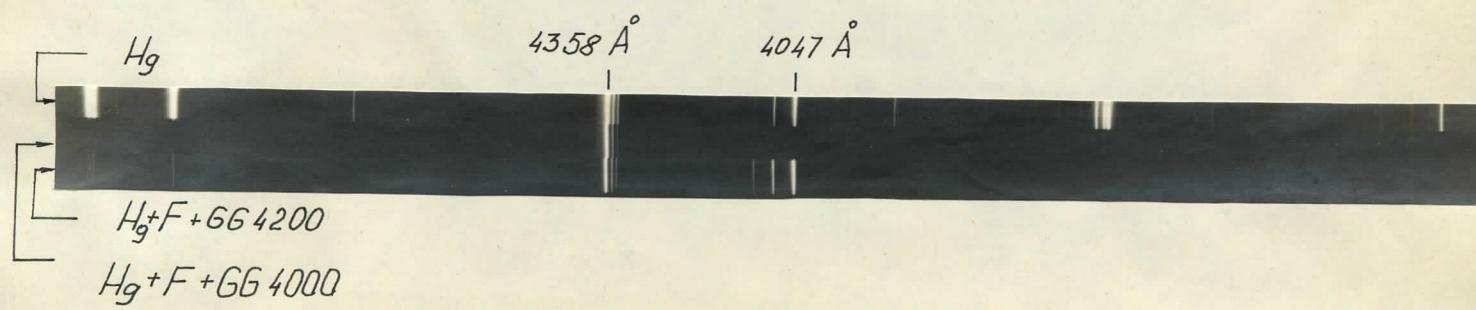
Medjutim, filter $\lambda_{max} = 4440 \text{ \AA}$ i $\lambda_{max} = 4120 \text{ \AA}$, propuštaju pored onih linija za koje su pravljeni, još i neke linije manje talasne dužine, veće frekvencije. Sa snimka c) i d) /sl. 20./, se vidi da filter $\lambda_{max} = 4440 \text{ \AA}$ propušta i linije kojima odgovaraju talasne dužine $\lambda = 4047 \text{ \AA}$ i $\lambda = 3650 \text{ \AA}$, a filter $\lambda_{max} = 4120 \text{ \AA}$ propušta i linije sa talasnim dužinama $\lambda = 4350 \text{ \AA}$ i $\lambda = 3650 \text{ \AA}$. Upravo pri upotrebi ova dva filtra pri snimanju dijagrama $V = f(U_g)$, ne dobijaju se dobre vrednosti za U_g , što se može objasniti na osnovu izloženog u teorijskom delu / 3-d /.

U cilju poboljšanja spektralne transparencije kod ova dva filtra, koristili smo bojene filtre GG 4200 \AA i GG 4000 \AA , od firme "Schott". Ovi filtri pravljeni su tako da seku sve linije u spektru ispod naznačenih vrednosti talasnih dužina, kao što pokazuje sl. 21.



SL.21

Kombinacijom filtra $\lambda_{max} = 4440 \text{ \AA}$ sa filtrom GG 4200 \AA i filtra $\lambda_{max} = 4120 \text{ \AA}$ sa filtrom GG 4000 \AA , transparencija se znatno poboljšala. Kroz ovako kombinovane filtre snimili smo spektar svetlosti Hg-lampe. Dobijeni rezultati snimanja pokazani su na snimcima /sl. 22./. Prvi spektar na snimku odgovara spektru svetlosti živine lampe koja nije prošla kroz filter; drugi spektar odgovara svetlosti Hg-lampe koja je prošla kroz filter $\lambda_{max} = 4440 \text{ \AA}$ i GG 4200 \AA ; treći spektar odgovara svetlosti Hg-lampe koja je prošla kroz filter $\lambda_{max} = 4120 \text{ \AA}$ i GG 4000 \AA .



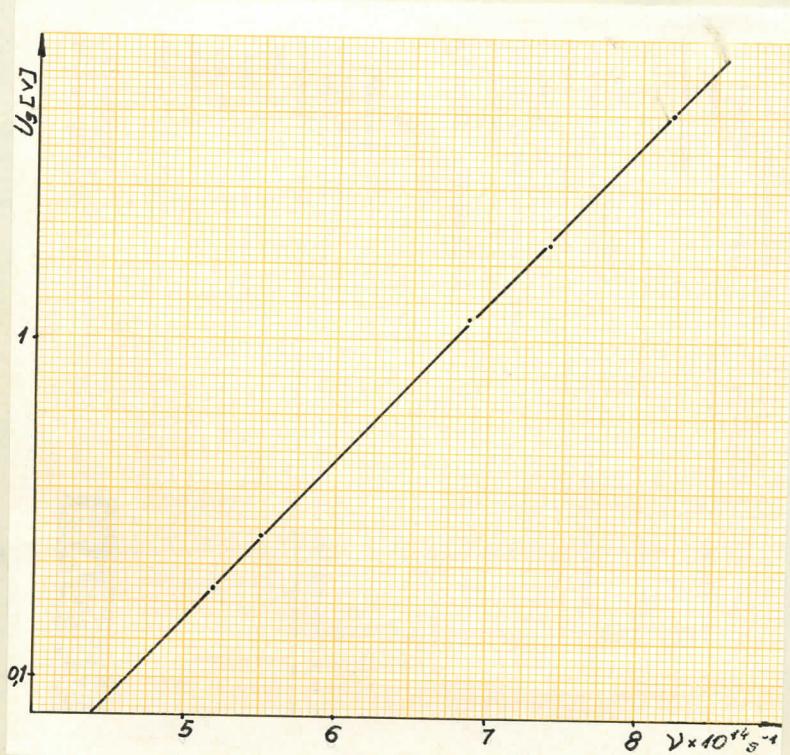
SL.22

Ako se uporede odgovarajući snimci sa sl. 20. i sl. 22., može se primetiti da je transparencija filtera znatno poboljšana, te su su pomenuti filtri skoro monohromatski.

Ovako popravljeni filtri, pokazali su vrlo dobre rezultate pri ponovnom merenju U_g za različito ν , odnosno λ . Rezultati merenja nalaze se u Tablici I, a dijagram $\nu = f(U_g)$, na slici 23.

TABLICA I

$\lambda [\text{\AA}]$	$\nu \times 10^{14} [\text{s}^{-1}]$	$U_g [\nu]$					\bar{U}_g	
		BROJ MERENJA						
		1	2	3	4	5		
5780	5,49	0,34	0,33	0,34	0,34	0,34	0,34	
5461	5,49	0,48	0,48	0,49	0,47	0,48	0,48	
4358	6,88	1,08	1,06	1,06	1,04	1,06	1,06	
4047	7,41	1,26	1,26	1,28	1,26	1,26	1,26	
3650	8,22	1,60	1,62	1,60	1,61	1,60	1,60	



Na osnovu podataka iz Tablice I, i pomoću grafika / sl. 23. /, može se izračunati Plankova konstanta prema / 36 / kao:

$$h = e \frac{\Delta U_g}{\Delta \nu} = e \frac{U_{g_2} - U_{g_1}}{\nu_2 - \nu_1}$$

$$h = 1,6 \cdot 10^{-19} \frac{1,51}{3,65 \cdot 10^{14}} = 6,56 \cdot 10^{-34} [\text{J} \cdot \text{s}]$$

Da bi se našla greška sa kojom smo odredili konstantu h , izraz /36/ se mora diferencirati po svim promenljivim veličinama:

$$\frac{\partial h}{\partial e} = \frac{\Delta U_g}{\Delta \nu}; \quad \frac{\partial h}{\partial \Delta U_g} = \frac{e}{\Delta \nu}; \quad \frac{\partial h}{\partial \Delta \nu} = e \Delta U_g \left(-\frac{1}{\Delta \nu^2} \right)$$

te se greška računa po formuli:

$$\Delta h = \sqrt{\left(\frac{\partial h}{\partial e} \right)^2 \Delta e^2 + \left(\frac{\partial h}{\partial \Delta U_g} \right)^2 \Delta (\Delta U_g)^2 + \left(\frac{\partial h}{\partial \Delta \nu} \right)^2 \Delta (\Delta \nu)^2}$$

Pri čemu je vrednost napona U_g na voltmetru čitana sa greškom $\Delta U_g = 0,02 \text{ V}$, vrednost frekvencije sa greškom $\Delta \nu = 0,02 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$, a greška određivanja nanelektrisanja, nadjena u tablici $\Delta e = 0,0003 \cdot 10^{-19} \text{ C}$. Zamenjujući ove vrednosti u prethodni izraz i uzimajući vrednosti iz Tablice I, određuje se greška (standardna devijacija), sa kojom je određena Plankova konstanta:

$$\frac{\partial h}{\partial e} = \frac{1,51}{3,65 \cdot 10^{14}} = 0,413 \cdot 10^{-14} \text{ V} \cdot \text{s} ; \quad \frac{\partial h}{\partial \Delta U_g} = \frac{1,6 \cdot 10^{-19}}{3,65 \cdot 10^{14}} = 0,43 \cdot 10^{-33} [\text{C} \cdot \text{s}]$$

$$\frac{\partial h}{\partial \Delta \nu} = 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 1,51 \left(-\frac{1}{12,3 \cdot 10^{28}} \right) = -0,196 \cdot 10^{-47} [\text{J} \cdot \text{s}]$$

$$\Delta h = \sqrt{0,03179} \cdot 10^{-34} = 0,17 \cdot 10^{-34} [\text{J} \cdot \text{s}]$$

$$h = (6,56 \pm 0,17) \cdot 10^{-34} [\text{J} \cdot \text{s}]$$

Eksperimentalno dobijena vrednost za h , sa greškom na prvoj decimali je u granicama eksperimentalne tačnosti. Najveću grešku prilikom određivanja Plankove konstante unosilo je merenje napona U_g .

Z A K L J U Č A K

Kao što je u uvodnom delu rečeno, zadatak rada je bio da se odredi Plankova konstanta metodom fotoefekta, kao i da se otklone nedostatcivešće.

Uzrok ločih vrednosti za Plankovu konstantu, koje su dobili studenti na vežbama, bili su loči filtri, koje smo uspeli da popravimo. Pokušali smo da mesto filtera koristimo monochromator za dobijanje monochromatske svetlosti, ali u tomo nismo uspeli, pošto monochromator daje mnogo slabiji intenzitet svetlosti nego filtri a fotoćelija je slabe osotljivosti. Bilo je pokušaja da se mesto kalijumove fotoćelije upotrebi druga fotoćelija komercijalnog tipa, međutim nije bilo uspeha (predpostavljaja se da je sloj na fotokatodi neka močavina više elemenata).

Opisanom eksperimentalnom metodom, kojoj je bio posvećen ovaj diplomski rad dobijena je vrednost Plankove konstante u granično eksperimentalne tačnosti, koja se dobro slaže sa vrednostima koje su dobijene drugim metodama.



L i t e r a t u r a

1. G. S. Landsberg, Optika, "Naučna knjiga", Beograd, 1967.
str. 457-463 i str. 507-509
2. Dr. Ivan Supek, Teorijska fizika i struktura materije,
Zagreb, 1949. str. 312- 316 i str. 356-361
3. J. B. Hoag, S. A. Korff, Elektronska i nuklearna fizika,
" Naučna knjiga ", Beograd, 1962. str. 48-73
4. E. V. Špoljskij, Atomska fizika I, Zavod za izdavanje
udžbenika Narodne Republike Srbije, Beograd, 1963.
str. 219-225 i str. 283-290
5. Frič i Timorijeva, Kurs opšte fizike, knjiga III, Beograd,
str. 250-251 i str. 335-346
6. Dr. Ivan Janić, Fizika IV deo, Novi Sad, 1970. str. 544-553
7. Dr. Ivan Janić, Eksperimentalne vežbe iz atomske fizike I
deo, Novi Sad, 1971.
8. Inž. Vlastimir M. Vučić, Osnovna merenja u fizici," Naučna
knjiga ", Beograd, 1972. str. 293-297
19. F. V. Sears, Elektricitet i magnetizam," Naučna knjiga ",
Beograd, 1963. str. 346-348
10. Dr. inž. Dragiša M. Ivanović, Inž. Vlastimir M. Vučić,
Atomska i nuklearna fizika (III)," Naučna knjiga ",
Beograd, 1967. str. 63-72 i str. 35-40 istr. 49-57