

UNIVERSITET U NOVOM SADU

PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET

Naставно-naučna grupa fizika



Dražić Svenko

POLARIZOVANOST SVETLОСТИ  
КОД ЗЕНАНОВОГ СПЕКТРА  
(diplomski rad)

Novi Sad, 1977.

## S A D R Ģ A J

UVOD .....	2
TEORIJSKI I DIO .....	3
Eliptično i kružno polarizovana svjetlost .....	3
Analitska polarizovana svjetlosti .....	7
TEORIJSKI II DIO .....	10
Generacijski kvantni brojevi za opisivanje elektrona u elek- tronskom smotaču sličenih atoma .....	10
Vektorски model atoma i tipovi spreza .....	12
Magnetski moment jednog atoma .....	14
Semanov efekat .....	17
Klasično objašnjenje normalnog Semanovog efekta i polarizovanosti svjetlosti komponenti .....	19
Semanovo objašnjenje polarizacije svjetlosti dobiđenih komponenata .....	21
Evidentno mehaničko objašnjenje normalnog Semanovog efekta .	23
Evidentno mehaničko objašnjenje Semanovog efekta na bazi vektorskog modela atoma .....	25
Simboli termina .....	27
Teoretske člene za ljudičestu liniju Hg 4046,56 nm i zelenu liniju Hg 5460,74 nm .....	28
EXPERIMENTALNI DIO .....	30
Opis uređaja za posmatranje Semanovog efekta .....	30
Opis ogleda pri ispitivanju polarizacije svjetlosti kod Semanovog efekta .....	33
Ulovi snimanja i fotografije Semanovog efekta .....	36
Zaključci .....	41
Literatura .....	42

## U V O D

U razvitku savremenе nauke posebnu ulogu odigralo je veliko naučno otkriće ruskog naučnika Aleksandra Mihajloviča Butlerova ( 1828-1902 ) - teorija hemijske strukture, čiji je razvoj tijesno vezan sa razvojem elektronske strukture atoma.

Samo znanje o osobinama elektrona i o elektronskoj strukturi atoma temelji se na proučavanju atonskih spektara, na apsorpciji i emisiji svjetlosti. Direktne se ne mogu poznavati elektronske strukture atoma, ali se preko njenih stanja takođe mogu odrediti iz atonskih spektara.

Pojava cijepanja spektralnih liniјa u magnetnom polju na više komponenti - pojava Zeemanovog efekta, je osnova tog proučavanja. Količegod je interesantan problem cijepanja spektralnih liniјa u magnetnom polju, ništa manje nije interesantan problem polarizovanosti svjetlosti komponenti neostalih cijepanjem spektralnih liniјa. Upravo tom problemu posvećen je ovaj diplomski rad. Sam rad sastoji se iz dva dijela: teorijskog i eksperimentalnog.

U teorijskom dijelu rada obraden je problem eliptične i kružne polarizovanе svjetlosti, analiza polarizovanih svjetlosti, vektorski model atoma, Zeemanov efekat i polarizovanost svjetlosti komponenti kada klasično tako i kvantomehaničko objašnjeno je pojava, dok je u eksperimentalnom dijelu rada dat opis ogleda kojima je ispitivana polarizovanost svjetlosti komponenti kod liniјe Hg, kao i snimci Zeemanovog efekta.

**THE BISHOP'S DIO**

1930-1931

I

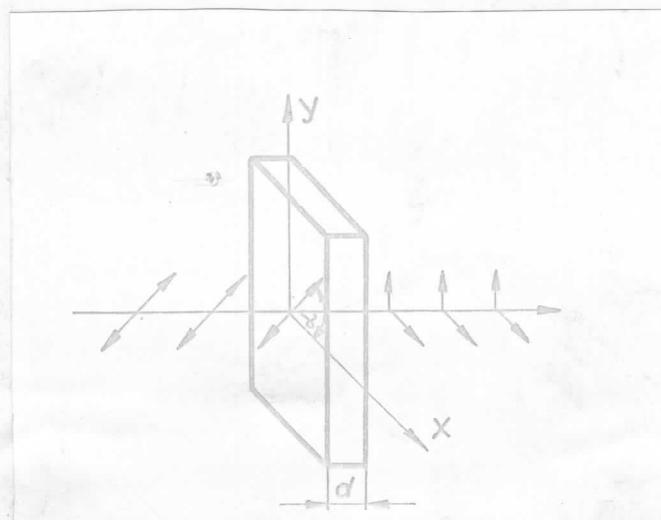
Svjetlost je talasno kretanje sa transverzalnim oscilacijama. Kod prirodne nepolarisovane svjetlosti oscilacije se vode u svim pravcima normalnim na pravac prestiranja. Pojava da se kod svjetlosti, pod izvješnjim okolnostima, od svih mogućih njenih oscilacija nadrže oscilacije samo u jednom određenom pravcu, zove se polarizacija svjetlosti. To je složena pojava koja doveđi do različiti oblike polarisovanosti svjetlosti. Tačko se u nekim slučajevima dobiva svjetlost čiji se svjetlosni vektor obrće oko pravca svaka u ravni normalnoj na njega. Vektor pri tome periodično mijenja svoj intenzitet tako da njegov vrh opisuje elipsu. Ovakav slučaj se dobija kada se dvije međusobno normalne oscilacije sa različitim amplitudama i istim periodima oscilovanja sile u jednu rezultujuću oscilaciju. Takva svjetlost se naziva eliptično polarisovana svjetlost. Specijalni slučaj eliptično polarisovane svjetlosti je kružno ( cirkularno ) polarisovana svjetlost. U tom slučaju svjetlosni vektor rotira oko pravca prestiranja ne mijenjajući intenzitet, a vrh mu opisuje krug. Kada svjetlosni vektor ne rotira nego samo mijenja intenzitet u jednom pravcu, takva svjetlost se naziva linearne polarisovana svjetlost.

### ELIPTIČNO I KRUŽNO POLARISOVANA SVJETLOST

Linearne polarisovana svjetlost pada na plošnicu od kristala dobijene d ojeđene tako da su joj površine paralelne optičkoj osi ( slika 1. ). Svjetlosni vektor zahlep ugaš-



na optičkom osi koja je u pravcu X - ose sistema XY. Linearno polarizovana svjetlost će se u kristalu razložiti u dve međusobno normalne komponente koje se kroz kristal prostiru različitih brzina, zbog čega će pri dalasku da podelice razlikovati se u fazu.



Sl. 1.

Faznu razliku komponenti određujemo poseću putne razlike koja je data formулом:

$$\Delta = n_1 - n_2 = \frac{d}{\lambda} (n_1 - n_2) \quad (1.1)$$

gdje je  $n_1$  - indeks prelamanja za komponentu u pravcu X ose (ima osobine redovnog zraka),  $n_2$  - indeks prelamanja za komponentu u pravcu Y ose (ima osobine noredovnog zraka), vezanom relacijom:

$$\varphi = \frac{2\alpha}{\lambda} \Delta \quad (1.2)$$

tako da za faznu razliku imamo:

$$\varphi = \frac{2\alpha}{\lambda} d (n_1 - n_2) \quad (1.3)$$

Pri tom na izlasku plođice moći će se oscilacije sa normalnim pravcima, sa istom frekvencijom, koje se jedna u odnosu na drugu razlikuju u fazi datu relacijom ( 1. 3 ). Te dvije oscilacije služe se u jednu rezultujuću oscilaciju, čiji svjetlosni vektor opisuje elipso, krug ili pravac, što zavisi od fazne razlike i amplituda komponenti.

#### Rengocija oscilacija u pravcu XY ova označena su:

$$\begin{aligned} x &= A \cos(\omega t + \varphi_{10}) \\ y &= B \cos(\omega t + \varphi_{20}) \end{aligned} \quad (1.4)$$

gdje su  $A$  i  $B$  amplitude oscilacija komponenti, a  $\varphi_{10}$  i  $\varphi_{20}$  početne faze oscilacija komponenti. Jednačina putanje koju opisuju rezultujuća oscilacija ovih oscilacija dobiva se eliminacijom vremena  $t$  iz jednačina ( 1. 4 ).

#### Za pojedine slučajeve fazne razlike imamo:

a) faza razlika  $\varphi = 0$

$$\varphi_{10} = \varphi_{20} \quad (1.5)$$

tada je:  $x = \frac{A}{B} y$  ( 1. 5 )

ako je  $A = B$  tada jednačina ( 1. 5 ) predstavlja jednačinu prave sa koeficijentom pravca  $\operatorname{tg} \alpha = 1$ ,  $\alpha = 45^\circ$  ( slika 2a. ).

b) faza razlika  $\varphi = \tilde{\omega}$

$$\varphi_{20} - \varphi_{10} = \tilde{\omega}$$

tada je:  $x = - \frac{A}{B} y$  ( 1. 6 )

za slučaj  $A = B$  jednačina ( 1. 6 ) predstavlja jednačinu prave sa koeficijentom pravca  $\operatorname{tg} \alpha = -1$ ,  $\alpha = 135^\circ$  ( slika 2b. ).

c) faza razlike je  $\varphi = \frac{\alpha}{2}$

$$\varphi_{20} = \varphi_{10} + \frac{\tilde{u}}{2}$$

tada je:  $\frac{x^2}{A^2} + \frac{y^2}{B^2} = 1$  (1.7)

Jednačina (1.7) predstavlja jednačinu elipse koja se srušaj A = B prelazi u jednačinu jediničnog kruga. Smjer kretanja svjetlosnog vektora je u pravcu konaljke na satu (slika 2e.).

d) faza razlike  $\varphi = -\frac{\tilde{u}}{2}$

$$\varphi_{20} = \varphi_{10} - \frac{\tilde{u}}{2}$$

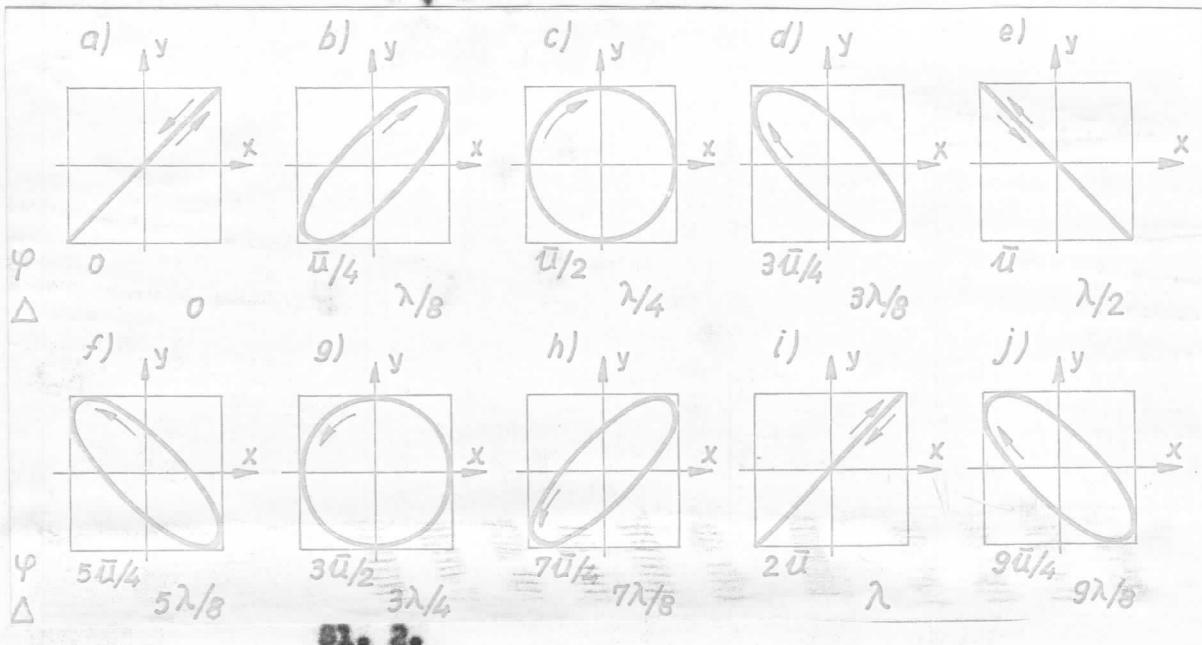
Ponovo se dobiva jednačina elipse samo sa suprotnom orijentacijom, to jest smjer rotacije svjetlosnog vektora je suprotan smjeru kretanja konaljke na satu (slika 2g.).

e) faza razlike  $\varphi = +\delta$

$$\varphi_{20} = \varphi_{10} + \delta$$

tada je:  $\frac{x^2}{A^2} + \frac{y^2}{B^2} - \frac{2xy}{AB} \cos \delta = \sin^2 \vartheta$  (1.8)

Jednačina (1.8) predstavlja jednačinu elipse upisane u pravougaonik sa stranama za i zB. Smjer rotacije svjetlosnog vektora je u smjeru konaljke na satu, dok je za neku faznu razliku  $-\delta$  smjer rotacije suprotan smjeru kretanja konaljke na satu (slike 2b i slika 2d.).



Sl. 2.

Na slici 2. pregledno su pokazane projekcije oblika elipse kod eliptično polarizovane svjetlosti za nekoliko slučajeva, iz kojih se vidi zavisnost smjera rotacije svjetlosnog vektora od fazne razlike, odnosno dobljene plodice izražene u tlačnim dušinama. Svjetlosni vektor linearno polarizovane svjetlosti građe je na X osu ugao  $45^\circ$  i sato su amplitude A i B jednake.

#### ANALIZA POLARIZOVANE SVJETLOSTI

Kao što se iz slike 2. vidi i kao što je ređeno posuđu četvrttalasne kvarene plodice iz linearno polarizovane svjetlosti može se dobiti eliptična ili kružna polarizovana svjetlost i obrnuti: da eliptične ili kružne polarizovane svjetlosti može se dobiti linearno polarizovana svjetlost.

Ta činjenica koristi se za razlikovanje kružno polarizovane svjetlosti od prirodne svjetlosti. Nedjutim, sam polarizacioni uređaj, na primjer polaroid, nije dovoljan da bi se razlikovale različite polarizacije svjetlosti, nego je potrebna i četvrttalasna

plošica koja se prethodno orijentiše. Tada se kružno polarisovana svjetlost pretvara u linearne polarizovanu i pomoću polareida se može ugasiti, dok kod prirodne svjetlosti se ne može.

Pomoću polareida se može odrediti da li je svjetlost kružno ili eliptično polarizovana. Kod kružno polarizovane svjetlosti rotacijom polareida intenzitet svjetlosti se ne menjaju, dok se kod eliptično polarizovane svjetlosti menjaju od neke minimalne do neke maksimalne vrijednosti.

Isto tako pomoću polareida i četvrttalasne plošice može se odrediti da li je kružno polarizovana svjetlost sa desnom ili lijevom polarizacijom. Sa slike 2. se vidi da kružno polarizovana svjetlost sa okrugom majorovinom polarizacije se dobiva pri faznoj razlici  $\frac{\pi}{2} + \frac{3\pi}{2}$ , koje daju  $\frac{\lambda}{4} + \frac{3\lambda}{4}$  plošice, kada svjetlosni vektor se optičkom osom koja je u pravcu X - osi gradi ugao od  $45^\circ$ .

Pri prolasku linearne polarizovane svjetlosti kroz četvrttalasnu plošicu stvara se fasma razlika kod komponenti kružno polarizovane svjetlosti od  $\frac{\pi}{2}$ . Isto tako pri prolasku komponenti kružne polarizovane svjetlosti kroz istu plošicu gubi se fasma razlika na  $\frac{\pi}{2}$ . Ako je fasma razlika komponenti kružne polarizovane svjetlosti  $\frac{3\pi}{2}$ , pri prolasku tih komponenti kroz četvrttalasnu plošicu fasma razlika će se smanjiti na  $\pi$  i tada će se oscilacije komponenti složiti prema (1. 6), a svjetlosni vektor graditi ugao sa X - osom od  $\frac{3\pi}{4}$ .

Ako unesemo konvenciju da svjetlosni vektor linearne polarizovane svjetlosti, koji gradi ugao  $= 45^\circ$  sa X - osom, posmatrajući u pravcu protiranja svjetlosti daje desnokružnu polarizovanu svjetlost pri faznoj razlici od  $\frac{\pi}{2}$ , a pri faznoj razlici komponenti  $\frac{3\pi}{2}$  lijevokružnu polarizaciju i ako unesemo da polareid propušta line-

orno polarizovanu svjetlost u pravou  $0^\circ - 180^\circ$  i da se taj pravac poklapa sa pravcem Y - ose, onda na sigurnosnu, na osnovu razmatranja moleno tvrditi da pri rotaciji polareida na  $45^\circ$  u smjeru kazaljke na satu svjetlost čiji svjetlosni vektor ima maksimalnu intenzivnost posjeduje desnookružnu polarizaciju, a pri rotaciji polareida na  $45^\circ$  u suprotnom smjeru kazaljke na satu lijevookružnu polarizaciju.

II

OSNOVNI KVANTNI BROJEVI SA OPISIVANJEM ELEKTRONA U  
ELEKTRONSKOM SLOŽENOM ATOMU

Theorija atoma sa dva ili više elektrona nije se mogla ingraditi na osnovu Borove teorije vodenika, jer za rješavanje tog problema potrebno je uzeti u obzir i uzajamno dejstvo jednog elektrona sa drugim, što je slično problemu više tijela u klasičnoj mehanici.

Prije svega treba da imamo u vidu da se struktura atonskih spektara može objasniti na osnovu strukture energetskih nivoa u atomu i pravilima koja valje na realnosti kvantne prelaze, kao i da su energetska stanja - termovi ( mazine od elektronske konfiguracije ) duljko složeniji kod atoma sa dva ili više elektrona nego kod atoma vodenikovog tipa.

U vezi kvantno-talasne teorije eksperimentalnim činjenicama je utvrđeno da se energetski nivoi elektrona u atomu potpuno mogu opisati pomoću četiri kvantna broja sa ovim nazivima i osakama: glavni kvantni broj  $n$ , orbitalni ili sporedni kvantni broj  $l$ , magnetni kvantni broj  $m_l$  i spinski magnetni kvantni broj  $m_s$ .

Glavni kvantni broj  $n$ , određuje sloj, odnosno grupu bliskih energetskih nivoa. Nije da ima vrijednosti:

$$n = 1, 2, 3, \dots \quad (2.1)$$

kojima prema spektroskopskim osakama odgovara 1juskat:

$$\begin{aligned} n &= 1, 2, 3, 4, 5, 6, \\ 1juskat &\equiv L \equiv M \equiv P \equiv Q \end{aligned}$$

Sporedni kvantni broj  $l$ , određuje moment količine kretanja elektrona u atomu na koji kvantna mehanika daje formu:

$$|l| = \sqrt{l(l+1)} \quad (2.2)$$

gdje je  $l$  – orbitalni kvantni broj ( $l = 0, 1, 2, \dots, n-1$ ),  
 $\vec{k} = \frac{\vec{L}}{r}$ . Ovako definisani orbitalni moment količine kretanja je  
 kvantiran i može biti jednak nuli na razliku od klasičnog koji je  
 u vijek različit od nule ( $L = \vec{r} \times \vec{p}$ ,  $\vec{r} \neq 0$ ).

Vrijednosti orbitalnog kvantnog broja i respektivno odgovarajući termini:

$$\begin{aligned} l &= 0, 1, 2, 3, 4, \\ \text{term} & s p d f g . \end{aligned}$$

**Magnetni kvantni broj**  $m_l$ , u vezi je sa magnetnim momentom elektrona koji nastaje uslijed orbitalnih kretanja, a njegova vrijednost određuje orijentaciju elektronskih putanja u prostoru pod dejstvom spoljašnjih polja. Kvantna mehanička formula za magnetni moment elektrona je:

$$\vec{\mu}_l = -\frac{\mu_0 e}{2m_e} \vec{l} = -\frac{\mu_0}{2} \vec{l} \quad (2.3)$$

gdje je :

$$\mu_0 = \mu_0 e \frac{1}{2m_e} \quad (2.4)$$

**Barev magneton** ( atomska jedinica magnetnog momenta ).

Projektovanjem  $\vec{l}$  na privelegovani pravac z dobiva se:

$$|l_z| = m_l \mu_0 \quad (2.5)$$

$$m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l \quad (2.6)$$

gdje je,  $m_l$  – magnetni kvantni broj i može da ima  $2l + 1$  vrijednost.

**Spinski magnetni kvantni broj**  $m_s$ , u vezi je sa magnetnim momentom elektrona koji nastaje uslijed sopstvenog obrtanja.

U kvantnoj mehanici sopstveni moment impuls dat je izrazom:

$$|\vec{s}| = \sqrt{s(s+1)} \hbar \quad (2.7)$$

a projekcije u pravou su:

$$|\vec{s}_z| = m_s \hbar \quad (2.8)$$

gdje je  $s$  – spinski kvantni broj, na osnovu eksperimentalnih činjeni-

ima samo jednu vrijednost  $S = \frac{1}{2}$ ,  $s_z$  - spinski magnetni kvantni broj, može da ima samo dve vrijednosti  $s_z = \pm \frac{1}{2}$ .

Sam problem raspodjele elektrona u više elektronskim atomima rješava Paulijev princip koji glasi: ni u jednom stanju atoma ne mogu biti koja dva elektrona imati sva četiri osnovna kvantna broja ista.

#### VKTORSKI MODEL ATOMA I TIPOVI SPREDA

Svaki elektron u atomu posjeda orbitalni moment količine kretanja  $\vec{l}_i$  i spinski moment količine kretanja  $\vec{s}_i$  kvantno mehanički određeni relacijama ( 2. 2 ) i ( 2. 7 ). Ukoliko elektrone predstavimo odgovarajućim vektorima  $\vec{l}_i$  i  $\vec{s}_i$  onda govorimo o vektorskom modelu atoma. U zavisnosti od interakcije ovih momentata količine kretanja зависiti će tip sprega, odnosno formiranje ukupnog momenta količine kretanja  $\vec{J}$ .

Kada je spin orbitalna interakcija slaba u odnosu na Kule-novo odlikivanje, tada u prvoj aproksimaciji dolazi do spajanja svih orbitalnih momenata i svih spinskih momenata u jedan rezultujući orbitalni  $\vec{L}$ , osnoane spinski  $\vec{S}$ :

$$\vec{L} = \sum_{i=1}^m \vec{l}_i \quad ( 2. 9 )$$

$$L = \sqrt{L(L+1)} \frac{\hbar}{2} \quad ( 2. 10 )$$

gdje je  $L = l_1 + l_2 + \dots + l_m$ ,  $l_1 + l_2 + \dots + l_m = l$ ,  $l_1 + l_2 + \dots + l_m = 2$ ,

$$\dots, l_1 + l_2 + \dots + l_m = \quad ( 2. 11 )$$

$$\vec{S} = \sum_{i=1}^m \vec{s}_i \quad ( 2. 12 )$$

$$S = \sqrt{S(S+1)} \frac{\hbar}{2} \quad ( 2. 13 )$$

gdje je  $S$  = spinski kvantni broj:

$$S = S_1 + S_2 + \dots + S_L, S_1 + S_2 + \dots + S_L = 1, S_1 + S_2 + \dots + S_L = 2,$$

$$\dots, S_1 + S_2 + \dots + S_L = 0 \quad (2.14)$$

Tek u drugoj aproksimaciji dolazi do sprovanja  $\vec{L} + \vec{S}$  u rezultujući moment količine kretanja atoma  $\vec{J}$ :

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S} \quad (2.15)$$

$$J = \sqrt{J(J+1)} \hbar \quad (2.16)$$

$$J_x = S_x \hbar \quad (2.17)$$

Kvantni brojevi  $J$  i  $S_x$  su strogo definisani i mogu imati:

$$S_x = J, J-1, J-2, \dots, -J \quad (2.18)$$

dok  $J$  može preprimiti  $2S+1$  vrijednost za  $L$ :  $S$

$$J = S + L, S + L - 1, \dots, L = S \quad (2.19)$$

ili  $2L+1$  vrijednost za  $L$ :  $S$

$$J = S + L, S + L - 1, \dots, S - L \quad (2.20)$$

Ovakav tip sprega niziva se  $LL$  sprega ili Rassel-Sanderova sprega i nastupljena je kod lakićih atoma.

Kada je spin orbitalna interakcija svakog elektrona jaka u odnosu na orbitalno - orbitalnu interakciju, odnosno na Kule-Neovo odbijanje, tada se u prvoj aproksimaciji orbitalni i spinski moment količine kretanja elektrona slaju u jedinstveni moment količine kretanja  $\vec{j}_1$ :

$$\vec{j}_1 = \vec{l}_1 + \vec{s}_1 \quad (2.21)$$

a u drugoj aproksimaciji u ukupan moment količine kretanja atoma  $\vec{j}$ :

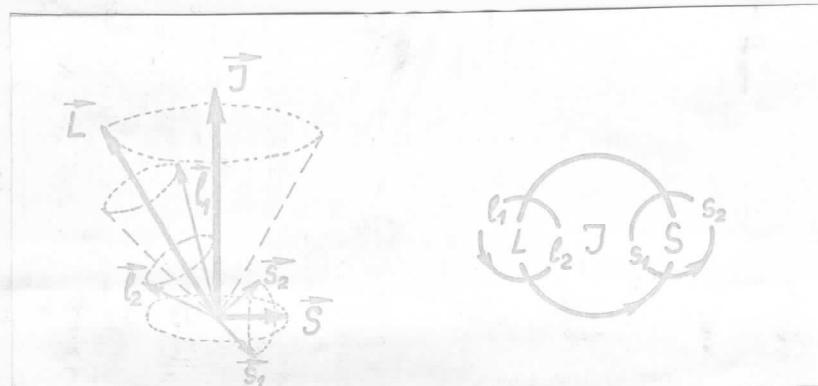
$$\vec{j} = \sum \vec{j}_1 \quad (2.22)$$

koji je strogo definisan rešenjem (2.16).

Ovakav tip veze niziva se  $j,j$  veza i realizovana je kod većine težkih atoma.

Kada je spin orbitalna i orbitalna - orbitalna interakcija istog reda tada se radi o kombinovanoj spremi koja je najkomplikovatija i nastupljena je kod atoma u sredini periodnog sistema.

Vektorski model atoma sa dva valentna elektrona sastoji se iz četiri vektora: dva orbitalna momenta količine kretanja  $\vec{l}_1$  i  $\vec{l}_2$  i dva spinska momenta količine kretanja  $\vec{s}_1$  i  $\vec{s}_2$ , koji se međusobno sprebu dajući rezultujući ukupni moment količine kretanja  $\vec{j}$ .



Sl. 3.

Na slici 3. je prikazan vektorski model kod LS opreza, odakle se vidi da se prvo sprebu  $\vec{l}_1$  i  $\vec{l}_2$  u  $\vec{l}$ , i  $\vec{s}_1$  i  $\vec{s}_2$  u  $\vec{S}$  i da se tek tad sprebu  $\vec{l}$  i  $\vec{S}$  u  $\vec{j}$  oko koga vrće precesiju.

#### MAGNETNI MOMENT JEDNOG ATOMA

Vosa između momenta količine kretanja  $\vec{l}$  i  $\vec{s}$  i njihovih odgovarajućih magnetskih momenta  $\vec{\mu}_l$  i  $\vec{\mu}_s$  je:

$$\mu_l = - \frac{\mu_0}{4} \vec{l} \quad (2.23)$$

$$\mu_s = - 2 \frac{\mu_0}{4} \vec{s} \quad (2.24)$$

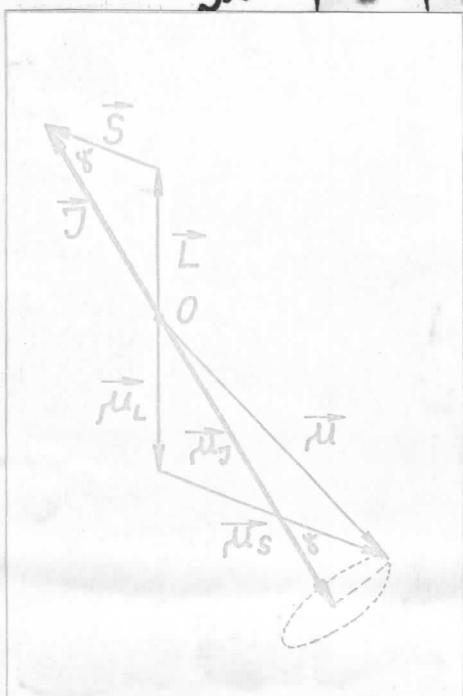
Sivi moduli, nisu strogo kvantirani:

$$M_2 = \sqrt{L(L+1)} M_1 \text{ includes } \text{ odd terms} \quad (2.25)$$

$$M_s = 2\sqrt{s(s+1)} \quad (2.26)$$

Magnetični momenti dati relacijama ( 2. 23 ) i ( 2. 24 ) slobodno se uključuju u jedinički ( ukupni ) magnetni moment atoma ( slika 4. ):

$$\vec{\mu} \cdot \vec{\mu} \cdot \vec{\mu}$$



10

M — Mg —

$$\text{adjacent to } e_{ij} = 1 + \frac{\delta(j+1) - L(L+1) + S(S+1)}{\delta(L+1)}$$

Landeev g-faktor, koji pokazuje kako su povećani  $\bar{\mu}_L$  i  $\bar{\mu}_S$  pri formiranju ukupnog magnetnog momenta  $\bar{\mu}$ .

Geometrijski oblik i projekcija u pravcu x ( 2. zr ) aut.

$$\mu_j = \epsilon_j \sqrt{d(j+1)} - 1 \quad \text{for } j = 1, 2, \dots, n-1 \quad (2.29)$$

$\mu_1 = m_3 \cdot \mu_3$       (2.30)

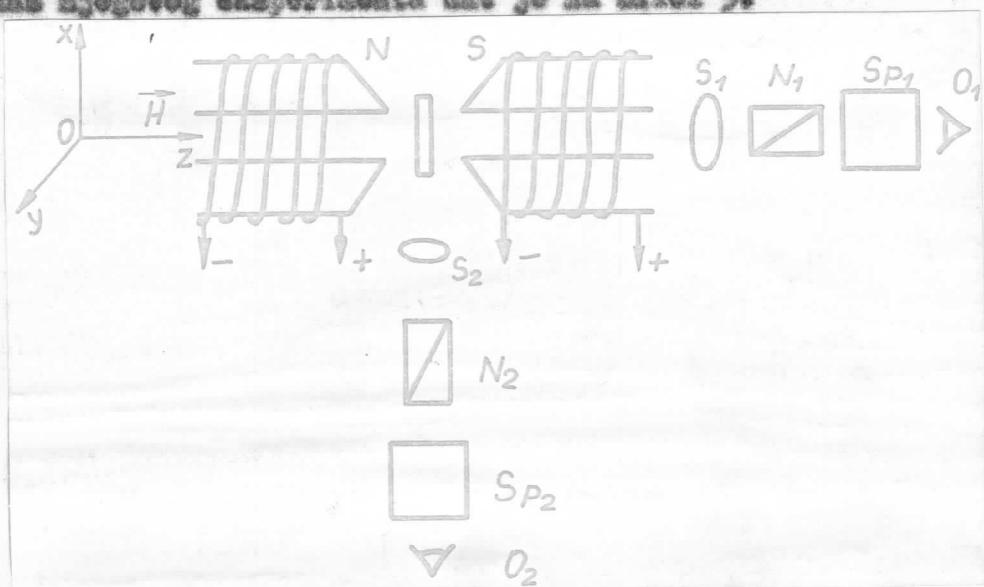
gdje su vrijednosti kvantnog broja  $n_j$  i kvantnog broja  $J$  date rec-  
lacijama ( 2. 18 ), ( 2. 19 ), ( 2. 20 ).

### SEMANOV SVJETLAC

Utvrditi da magnetsko polje djeluje na svjetlosne zrake. Paralel je zaključio da one mora da djeluju tis prije i na izvor svjetlosti. Pošto svaka spektralna linijsa odgovara izvjesnom elektronskom procesu u atomu, znani da stavljanjem svjetlosnog izvora u magnetsko polje, ono treba da dovede do promjene frekvencije oscilatorskog procesa u atomu, koja se odražava napomenjaju spektralnih linijsa na crvenom ili ljubičastom dijelu spektra, odnese na cijepanje spektralnih linijsa na nekoliko komponenti.

Karakter cijepanja različitih spektralnih linijsa je veoma raznovrsan, ali broj komponenti i veličina cijepanja svake linije zadovljavaju preste zakone.

Ekperimentalno je 1896. godine ovo uspio da dobije holandski fizičar Seeman (Seeman Pieter), po njemu pojava dobila naziv, pri pozmatranju emisije natrijuneve pere u magnetskom polju. Šematski prikaz njegovega eksperimenta dat je na slijedi 5:

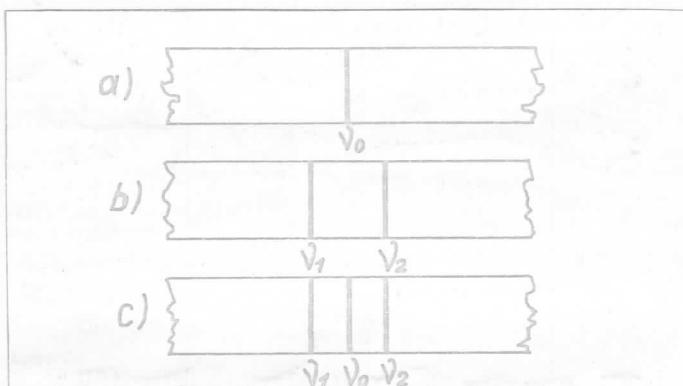


Sl. 5.

gdje je:  $S_1$  i  $S_2$  - osnova,  $N_1$  i  $N_2$  - Nikoleve prisme,  $Sp_1$  i  $Sp_2$  - spektralni uređaji,  $O_1$  i  $O_2$  - polođaj pozmatrača.

Pojava koja nastaje kao rezultat pomeranja iz položaja  $O_1$  del magnetske indukcije, naziva se longitudinalni Zeemanov efekat, a pojava koja nastaje kao rezultat pomeranja normalno na pravac magnetske indukcije, iz položaja  $O_2$ , naziva se transversalni Zeemanov efekat.

Pomeranjem svjetlosti paralelno magnetskoj indukciji Zeeman je napravio razdvajanje D linije natrijuma, kojoj odgovara talasna duljina  $\lambda_0$ , odnosno frekvencija  $\nu_0$  u osustvu polja ( $B=0$ ) (slika 6a), na dvije linije  $D_1$  i  $D_2$ , kojima odgovaraju  $\lambda_1 < \lambda_0 < \lambda_2$  i  $\nu_1 > \nu_0 > \nu_2$  (slika 6b).



Sl. 6.

Pomjeranje ovih linija  $D_1$  i  $D_2$  u odnosu na prvebitnu liniju D je malo i zavisit od jačine magnetskog polja.

Kada je pomeranje vršilo normalno na magnetsko polje kod kadmijumove plave linije 4678 Å vidio je da se linija u prisustvu magnetskog polja cijepa na tri komponente sa talasnim duljinama:

$$\lambda_1 < \lambda_0 < \lambda_2 \quad (\text{slika } 6c).$$

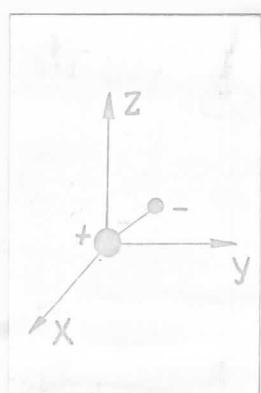
Kod Zeemanovog efekta komponenta  $\lambda_1 = \lambda_0 + \Delta\lambda$  okrenuta je prema pravcu djeju spaktra i krutno je polarizovana u smjeru kazaljke na satu, dok je druga komponenta  $\lambda_2 = \lambda_0 - \Delta\lambda$  okrenuta ka ljubičastom dijelu spaktra i polarizovana u suprotnom smjeru kretanja kazaljke na satu, a centralna  $\lambda = \lambda_0$  je linearno polarizovana.

Kada se kod transverzalnog Zeemanovog efekta pri dejstvu magnetsnog polja na atom umjesto jedne spektralne linije javljaju tri linije, odnosno komponente, pri čemu je veličina tih emisija komponenti udesnočno jednak normalnom Lorenzovom emisiju pomnoženom sa magnetsnom indukcijom:  $\Delta \lambda = 0,47 B$ , u pitanju je normalni Zeemanov efekt.

Ukoliko se pak umjesto jedne linije vidi više komponenti (radi se o složenom cijepanju spektralne linije) u pitanju je anomalni Zeemanov efekt.

Djelomično teorijsko objašnjavanje Zeemanovog efekta dao je Lorenz sa stanovišta klasične fizike dok potpuno objašnjavanje daje kvantna mehanika.

### KLASIČNO OBJAŠNJE I NORMALNU ZEEMANOVU EFEKT I POLARIZOVANOSTI SVJETLOSTI KOMPONENTI



Sl. 7.

Izmuš dipol ( slika 7. ) pri čemu je pozitivno nanelektrisanje vezano na koordinatni početak, a negativno nanelektrisanje na njim vezano kvazi-elastičnom silom, tako da je jednačina slobodnih oscilacija:

$$m\ddot{r} + \vec{r}\ddot{r} = 0 \quad (3.1)$$

U prisustvu magnetsnog polja javlja se i sila Lorenza:  $-\frac{q}{c} (\vec{v} \times \vec{B})$ , jednačina oscilovanja poslije djeljenja sa  $m$  i stavljanja  $\omega_0^2 = \frac{k}{m}$ , dava vid:

$$\ddot{r} + \omega_0^2 r = \frac{q}{m} (\vec{v} \times \vec{B}) \quad (3.2)$$

Uvedeno li još da je magnetsno polje u pravcu S - osi:

$$B_x = B_y = 0, \quad B_z = B,$$

Vektorsku jednačinu možemo prevesti u sistem skalarnih jednačina:

- 20 -

$$\begin{aligned}\ddot{x} + \omega_0^2 x + \frac{9}{80} \pi^2 y &= 0 \\ \ddot{y} + \omega_0^2 y + \frac{9}{80} \pi^2 x &= 0 \\ \ddot{z} + \omega_0^2 z &= 0\end{aligned}\quad (3.3)$$

Rješenje prvih dviju jednačina treliko u obliku:

$$x = a e^{i\omega t}, \quad y = b e^{i\omega t} \quad (3.4)$$

gdje su  $a$  i  $b$  amplitude u opštem slučaju kompleksne.

Stavljajući (3.4) u (3.3) i množenjujući  $\frac{9}{80} \pi^2 = 20$  dupla harmonička frekvencija, dobivamo homogen sistem jednačina:

$$\begin{aligned}a(\omega_0^2 - \omega^2) + 210\omega b &= 0 \\ b(\omega_0^2 - \omega^2) - 210\omega a &= 0\end{aligned}\quad (3.5)$$

Da bi smo odredili  $a$  i  $b$  treba da je determinanta sistema (3.5) jednaka nuli.

$$\begin{vmatrix} (\omega_0^2 - \omega^2) & 210\omega \\ -210\omega & \omega^2 - \omega_0^2 \end{vmatrix} = 0 \quad (3.6)$$

Rješavanjem (3.6) dobiva se:

$$\begin{aligned}\omega_0^2 - \omega_1^2 &= 20\omega_1 \\ \omega_0^2 - \omega_2^2 &= 20\omega_2\end{aligned}\quad (3.7)$$

gdje od četiri moguća rješenja dva su pozitivna:

$$\begin{aligned}\omega_1 &= 0 + \sqrt{\frac{\omega_0^2 + 0^2}{2}} \\ \omega_2 &= 0 + \sqrt{\frac{\omega_0^2 + 0^2}{2}}\end{aligned}\quad (3.8)$$

Uzimajući u obzir da je  $0 \ll \omega_0$  možemo zanemariti  $\omega_0^2$  u odnosu na  $\omega_0^2$  i tada dobivamo:

$$\omega_1 = \omega_0 = 0, \quad \omega_2 = \omega_0 + 0 \quad (3.9)$$

Prelaskom sa krutnih frekvencija na linijske dijeljenjem sa  $2\pi$  veličine (3.9) prelaze u:

$$\begin{aligned}\nu_1 &= \nu_0 - \Delta\nu \\ \nu_2 &= \nu_0 + \Delta\nu\end{aligned}\quad (3.10)$$

$$\text{gdje je } \Delta\omega = \pm \frac{\omega}{2} = \frac{\omega}{m\tilde{H}} \quad \text{Lorenzovo snicanje}$$

Tim putem je utvrđeno da frekvencije oscilovanja koje se vrše po osama  $x$  i  $y$  su normalne na magnetsko polje  $H$  i pomjerene za veličinu datu Lorenzovom formulom.

Sada možemo utvrditi i karakter polarizacije obeju pomjerenih linija. Iz ( 3. 5 ) imamo:

$$\frac{a}{b} = -i \frac{20 \omega}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad ( 3. 11 )$$

Stavljajući u ( 3. 11 ) da je frekvencija komponente smaknuta u desnu stranu,  $\omega = \omega_1$ , i koristeći ( 3. 7 ) dobivamo:

$$a = -ib = be^{-i\sqrt{2}} \quad ( 3. 12 )$$

Što znači da oscilovanje po  $x$  osi močtaže u fazi od oscilovanja po  $Y$  osi za  $\frac{\pi}{2}$ . Oba oscilovanja daju kružno pomjeranje u smjeru kazaljke na satu tj. desnokravnu polarizaciju.

Analogno, stavljajući u ( 3. 11 ) frekvenciju druge komponente smaknute u lijevu stranu,  $\omega = \omega_2$  i koristeći ( 3. 7 ) dobiva se:

$$\frac{a}{b} = ib = be^{i\sqrt{2}} \quad ( 3. 13 )$$

odakle slijedi da je komponenta  $\omega_2$  polarizovana po lijevom krugu tj. posjeduje lijevokravnu polarizaciju.

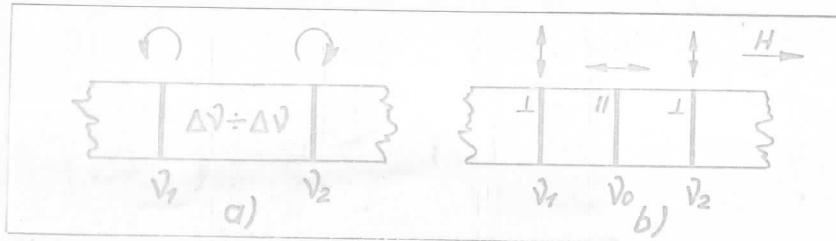
Treća jednačina sistema ( 3. 3 )  $\ddot{x} + \omega_0^2 x = 0$  pokazuje da oscilovanje po  $Z$  - osi se vrši bez promjene frekvencije i posjeduje linearnu polarizaciju.

#### ZIMANOVU OBJAŠNJEЊE POLARIZACIJE SVIJETLOSTI DOBIJENIH KOMPONENTI

Neka je magnetsko polje  $H$  (slika 5.) usmjerenog u pravcu  $Z$  - ose pravouglog koordinatnog sistema OXYZ. Kada posmatrač gleda u pravcu  $Z$  - ose, on vidi oscilovanja duž  $X$  - ose i  $Y$  ose, koja su usajanne

normalno. Prema tome, kod longitudinalnog Benazovog efekta vidi se posjerene spektralne linije koje su kružno polarisovane. Komponente posjerene prema ljubičastom djelu vidljivog spektra odnose se na najmanje talasne duline u odnosu na multzu liniju, imaju lijevi snijeg polarizacije, a komponente posjerene prema crvenom djelu vidljivog spektra, odnose se na najveće talasne duline u odnosu na multzu liniju imaju desni snijeg polarizacije ( slika 6a. ).

Kada pozmatrač gleda normalno na Z - osu vidi i neposjerenu spektralnu liniju, jer oscilovanje dipola duž pravca polja daje nakanicalno zračenje u pravcu normalnom na polje dok daje multzu zračenje u samom pravcu polja ( samo se kod longitudinalnog efekta ta linija i ne vidi ). Pored toga pozmatrač vidi i posjerene linije koje su kružno polarisovane u ravni XY, normalnoj na pravac magnetskog polja. Prema tome kada pozmatrač gleda u pravcu X osi vidi projekciju kružnih oscilacija na X osu, a kada gleda u pravcu Y osi vidi projekciju kružnih oscilacija na Y osu. To znači da su sve komponente kod transverzalnog efekta linearne polarisovane sa napomenom da se oscilacije svjetlosnog vektora na posjerenih komponenti vrše u pravcu magnetskog polja a oscilacije svjetlosnih vektora posjerenih komponenti normalno na pravac polja ( slika 6b. ).



Sl. 6.

Komponente polarisovane duž polja nazivaju se komponente, a komponente polarisovane normalno na magnetsko polje komponente.

### KVANTNO MEHANIČKO OBJAŠNJENJE NORMALNOG SEMANOVOG EFekta

Da sraženje atoma vodenikovog tipa u magnetnom polju Šredingerova jednačina ima oblik:

$$\Delta \Psi + \frac{2e}{\hbar c} (\vec{A} \text{ grad } \Psi) + \frac{2\mu}{\hbar^2} (B - U) = 0 \quad (4.1)$$

koja kada se uporedi sa Šredingerovom jednačinom atoma vodenikovog tipa u odsustvu magnetnog polja posjeduje dopunski član:

$$\frac{2e}{\hbar c} (\vec{A} \text{ grad } \Psi)$$

koji predstavlja dejstvo magnetnog polja na atom.

Pokazimo sada kako se iz jednačine (4.1) objašnjava normalni Semanov efekat. Neka je magnetsko polje u kojem se nalazi atom vodenikovog tipa konstantno i u pravcu Z ose. U tom slučaju su komponente vektorskog potencijala  $\vec{A}$  dobivane:

$$A_x = \frac{1}{2} Bx$$

$$A_y = \frac{1}{2} By$$

$$A_z = 0$$

(4.2)

Znajući da je  $\vec{B} = \text{rot } \vec{A}$  i koristeći (4.2) imamo:

$$B_x = \text{rot}_x A = \frac{\partial A_z}{\partial y} - \frac{\partial A_y}{\partial z} = 0$$

$$B_y = \text{rot}_y A = \frac{\partial A_z}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial z} = 0$$

$$B_z = \text{rot}_z A = \frac{\partial A_y}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial y} = \frac{B}{2} + \frac{B}{2} = B$$

(4.3)

Pondu relaciju (4.2) i (4.3) možemo izračunati dopunski član jednačine (4.1):

$$\begin{aligned} \vec{A} \text{ grad } \Psi &= A_x \frac{\partial \Psi}{\partial x} + A_y \frac{\partial \Psi}{\partial y} + A_z \frac{\partial \Psi}{\partial z} = \\ &= \frac{1}{2} B \left( x \frac{\partial \Psi}{\partial y} - y \frac{\partial \Psi}{\partial x} \right) = \frac{1}{2} B \frac{\partial \Psi}{\partial y} \end{aligned} \quad (4.4)$$

Uvrštavanjem (4.4) u (4.1) dobiva se novi oblik:

$$\Delta \Psi + \frac{2e}{\hbar c} B \frac{\partial \Psi}{\partial y} + \frac{2\mu}{\hbar^2} (B - U) \Psi = 0 \quad (4.5)$$

koji, kada je u pitanju kretanje u centralnom polju, se rješava na taj način što funkciju  $\psi$  tražimo u obliku

$$\psi = R(r) \Theta(\phi) \Phi(\varphi)$$

gdje je  $\Phi = e^{im\varphi}$ . U tom slučaju je:

$$\frac{\partial \psi}{\partial \varphi} = imR \Theta e^{im\varphi} = im\psi$$

I kada ga uvratimo u jednačinu (4.5), ona pretazi u oblik:

$$\Delta \psi + \frac{2m}{\hbar^2} \left( E + n \frac{e\hbar}{2\mu c} - U \right) \psi = 0 \quad (4.6)$$

Osmislivši:

$$E + n \frac{e\hbar}{2\mu c} = E' \quad (4.7)$$

jednačina (4.6) pretazi u oblik Šredingerove jednačine kada ne-  
ma magnetskog polja:

$$\Delta \psi + \frac{2}{\hbar^2} ( E' - U ) \psi = 0 \quad (4.8)$$

koja se lako rješava na sljedeći kretanje u centralnom polju.

Kako nema nije bio cilj da rješavamo jednačinu (4.1), nego da iz nje objasnimo normalni Zeemanov efekat naša diskusija se usmjerava u pravcu rasmatranja iskaza (4.7) odakle dobivamo:

$$E_k = E'_k - n \frac{e\hbar}{2\mu c} \Pi \quad (4.9)$$

Iz (4.9) se vidi da su energije uz prisustvo polja  $E_k$  povećane ili smanjene za jednu konstantnu vrijednost u odnosu na ener-  
giju kada nema polja  $E'_k$ .

Kružna frekvencija spektralnih linija u magnetskom polju je:

$$\omega = \frac{E_k - E'_k}{\hbar} = \frac{E_k - E'_0}{\hbar} - \Delta n \frac{e\hbar}{2\mu c} = \omega_0 - \Delta n \frac{e\hbar}{2\mu c} \quad (4.10)$$

gdje je  $\omega_0$  frekvencija u odсуству magnetskog polja. Uzimajući u obzir pravilo izbora za magnetni kvantni broj  $\Delta n = 0, \pm 1$  dobivamo

$$\omega_1 = \omega_0 + \frac{e\hbar}{2\mu c} \Pi \quad (4.11)$$

$$\omega_0 = \omega_0$$

$$\omega_2 = \omega_0 - \frac{e\hbar}{2\mu c} \Pi$$

Prelaskom na linearne frekvencije jednačine ( 4. 11 ) prolaze u već dobro poznati triplet:

$$\nu_1 = \nu_0 + \Delta\nu$$

$$\nu = \nu_0$$

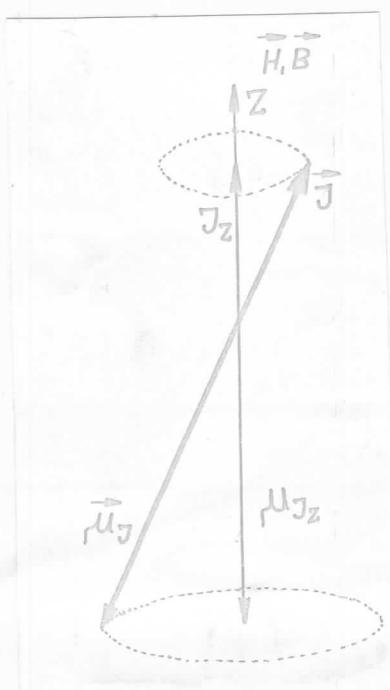
$$\nu_2 = \nu_0 - \Delta\nu$$

a to je ono što smo i htjeli dokazati.

### KVANTNO MEKANIČKO OBJAŠNJENJE ZEMANOVOG Efekta

#### NA BAZI VIKTORSKOG MODELA ATOMA

Poznatomo ponašanje atoma, kod koga je ostvarena Racel-Sendorsova vosa, sa ukupnim momenom količine kretanja  $\vec{J}$  i ukupnim magnetnim momentom  $\vec{\mu}_J$  u homogenom magnetskom polju usmjereno u poziciju  $S$  ose ( slika 8 ).



sli. 8.

$\vec{J}$  i  $\vec{\mu}$  orijentiraju se u pravcu polja, ne preisvoljno, nego tako da njihove projekcije imaju diskretnе vrijednosti:

$$J_x = n_x \hbar \quad (5.1)$$

$$n_x = J, J = 1, 2, \dots, \infty$$

$$\mu_{Jx} = -n_x g_J \mu_B \quad (5.2)$$

Poznato je da magnetni moment  $\vec{\mu}$  u magnetskom polju  $\vec{H}$  ima energiju:

$$E = -\vec{\mu} \cdot \vec{H} + \text{const} =$$

$$= -\mu B \cos(\vec{\mu}, \vec{H}) + \text{const} \quad (5.3)$$

odje je  $\mu_{Jx} = \mu B \cos(\vec{\mu}, \vec{H})$  komponenta magnetskog momenta u pravcu polja.

Ako konstantu u izrazu ( 5. 3 ) normiramo na nulu, dalje možemo pisaniti na energiju:

$$\tilde{E} = \frac{\mu}{\mu_0} \cdot H \quad (5.4)$$

Uzmajudi u obzir sliku 8. i jednačine ( 5. 4 ) i ( 5. 2 ) dobivamo da dodatnu energiju kod atoma u magnetskom polju izras:

$$\tilde{E} = \frac{\mu}{\mu_0} \cdot H = n_j s_j \mu_B H \quad (5.5)$$

Iz jednačine ( 5. 5 ) vidimo da dodatna energija zavisi od magnetskog kvantnog broja  $n_j$  i lendeovog  $s_j$  faktora.

Ako je  $E_0$  energija nekog atonskog terna, kada se atom ne nalazi u magnetskom polju, tada će atom u magnetskom polju imati energiju  $E_1$ , koja se sastoji iz  $E_0$  i energije koju dobiva kada se nalazi u magnetskom polju ( 5. 5 ).

$$E_1 = E_0 + n_j s_j \mu_B H \quad (5.6)$$

Ako se emisija fotona vrši između termova na energijama  $E_1$  i  $E_2$  tada je talasni broj fotona jednak:

$$\tilde{\nu} = \frac{E_1 - E_2}{h\nu} + ( n_j' s_j' - n_j'' s_j'' ) \frac{\mu}{\mu_0} H \quad (5.7)$$

$$\tilde{\nu} = \tilde{\nu}_0 + \Delta \tilde{\nu} \quad (5.8)$$

$$gdje je \Delta \tilde{\nu} = ( n_j' s_j' - n_j'' s_j'' ) \frac{\mu}{4\pi \mu_0 c} H \quad (5.9)$$

Kada izračunamo  $\frac{\mu}{4\pi \mu_0 c} = 0,47 \text{ cm}^{-1}$ , i 3 izrasi u tešćini dobivamo da na talasni broj u magnetskom polju izrasi:

$$\tilde{\nu} = \tilde{\nu}_0 + ( n_j' s_j' - n_j'' s_j'' ) 0,47 \text{ cm}^{-1} \quad (5.10)$$

Iz ( 5. 10 ) vidimo da je odstupanje pojedinih linija - komponenata

od položaja normirajene linije, razlik od početnih vrijednosti  $a_j + a_j'$  i kraćih vrijednosti  $a_j'' + a_j'''$  bao bi od jedne desetina polja  $\Delta$ .

Kod Ramanovog efekta valo na kvantno prelaze slijedeća pravila izberat:

$$\Delta a_0 = 0$$

$$\Delta a_1 = 0, \pm 1$$

$$\Delta a_2 = 0, \pm 2$$

( 5. 11 )

a što je  $\Delta J = 0$  prelazi se ne odigravaju.

Normalni Ramanov efekat se javlja kod prelaza između singletnih termova ( $2J + 1 = 1$ ), termova koji posjeduju ukupni spinski kvantni broj jednak nuli i on je zato specijalan slučaj anomalnog Ramanovog efekta. Kod njega je  $a_j = 1$  ili  $a_j a_j' = a_j'' a_j''' = 1$ , tako da se spektralna linija ojepe na tri linije:

$$\tilde{\nu} = \tilde{\nu}_0 + \Delta \tilde{\nu}$$

$$\tilde{\nu} = \tilde{\nu}_0$$

$$\tilde{\nu} = \tilde{\nu}_0 - \Delta \tilde{\nu}$$

Kod anomalnog Ramanovog efekta  $a_j \neq 1$  te se odicanje konponenata u odnosu na  $\tilde{\nu}_0$  možeći po formuli ( 5. 9 ).

#### DRUGI TERMOVI

U spektroskopiji je uobičajeno, Raman-Gundersonove termove oznajavati velikim slovima prema vrijednosti kvantnog broja  $L$ , na slijedeći način:

$L = 0, 1, 2, 3, 4,$

$S, P, D, F, G$

dalje, vrijednost kvantnog broja  $J$  stavlja se kao indeks desno dole uz slovo. Lijevo gore uz slovo stavlja se multiplikitet konponata i on je jednak  $2S + 1$  vrijednost za  $L > 0$ .

Tako na primjer termi:

$2S_{3/2}$

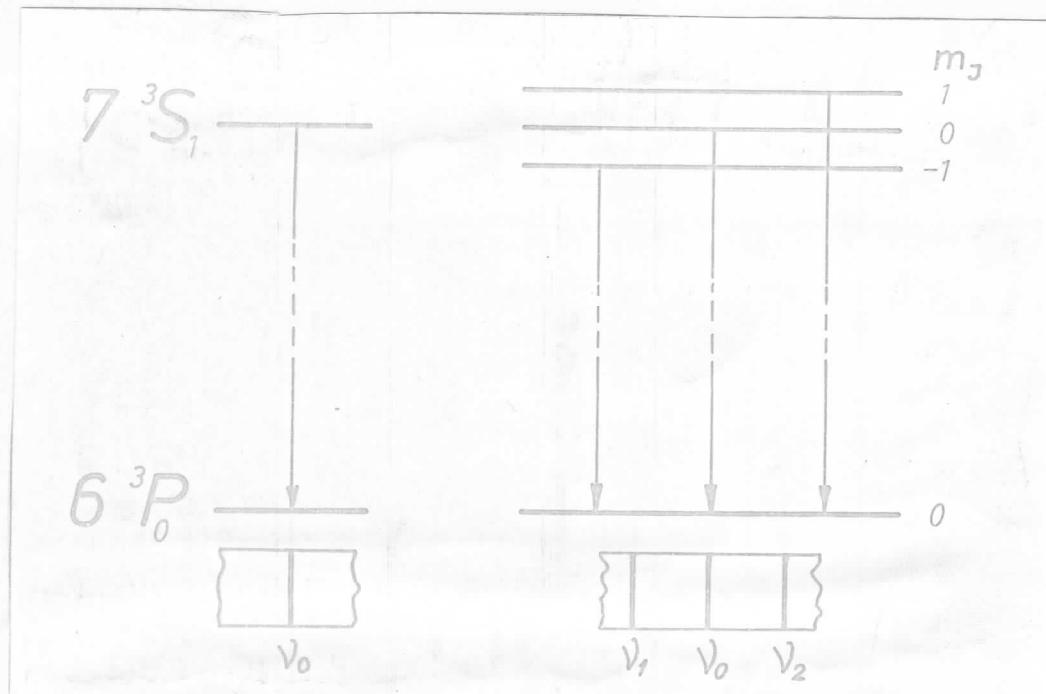
ima  $L = 0$ ,  $J = 3/2$ ,  $S = 1/2$  ( $2S + 1 = 2$ )

TEHNIČKE LINIJE SA LJUBIĆASTU LINIJU  $\text{Hg} \sim 4046,56 \text{ } \text{\AA}$

I ZELENU LINIJU  $\text{Hg} \sim 5460,74 \text{ } \text{\AA}$

Ljubičasta linija  $\text{Hg} 4046,56 \text{ } \text{\AA}$  nastaje pri prolazu između termova  $7^3S_1$  ——  $6^3P_0$ .

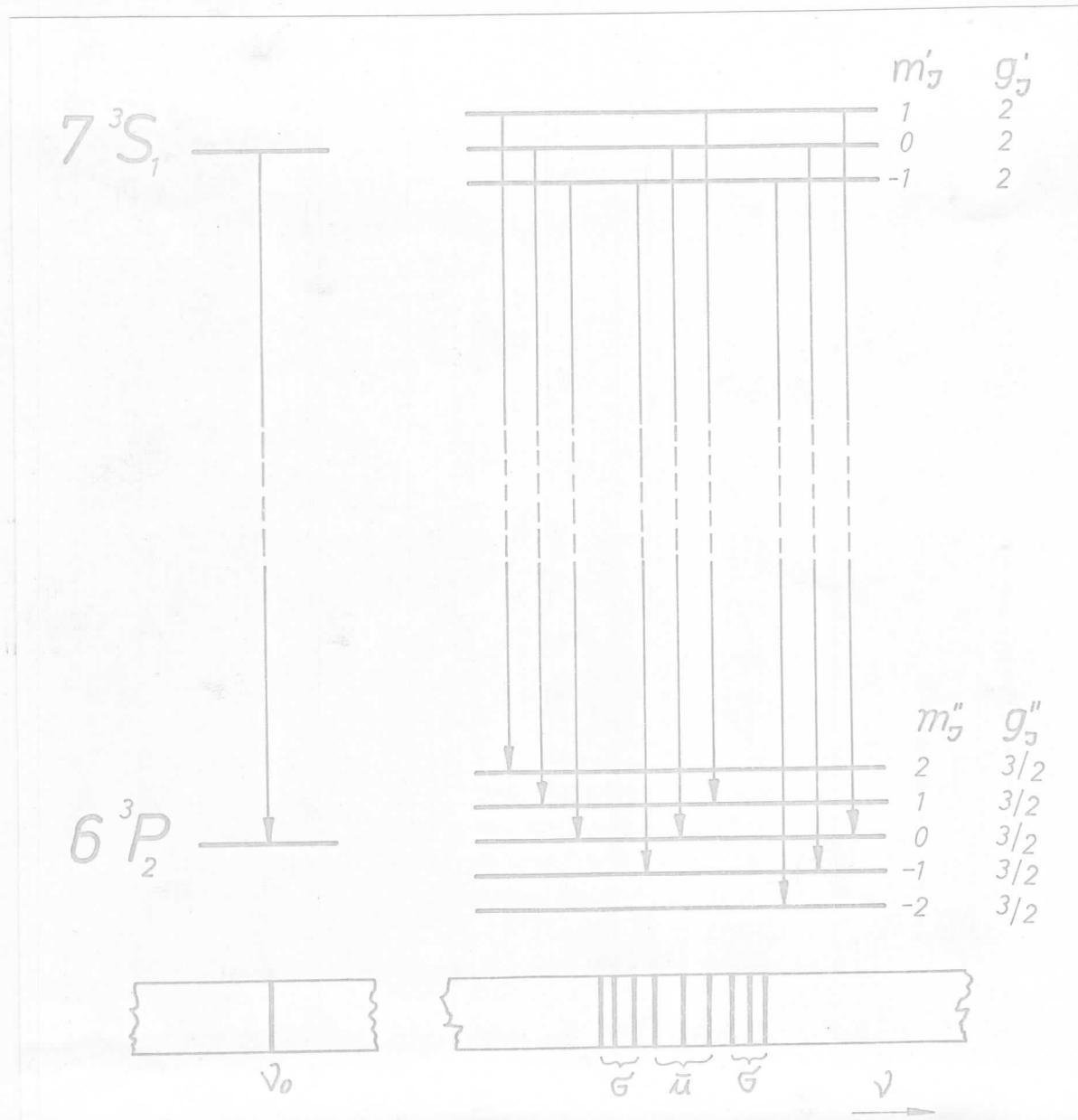
Na termskoj šemi ( slika 9. ) prikazana su cijepanja termova i dozvoljeni prolazi ( normalni Zeemanov efekat ).



sli. 9.

Zeleni linijski  $\text{Hg}$  5460,74 Å nastaje pri prelazu između termova  $7^3S_1$  ——  $6^3P_2$ .

Na termičkoj šemi ( slika 10. ) prikazana su cijepanja termova u magnetskom polju i dozvoljeni prelazi ( anomalni Sonanov efekat ).



sli. 10.

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

III

Ekperimentalni dio rada sastojao se iz dva zadatka. Prvi zadatak je bio da se omiri Zeemanov efekat, kako transverzalni tako i longitudinalni, na liniji Rivenog spektra:

Ijubilanta	4046,96	Å
plovu	4358,34	Å
zelenu	5460,74	Å
Sutri dublet	5769,60	Å
	5789,64	Å

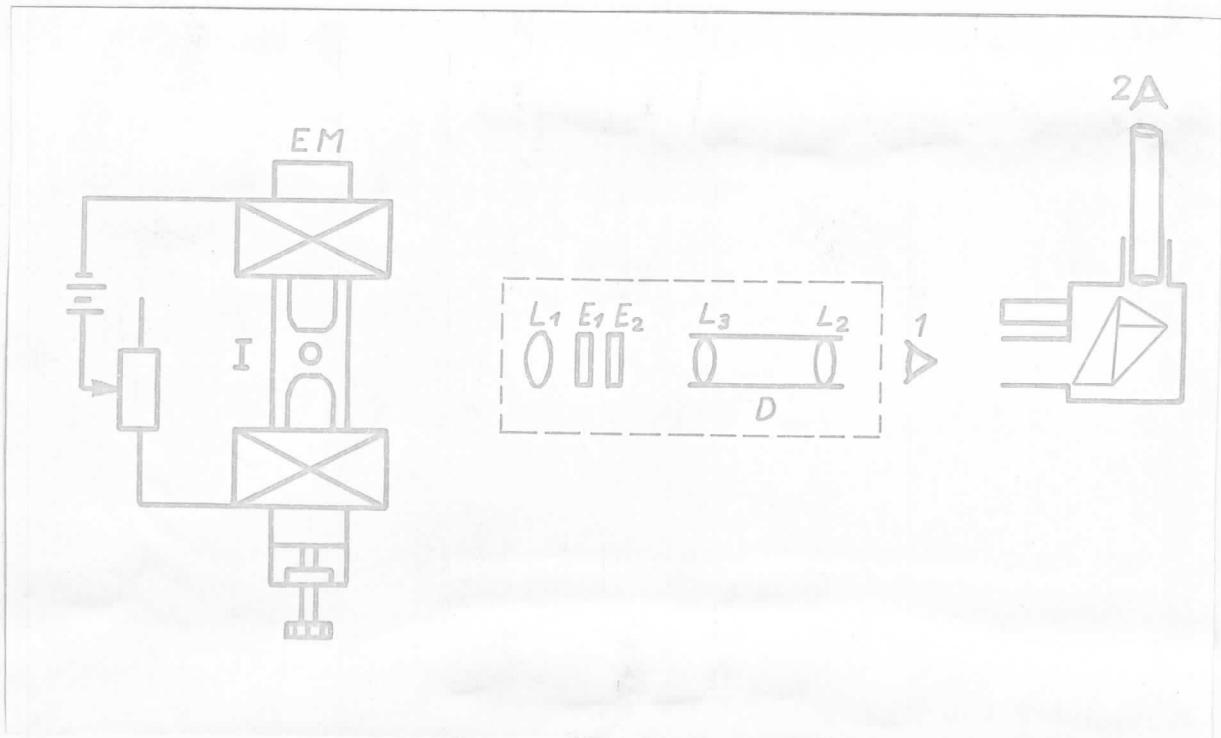
Ti snimci su bili potrebni, ne toliko radi provjere cijepanja optičkih linija u magnetskom polju, negliči potrebe radi obilježavanja polarizacije svjetlosti kod komponenti, koja je pak utvrđena eksperimentalnim putem. To eksperimentalno utvrđivanje polarizacije svjetlosti kod komponenti Zeemanovog efekta je drugi i glavni zadatak eksperimentalnog dijela rada.

OPIS UREDAJA ZA POSMATRANJE I SHINANJE ZEEMANOVOG EFEKTA

Isostati prikaz uređaja za posmatranje i snimanje Zeemanovog efekta dat je na slici II.

Lampa ( cijev ) sa električno pravljenje u njoj služaju Rivena lampa, kao izvor svjetlosti ( I ) postavljena je u homogeno magnetsko polje iznadju polova elektro magneta ( III ). Kod elektro magneta može se mijenjati jačina magnetskog polja, bilo premašujući jednosmjerno električne struje kroz kalemovo, bilo ponjerenjem polova elektro magneta. Preko kondensatorskog nočiva

$L_1$  svjetlost je izvora pada na Fabri-Peroov etalon ( $L_1, L_2$ ), dok se njena interferentna slika ( protenovi ) neće vidjeti ponešto durbinu ( $D$ ), jer durbinsko osiće  $L_3$  stvara interferentnu sliku ispred osiće  $L_2$  koje služi kao lupa pri pozmatranju.



Sl. 11.

Osjeće  $L_1$  etalon ( $L_1, L_2$ ) na pokretnom plećem  $L_1$  i durbin  $D$ , sačinjavaju interferometar firme "BALING".

Pri eksperimentalnom utvrđivanju polarizacije svjetlosti komponenti koristi se još: zeleni ili žuti filter koji se postavlja između izvora svjetlosti i interferometra a služe za izdvajanje svjetlosti određene talasne duline, polaroid i četvrttalasna pločica ponešto kojih se utvrđuje polarizacija svjetlosti.

Ako se ukloni durbin D i u pravcu prestiranja svjetlosti postavi spektroskop, u način služaju "Orišina-Galileo", sa kolimatorom ili bez kolimatora takođe se može posmatrati interferentna slika svjetlosti. Da bi ta slika bila što oštrena pomoću pozicionanja odjiva L koje stvara interferentnu sliku, a koje se nastavi između interferometra i spektroskopa, doveđino da interferentna slika pada na paketni kolimator spektroskopa. U tom slučaju spektroskop daje najoštreniju sliku.

U kolike Helina snimiti interferentnu sliku onda postavlja se film u položaj oštrog lika. Kod spektroskopa "Orišina-Galileo" postoji specijalni durbin kod koga na mjestu gdje se stvara oštreni lik postoji preter za hasetu sa filmom, tako da se može snimiti interferentna slika.

Na taj način smo i mi dobili snimke transverzalnog i longitudinalnog Zeemanovog efekta kao i snimke spektralnih linija u osudstvu magnetskog polja. Kod longitudinalnog Zeemanovog efekta, da bi smo imali svjetlost čije se oscilacije vrše u pravcu posmatranja to ješt će u pravcu magnetskog polja služili smo se ogledalom kojoj smo postavljali između polova elektro magneta pod uglovem od 45 stepeni u odnosu na pravac magnetskog polja.

Uložci pod kojima su zaprovijedani snimci baci i fotografije dati su u drugom dijelu eksperimentalnog rada.

OPIS OGLEDA PRI ISPIRUVANJU POLARIZACIJSKIH SVOJSTVA  
KOD ZEMLjanOVOG IZPIRA

• Transverzalni Sezanov efekat

Ogled 1.

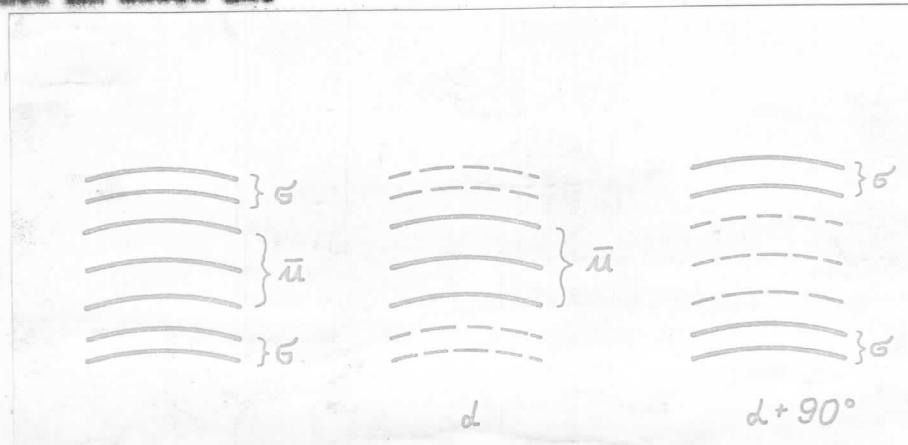
Pribor: - uređaj za pozmatranje Sezanovog efekta

- polaroid

Pozmatrano je vršeno kod zelenе liniјe  $\text{Hg } 5460,74 \text{ } \text{\AA}$ .

Polaroid je postavljen između optičke pozmatravale i turbine interferometra u takav položaj da se vide isteg intenziteta  $G$  i  $\bar{u}$  komponente. Rotacijom polaroida intenzitet  $G$  komponenti slablji, dok se intenzitet  $\bar{u}$  komponenti povećava. Pri određenom ugлу  $\alpha$ ,  $G$  komponente se potpuno ugase, a  $\bar{u}$  komponente imaju nekaimalan intenzitet. Daljom rotacijom polaroida delava se obrnuto: slabe  $\bar{u}$  komponente, a pojačavaju se  $G$  komponente. Pri ugлу  $\alpha + 90^\circ$  nestaju  $\bar{u}$  komponente, dok je intenzitet  $G$  komponenti nekaimalan.

Karakteristični položaji intenziteta pri ovom pozmatranju su dati na slici 12.



Sli. 12.

Ovaj pogled pokazuje da su  $\sigma$  i  $\pi$  komponente linearno polarizovane sa svjetlosnim vektorima usmjerenim normalnim. Izrađujući pravac poputnica svjetlosnog vektora kod polareoida i iz eksperimenta da je intenzitet  $\pi$  komponenti maksimalan kada je ovaj paralelan pravcu magnetskog polja, lako se dolazi do zaključka da svjetlosni vektor  $\pi$  komponenti vrši oscilacije u pravcu magnetske indukcije dok se oscilacije  $\sigma$  komponenti vrše normalno na magnetsku indukciju, a što je u skladu sa teorijom na stranu 22.

### b) Longitudinalni Zemanzov efekat

#### Ogled 2.

Pribor: - uređaj za pozmatranje Zemanzovog efekta

- polareoid

Pozmatrano je vrijeme kod zelene linije  $Rg$   $5460,76 \pm 1$  žutog  $Rg$  dužina:  $5769,60 \pm 5769,64 \pm 2$ , ponešto polareoid koji je postavljen između turbina interferometra i oka pozmatrača u takav položaj da su komponente bile maksimalno intenzivne. Kao što je početo, kod longitudinalnog Zemanzovog efekta vide se samo  $\sigma$  komponente. Rotacija polareoida za  $360^\circ$  nije dovela do nikakvih promjena u intenzivnosti komponenti ni kod zelene ni kod žutog dužineta.



a)



b)

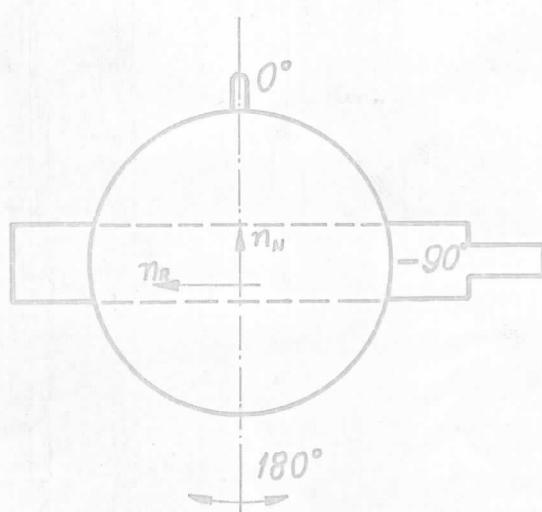
Sl. 15.

Na slici 13. slikavite je to prikazano a) na zelenu liniju, b) na žuti čahlet. Ovaj pogled pokazuje da su komponente kod longitudinalnog Zerenovog efekta kružno polarizovane što tvrdi i teorijski (strana 22.).

Ogled 3.

Pričevi: - uređaj za pozmatranje Zerenovog efekta  
- četvrttalasna kvarena ploščica  
- polaroid

Pozmatranje je vršeno kod zeleno linije  $\lambda = 5460,74 \text{ } \text{\AA}$  sa konstatacijom da su komponente kružno polarizovane i da spoljni komponente odgovaraju kraćem telesnoj dulini ( $\lambda_0 - \Delta\lambda_1$ ) u odnosu na unutrašnje komponente ( $\lambda_0 + \Delta\lambda_1$ ), što slijedi iz same konstrukcije Fehri-Perovog interferometra. Između polaroida i četvrttalasne kvarene ploščice je orijentacija kao na slici 14.



sl. 14.

Ponoću četvrttalasne kvarene plošice kružno polarizovana svjetlost može se pretvoriti u linearnu polarizovanu.

Pri položaju polareida  $0^\circ \sim 180^\circ$ , u kojem pravou polareid propušta svjetlost i koji je u pravou neredovnog graka, intenziteti komponenti su isti. Rotacion polareida od  $0^\circ \pm 45^\circ$  u smjeru katalj-  
ke na satu slab intenzitet unutrašnjih komponenti a raste spoljašnjih,  
da bi pri ugлу  $45^\circ$  unutrašnje komponente bilo uglašene, a intenzitet  
spoljašnjih maksimalan. Daljom rotacijom slab intenzitet spoljašnjih  
a pojavljuje se intenzitet unutrašnjih komponenti. Prá uglu  $90^\circ$  inte-  
niteti su isti, a pri uglu  $135^\circ$  potpuno su uglašene spoljašnje kompo-  
nente, dok je intenzitet unutrašnjih komponenti maksimalan. Pronjenom  
smjera rotacije polareida delava se obrnut: pri uglu rotacije od  
 $45^\circ$  uglašene su spoljašnje komponente a pri uglu od  $135^\circ$  uglašene su  
unutrašnje komponente.

Ovaj pogled pokazuje da su kod longitudinalnog Zerenovog efek-  
ta komponente koje imaju talasne duline  $\lambda_0 + \Delta\lambda_i$ , polarisovane sa  
donsim smjerom rotacije -  $G_p$ , a komponente kojima odgovaraju kra-  
će talasne duline  $\lambda_0 - \Delta\lambda_i$ , su lijevin smjerom polarizacije -  $G_L$ .  
Što je u skladu sa razmatranjem na strane 8. i 9. Nešto je u  
teme što je ovoga puta pozmatrano vršeno u suprotnos pravou od  
pravou prostriranja svjetlosti.

#### Ogled 4.

Pribor: - uređaj za pozmatranje Zerenovog efekta

- kvareni klin
- polareid

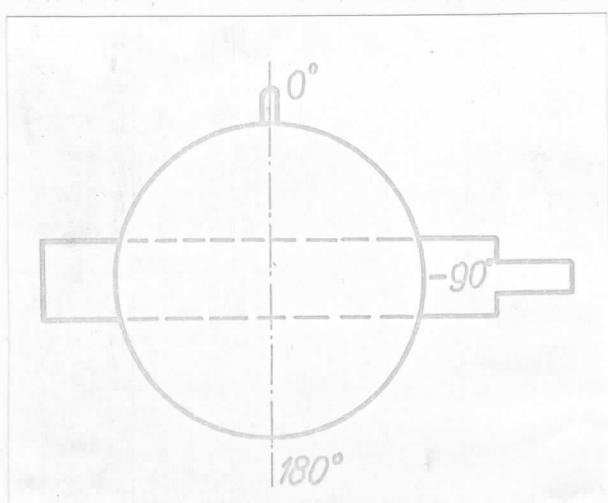
a) Kvareni klin fiksiran a polareid rotiran

Pozmatranje je vršeno kod solene liniije Hg 5460,74 Å

Elevreni klin se nalazi između polaroida i turbina interferometra (slika 15.) u takvom položaju da se vide jednake intenzivne komponente. Rotacijom polaroida od  $0^\circ$  do  $180^\circ$  gase se prvo unutrašnje tri spoljne komponente, što zavisi od fiksiranog položaja kvarenog klina. U položajima  $0^\circ$ ,  $90^\circ$  i  $180^\circ$  nema promjene intenziteta svjetlosti komponenti bez obzira na položaj klina pri rotaciji polaroida.

b) Polaroid fiksiran, klin zeta lijevo desno.

Polaroid je fiksiran u takvom položaju da se vide obje komponente a da nije  $0^\circ$ ,  $90^\circ$  i  $180^\circ$ . Ponjeranjem klina u desnu stranu gase se prvo unutrašnje tri spoljne komponente.



Sl. 15.

Ovaj pogled pokazuje da fiksna rezultira komponenta krućao polarisovane svjetlosti zavisi od dobljene kvarenog klina, a što je u saglasnosti sa slikom 2.

## USLOVI SNIManja I FOTOGRAFIJE ZEZOHOVOG EFEKTA

Užubljenata 2g linija = 4046,96 nm

Uloviti:

a) transverzalni Zezoov efekat

film = KODAK

vrijeme snimanja ( $B = 0$ ) = 2 minute

vrijeme snimanja ( $B = 0,9T$ ) = 1,5 minute

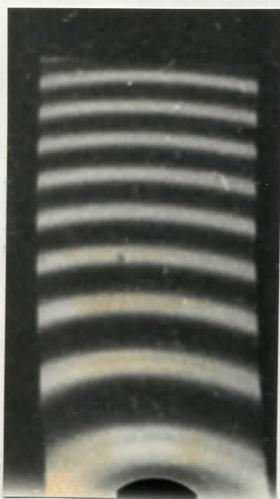
položaj zavrtaja na interferometru = 3

b) longitudinalni Zezoov efekat

film = KODAK

vrijeme snimanja ( $B = 0,8T$ ) = 2 minute

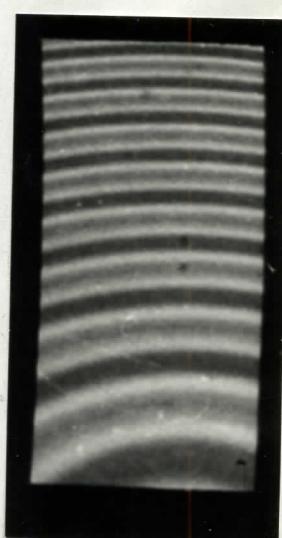
Fotografije:



$B = 0$



$B = 0,9T$   
transverzalni Zezoov  
efekat



$B = 0,8T$   
longitudinalni Zezoov  
efekat

seleena Eg linija - 5460,74 Å

Uković:

a) transverzalni Zemanov efekat

film - CRNO 27 DIN

vrijeme snimanja ( $B = 0,2$ ) - 20 minute

vrijeme snimanja ( $B = 0,9$  T) - 20 minute

položaj navrtnja interferometra -

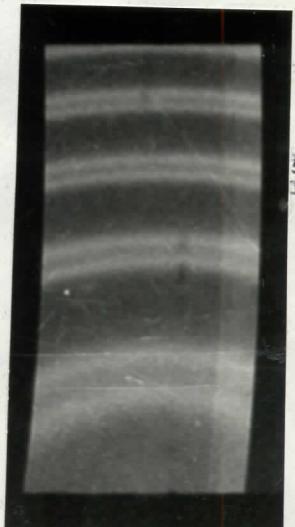
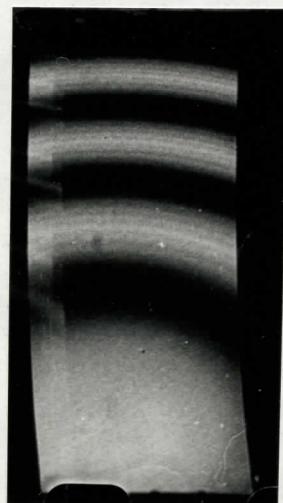
b) longitudinalni Zemanov efekat

film - CRNO 27 DIN

vrijeme snimanja ( $B = 0,2$ ) - 20 minute

vrijeme snimanja ( $B = 0,7$  T) - 40 minute

fotografijski:



$B = 0$

$B = 0,9$  T

$B = 0,7$  T

transverzalni Zemanov  
efekat

longitudinalni Zemanov  
efekat

- 40 -

plava Hg linija - 4358,34 Å

Galevi:

a) transverzalni Zemanov efekat

film - KODAK

vrijeme snimanja ( $B = 0$ ) = 2 minuta

vrijeme snimanja ( $B = 0,9 T$ ) = 1,5 minuta

položaj novčića na interferometru = 3

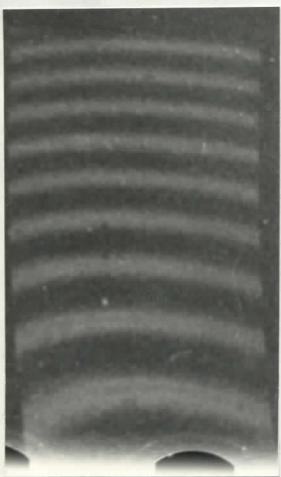
b) longitudinalni Zemanov efekat

film - KODAK

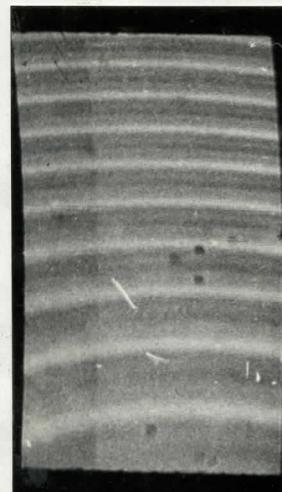
vrijeme snimanja ( $B = 0$ ) = 2 minuta

vrijeme snimanja ( $B = 0,8 T$ ) = 2 minuta

Fotografije:

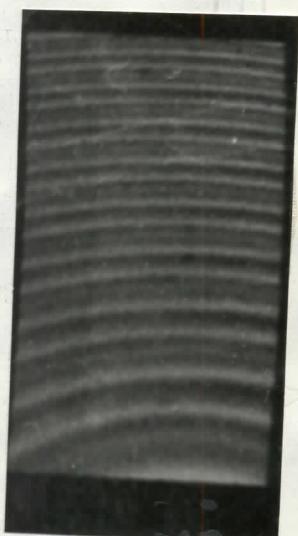


$B = 0$



$B = 0,9 T$

transverzalni Zemanov  
efekat



$B = 0,8 T$

longitudinalni Zemanov  
efekat

Autogram Buti dublet Hg - 5679,66 I  
5709,66 I

Uložovi:

a) transverzalni Zeemanov efekat

film - CRMO 27 DIN

vrijeme snimanja ( $B = 0 \text{ T}$ ) - 20 minuta

vrijeme snimanja ( $B = 0,9 \text{ T}$ ) - 20 minuta

poleđaj mavoranja interferometra -

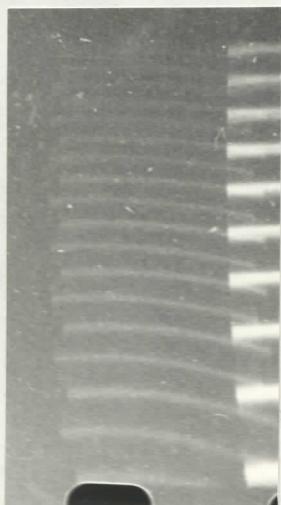
b) longitudinalni Zeemanov efekat

film - CRMO 27 DIN

vrijeme snimanja ( $B = 0 \text{ T}$ ) - 20 minuta

vrijeme snimanja ( $B = 0,7 \text{ T}$ ) - 40 minuta

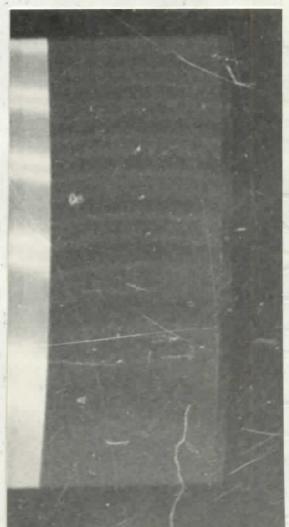
fotografije:



$B = 0$

$B = 0,9 \text{ T}$

transverzalni Zeeman  
efekat



$B = 0,7 \text{ T}$

longitudinalni Zeeman  
efekat

## ZAKLJUČCI

Iako se u prvom trenutku učinilo da rad neće zahtjevati velike napore, ispostavilo se u toku rada da nije tako. Spontano su se javljali problemi na problemom, ali isto tako su i rješavani.

Naravnito velikih problema bilo je pri snimanju Zemanovog efekta. Nikako nismo mogli da dobijemo očekivane slike, odnosno fotografije. Na kraju smo se zadovoljili priloženim fotografijama. Iste su, one nisu najbolje, ali su ne osim zadovoljavajući način ispunile svoju funkciju - funkciju obilježavanja polarizovanosti svjetlosti komponenata Zemanovog efekta.

Snimak ljubičaste Hg linije 4046,54 Å je najbolji, zbog osjetljivosti filma na tu talasnu dužinu, i kod njega se najbolje vidi transverzalni i longitudinalni normalni Zemanov efekat.

Snimak zelene Hg linije 5460,74 Å, kod transverzalnog Zemanovog efekta, pokazuje cijepanje spektralne linije na sedam komponenti dok se dviže krajnje ne vide zbog slabog intenziteta izvora, a kod longitudinalnog Zemanovog efekta sige komponente su spojene zbog nedovoljnog jakog magnetnog polja.

Snimci, plave Hg linije 4358,34 Å i žutog Hg dubleta 5679,60 Å 5700,64 Å su lošijeg kvaliteta. Naročito je loš snimak žutog dubleta zbog neosjetljivosti filma na tu talasnu dužinu.

Sve u svemu fotografije su ispunile svoj zadatok.



LITERATURA

1. JENKINS AND WHITE, *Fundamentals of Optics*, London, Toronto,  
New York, 1950. strana 486-560, 589-596,
2. N.V. ČPOLJSKIJ, *Atonnaja fizika I*, Moskva, 1974. strana 251-258,
3. N.V. ČPOLJSKIJ, *Atonnaja fizika II*, Moskva, 1974. strana 303-317,  
363-372,
4. I. JANIĆ, *Eksperimentalne vodbe iz atonake fizike*, Novi Sad, 1976.  
strana 63-106,
5. FRILJ I TIMORJEVA, *Kurs opšte fizike - knjiga III*, Beograd,  
strana 155-180, 400-405,
6. G.A. BREHMAN, C.H. TODD, *Kurs običnoj fizike I*, Moskva, 1972.  
strana 274-284,
7. D. ĐURIĆ, Ž. ĆULIĆ, *Fizika V*, Beograd, 1969. strana 331-354,
8. D. ĐURIĆ, Ž. ĆULIĆ, *Fizika IV*, Beograd, 1969. strana 436-451
9. D. IVANOVIC, V. Vučić, *Fizika II*, Beograd, 1967. strana 568-580,
10. H. SEIFER, *Introduction to Atomic and Nuclear Physics*,  
New York, 1955. strana 102-107, 259-267,
11. A. SOMMERFIELD, *Strojenje atoma i spektri*, Moskva, 1956.  
strana 91-100, 362-371,
12. N. BORN, *Atonnaja fizika*, Moskva, 1967. strana 183-192,
13. D. ĐUJANAC, *Cezanov efekat ( diplomski rad )*

