Дипломски рад брањен 6.10.1972.

Писмени рад 9 (девет)

Усмена одбрана 9 (девет)

[illegible]

Prirodno-matematički fakultet
Katedra za fiziku

Zmijanjac Dušan

D I P L O M S K I   R A D

ZEMANOV EFEKT

N o v i   S a d   1972

Zahvaljujem docentu Dr. Ivanu Janiću, koji mi je korisnim savetima i svojom svesrdnom pomoći omogućio da na vreme i uspešno završim ovaj rad.

S A D R Ž A J

U V O D

Uticaj magnetizma na svetlost predvideo je još Faradej. On je predpostavljao da magnetno polje može uneti izvesne promene u svetlost na koju dejstvuje. No, zbog neuspešne tehnike merenja, on nije mogao konstatovati te promene i taj uticaj. Tek 1896. godine Zeman otkriva tu pojavu, kojoj je Lorenc dao teorijsku analizu i kvantitativne rezultate pomoću svoje čuvene elektronske teorije i elektromagnetne teorije svetlosti.

Rezultat dejstva magnetnog polja na atome koji emituju svetlost ogleda se u razdvajanju spektralnih linija koje atomi emituju u odsustvu polja. Spektralna linija se cepa tako da se tačno može odrediti razlika medju frekvencijama spektralnih linija na koje je prvobitna linija razložena. Ta se pojava, po njenom pronalazaču, naziva Zemanov efekt. Broj komponenata rascepljene linije može biti najmanje tri (normalni Zemanov efekt). Složeniji slučajevi cepanja spektralnih linija, kada je broj komponenata veći od tri, naziva se anomalni Zemanov efekt.

Ovaj rad je posvećen pojavi Zemanovog efekta, a sastoji se iz dva dela: teorijskog i eksperimentalnog. U teorijskom delu izloženi su tipovi sprega mehaničkih i magnetnih momenata višeelektronskih atoma i multipletnost atomskih termova, koji su neophodni za objašnjenje Zemanovog efekta, a zatim su date teorijske osnove same pojave. Izneto je, ukratko, klasično Lorencovo objašnjenje normalnog Zemanovog efekta, a zatim kvantnomehaničko objašnjenje normalnog i anomalnog Zemanovog efekta.

U eksperimentalnom delu data je analiza spektra rascepljenih spektralnih linija Hg, $\lambda = 5460{,}74\ \mathring{A}$ i $\lambda = 4046{,}56\ \mathring{A}$, pri transverzalnom i longitudinalnom posmatranju.

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

1. ORBITALNI MEHANIČKI MOMENT KOLIČINE KRETANJA ELEKTRONA

Po Borovoj teoriji atoma vodonika elektron se kreće po kružnoj orbiti oko jezgra sa ugaonom učestanošću $\vec{\omega}$. Ugaona učestanost je usmerena u pravcu ose rotacije, tj. normalna je na ravan u kojoj leži putanja elektrona. Prema klasičnoj mehanici moment količine kretanja elektrona, odnosno orbitalni moment, kako ćemo ga ubuduće zvati, jednak je

$$\vec{\ell} = \vec{r} \times m_e\vec{v} \; . \qquad (1.1)$$

Ako je putanja kružna tada je njegov intenzitet

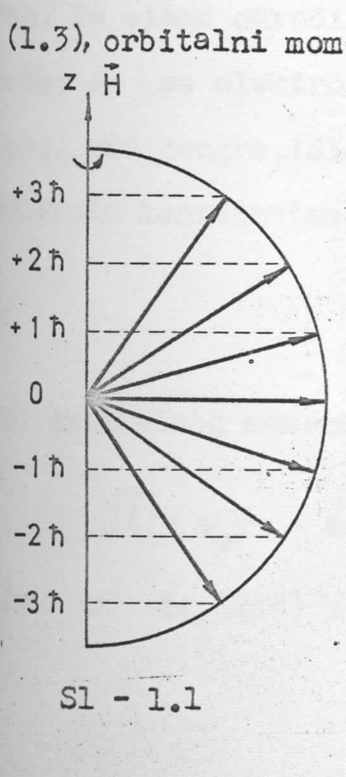
$$\ell = m_e vr = m_e r^2 \omega \; . \qquad (1.2)$$

Kako vidimo, orbitalni moment elektrona se menja kontinuirano i uvek je različit od nule jer je $v \neq 0$ i $\omega \neq 0$. Po Borovoj teoriji orbitalni moment količine kretanja se kvantuje ($m_e vr = n\hbar$, $n = 1, 2, 3, \ldots$) ali nikada nije jednak nuli. Prema kvantnoj mehanici apsolutna vrednost orbitalnog momenta količine kretanja data je izrazom

$$|\vec{\ell}| = \sqrt{\ell(\ell+1)} \cdot \hbar \qquad (1.3)$$

$$\ell = 0, 1, 2, \ldots, (n-1)$$

gde je ℓ-orbitalni kva-ntni broj, a n – glavni kvantni broj. Prema (1.3), orbitalni moment je kvantiran i može biti jednak nuli.



Sl - 1.1

Osim toga, orbitalni moment se može orjentisati tako da njegove projekcije na neki zadani pravac z (pravac magnetnog ili električnog polja) mogu poprimati samo diskretne vrednosti

$$|\vec{\ell}_z| = m_\ell \hbar \qquad (1.4)$$

$$m_\ell = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots, \pm \ell$$

gde je m_ℓ – magnetni kvantni broj. Na Sl.1.1 predstavljene su moguće orjentacije orbitalnog momenta za $\ell = 3$ i moguće projekcije na zadani pravac z. Orbitalni moment, zapravo, precesira oko pravca z zaklapajući s njim ugao ϑ čiji je kosinus

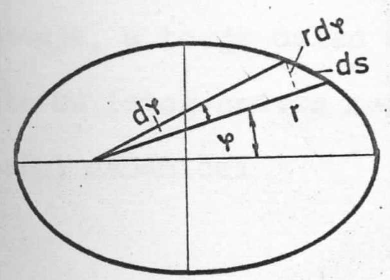
$$\cos\vartheta = \frac{m_\ell}{\sqrt{\ell(\ell+1)}} \quad . \qquad (1.5)$$

2. ORBITALNI MAGNETNI MOMENT ELEKTRONA

Elektron, krećući se po zatvorenoj putanji (Sl. 2.1) obrazuje struju koja je odredjena izrazom

$$I = -e\nu = -\frac{e}{T} \qquad (2.1)$$

gde je $-e$ - naelektrisanje elektrona, ν - frekvencija, a T - period obilaska elektrona duž zatvorene putanje. Ova struja obrazuje magnetni moment $\vec{\mu}_\ell$ čiji intenzitet iznosi



Sl - 2.1

$$\mu_\ell = \mu_o I\, S \qquad (2.2)$$

gde je μ_o - magnetna konstanta (permeabilitet vakuuma), a S - površina koju obuhvata putanja po kojoj se kreće elektron. Da bismo odredili veličinu tog magnetnog momenta predpostavimo da se elektron kreće po eliptičnoj putanji (Keplerovoj elipsi) oko jezgra,(Sl.2.1). Površina, ograničena tom putanjom, u polarnim koordinatama odredjena je izrazom

$$S = \frac{1}{2}\int_0^{2\pi} r^2\, d\varphi \qquad (2.3)$$

Modul orbitalnog momenta takvog elektrona iznosi

$$|\vec{\ell}| = m_e r v = m_e r\,\frac{dS}{dt} = m_e r\,\frac{r d\varphi}{dt} = m_e r^2\,\frac{d\varphi}{dt} \qquad (2.4)$$

te kad r^2 iz (2.4) zamenimo u (2.3) dobija se

$$S = \frac{1}{2}\int_0^T \frac{|\vec{\ell}|}{m_e}\,dt = \frac{1}{2}\frac{|\vec{\ell}|}{m_e}\cdot T . \qquad (2.5)$$

Na osnovu (2.2), (2.1) i (2.5) dobija se za orbitalni magnetni moment

$$\mu_\ell = -\frac{\mu_o e}{2m_e}|\vec{\ell}| \qquad (2.6)$$

ili, u vektorskom obliku

$$\vec{\mu}_\ell = -\frac{\mu_o e}{2\,m_e}\vec{\ell} = -\frac{\mu_B}{\hbar}\vec{\ell} . \qquad (2.7)$$

Veličina

$$\mu_B = \frac{\mu_o e\hbar}{2\,m_e} \qquad (2.8)$$

zove se Borov magneton i uzet je za atomsku jedinicu magnetnog momenta, a vrednost mu je $\mu_B = 0{,}927\cdot 10^{-23}\ \frac{J}{T}$. Kako se vidi iz (2.7) magnetni moment $\vec{\mu}_\ell$ je suprotnog smera od momenta količine kretanja, a to je usled negativnog naelektrisanja elektrona (-e). Pošto su istog pravca magnetni moment se kvantuje isto kao i orbitalni mehanički

$$\mu_{\ell z} = -m_\ell \mu_B \qquad (2.9)$$

$$m_\ell = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots, \pm \ell$$

3. SPINSKI MEHANIČKI MOMENT ELEKTRONA

Ispitivanje spektara alkalnih metala pomoću uredjaja koji imaju veliku moć razlaganja, pokazalo je da se svaka linija tih spektara pojavljuje kao dublet. Tako na primer, karakteristična linija za natrijum - žuta linija 3P - 3S sastoji se iz dve linije talasnih dužina 5890 Å i 5896 Å. Ovi dubleti su karakteristični i za druge linije glavne serije (nP - 3S), a i za linije drugih serija. U tabeli I prikazano je nekoliko dubleta natrijuma.

T A B E L A   I

Serija	Prelaz	λ [Å]	$\tilde{\nu}$ [cm^{-1}]	$\Delta\tilde{\nu}$
Glavna	3P - 3S	5890 5896	17017 17000	17
-//-	4P - 3S	3302 3302,6	30306 30300	6
-//-	5P - 3S	2852,8 2853	35002 35000	2
Oštra	4S - 3P	11382 11404	8787 8770	17
-//-	5S - 3P	6154 6160,5	16217 16200	17
-//-	6S - 3P	5158 5149	19417 19400	17

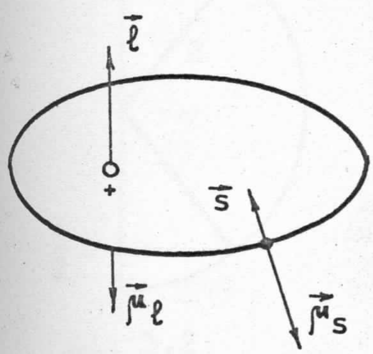
Ovo cepanje spektralnih linija, očigledno, uslovljeno je cepanjem energetskih nivoa atoma. Iz tabele se takodje vidi da je razlika izmedju rascepljenih linija glavne serije (nP-3S) različita, a za linije oštre serije (nS - 3P) ta razlika je ista, iz čega proizilazi da se nivo S javlja kao jednostruk (singlet), a nivo P dvostruk (dublet). Daljnja analiza spektra natrijuma pokazuje da nivoi D i F se takodje javljaju kao dvostruki.

Struktura spektra, koja odražava cepanje linija na komponente, naziva se fina struktura. Složene linije koje se sastoje iz više komponenata dobile su naziv multiplet. Fina struktura je primećena, pored alkalnih metala, takodje i kod drugih elemenata pri čemu broj komponenata u multipletu može biti dublet, triplet, kvartet, kvintet, i td.

Da bi objasnili multipletnu strukturu spektra i anomalni Zemanov efekt Golšmit i Ulenbek uveli su 1925. god. predpostavku da elektron poseduje sopstveni moment količine kretanja $\vec{s}$ koji nije vezan sa prostornim kretanjem elektrona.

Ovome je išla u prilog i činjenica što je kod atoma vodonikovog tipa, kao i kod atoma alkalnih elemenata, primećena paramagnetičnost, i to, sa magnetnim momentom jednakim Borovom magnetonu. Prema izrazu (2.7) treba očekivati da ovi atomi u osnovnom stanju (ℓ = 0) ne poseduju magnetni moment i da ne ispoljavaju paramagnetična svojstva.

Uvedena je, dakle, predpostavka da elektron, poput Zemlje, rotira oko sopstvene ose te poseduje sopstveni moment količine kretanja, a zbog svog naelektrisanja i sopstveni magnetni moment, (Sl. 3.1). Saglasno tome, elektron se može posmatrati kao čigra ili vreteno te je i taj sopstveni moment nazvan spin, što na engleskom jeziku znači vrteti se. Analogno izrazima (1.3) i (1.4), koji u kvantnoj mehanici važe za svaki moment količine kretanja, svojstvene vrednosti za spinski moment su



Sl - 3.1

$$|\vec{s}| = \sqrt{s(s + 1)} \cdot \hbar \tag{3.1}$$

a njegove projekcije na neki zadani pravac

$$s_z = m_s \cdot \hbar \tag{3.2}$$

gde je s - spinski kvantni broj, a m_s - spinski magnetni kvantni broj. Medjutim, za razliku od orbitalnog kvantnog broja ℓ, koji može imati više vrednosti koje su sve celi brojevi, eksperimentalno je dokazano da spinski kvantni broj nije ceo broj i da ima samo jednu vrednost

$$s = \frac{1}{2} . \tag{3.3}$$

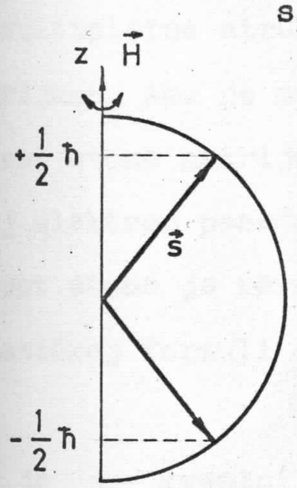
Iz toga sledi da spinski moment ima samo dve projekcije na zadani pravac z, odnosno da magnetni kvantni broj m_s ima samo dve vrednosti

$$m_s = \pm s = \pm \frac{1}{2} \; . \qquad (3.4)$$

Prema izrazima (3.1) i (3.3) vrednosti spinskog momenta količine kretanja elektrona i njegove projekcije na zadani pravac z su

$$|\vec{s}| = \sqrt{\frac{1}{2}(\frac{1}{2}+1)} \cdot \hbar \approx 0{,}86\, \hbar \qquad (3.5)$$

$$s_z = \pm \frac{1}{2} \hbar = \pm 0{,}5\, \hbar \qquad (3.6)$$



Sl. 3.2

Orjentacija spinskog momenta može biti dvojaka: tzv. „paralelna" - (+ 0,5 ħ) i „antiparalelna" - (- 0,5 ħ). One u suštini nisu strogo paralelne i antiparalelne već zaklapaju izvestan ugao u odnosu na pravac polja (z) i vrše precesiono kretanje oko njega, kao što je prikazano na (Sl.3.2).

4. SPINSKI MAGNETNI MOMENT ELEKTRONA

Analogno orbitalnom magnetizmu elektron poseduje i sopstveni magnetni moment koji je uslovljen spinom elektrona. On ne zavisi ni od forme elektrona niti od njegove raspodele oko jezgra. Pošto magnetni spinski kvantni broj, kako smo videli u prethodnom paragrafu, ima vrednosti $m_s = \pm \frac{1}{2}$, to bi, prema izrazu (2.9), komponenta spinskog magnetnog momenta u pravcu spoljašnjeg polja (z - komponenta) trebala iznositi polovinu Borovog magnetona. Medjutim, svi eksperimenti, u kojima se javlja spinski magnetni moment, pokazuju da je on jednak celom magnetonu. Imajući ovo u vidu, prema izrazu (2.7) spinski magnetni moment je

$$\vec{\mu}_s = -2\frac{\mu_o e}{2m_e}\vec{s} = -2\frac{\mu_B}{\hbar}\vec{s} \tag{4.1}$$

a njegov intenzitet

$$\mu_s = 2\sqrt{s(s+1)}\cdot\mu_B = \sqrt{3}\cdot\mu_B . \tag{4.2}$$

Projekcija spinskog magnetnog momenta na zadani pravac z iznosi

$$\mu_{sz} = \pm 2m_s\mu_B = \pm\mu_B . \tag{4.3}$$

Videćemo sada kako se, uvodjenjem spina, može objasniti multipletna struktura spektra. Zadržimo se na primeru atoma natrijuma. Ako je moment ostatka atoma ravan nuli tada je ukupni moment atoma natrijuma jednak momentu optičkog elektrona. Kako ovaj elektron poseduje dva momenta, orbitalni i spinski, ukupni moment atoma je ravan njihovoj rezultanti. Prema opštoj kvantnomehaničkoj formuli (1.3) vrednost ukupnog momenta je

$$|\vec{j}| = \sqrt{j(j+1)}\cdot\hbar \tag{4.4}$$

gde je j - kvantni broj ukupnog momenta, a njegove vrednosti su

$$j = \ell + s,\ \ell + s - 1,\ \ell + s - 2, \dots, |\ell - s| .$$

Kada je orbitalni kvantni broj $\ell \neq 0$ tada j ima vrednosti: $j = \ell + \frac{1}{2}$ i $j = \ell - \frac{1}{2}$, koje odgovaraju dvema mogućim uzajamnim orjentacijama momenata $\vec{\ell}$ i $\vec{s}$ - paralelnoj i antiparalelnoj. Kako energetska stanja sa različitim j poseduju različite energije sledi da se svaki term reda P (za $\ell = 1$) cepa na dva terma sa odgovarajućim $j = \frac{3}{2}$ i $j = \frac{1}{2}$. Term reda D ($\ell = 2$) cepa se na termove sa $j = \frac{5}{2}$ i $j = \frac{3}{2}$, i td. Svakom termu reda S ($\ell = 0$) odgovara samo jedna vrednost $j = \frac{1}{2}$ i on se ne cepa.

V E K T O R S K I   M O D E L   A T O M A

5. UKUPNI MEHANIČKI MOMENT ATOMA SA VIŠE ELEKTRONA I TIPOVI SPREGE

Svaki elektron u atomu poseduje orbitalni moment količine kretanja $\vec{\ell}$ i sopstveni moment (spin) $\vec{s}$. Ovi mehanički momenti su vezani sa odgovarajućim magnetnim momentom usled čega izmedju $\vec{\ell}$ i $\vec{s}$ postoji uzajamno dejstvo. Ako atom ima samo jedan elektron ili, kako smo u predhodnom paragrafu kazali, ako je moment ostatka atoma jednak nuli, a van ostatka postoji samo jedan elektron, tada je ukupni moment atoma $\vec{j}$ jednak rezultanti orbitalnog momenta $\vec{\ell}$ i spinskog momenta $\vec{s}$.

Kod višeelektronskog atoma momenti $\vec{\ell}_i$ i $\vec{s}_i$ ($i=1,2,3,\ldots,N$) takodje se sprežu u rezultujući moment atoma $\vec{J}$. Pri tome su moguća dva slučaja:

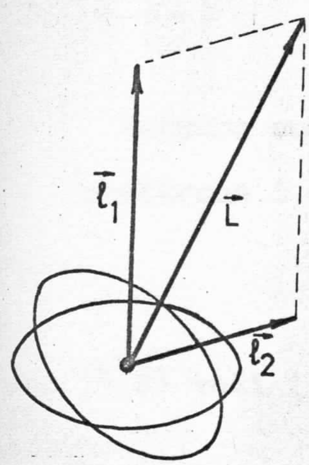
1. Kada je uzajamno dejstvo medju vektorima $\vec{\ell}_i$ veće nego njihovo dejstvo sa $\vec{s}_i$, a isto tako dejstvo izmedju pojedinačnih $\vec{s}_i$ je veće nego njihovo dejstvo sa $\vec{\ell}_i$. Zbog toga se svi vektori $\vec{\ell}_i$ sprežu u rezultantu $\vec{L}$, a svi $\vec{s}_i$ u rezultantu $\vec{S}$, dajući ukupni orbitalni i ukupni spinski moment atoma. Rezultanta vektora $\vec{L}$ i $\vec{S}$ predstavlja ukupni mehanički moment atoma $\vec{J}$. Ovaj vid sprege naziva se LS - sprega ili Rasel-Saundersova sprega, a u prirodi je realizovana kod lakših atoma, odnosno kod atoma u levom gornjem delu periodnog sistema elemenata.

2. Kada je interakcija izmedju orbitalnog $\vec{\ell}_i$ i spinskog momenta $\vec{s}_i$ jača od interakcije izmedju pojedinačnih orbitalnih i pojedinačnih spinskih momenata. Tada se vektori $\vec{\ell}_i$ i $\vec{s}_i$ sprežu u rezultantu $\vec{j}_i$, a ukupni moment atoma jednak je sumi pojedinačnih $\vec{j}_i$. Ovakav vid sprege naziva se jj - sprega, a realizovana je u prirodi kod težih atoma, tačnije, kod atoma koji se nalaze u donjem desnom uglu periodnog sistema elemenata.

Između atoma koji pripadaju ovim graničnim slučajevima nalaze se atomi kod kojih su orbitalno-orbitalna i spin-orbitalna interakcija istog reda veličine. Takav vid sprege naziva se „srednja sprega", a ostvaruje se kod većine atoma u sredini periodnog sistema elemenata.

Razmotrićemo sada Rasel-Saundersovu spregu i pokazati kako se sprežu momenti atoma sa dva elektrona, a zatim ćemo to uopštiti za slučaj kada atom ima N elektrona. Posmatrajmo orbite dva elektrona i njihove momente $\vec{\ell}_1$ i $\vec{\ell}_2$ (Sl.5.1) odvojene od uticaja spina. Ukupni orbitalni moment ovakvog dvoelektronskog sistema je

$$\vec{L} = \vec{\ell}_1 + \vec{\ell}_2 . \quad (5.1)$$



Sl - 5.1

Prema opštoj formuli za momente količine kretanja u kvantnoj mehanici moment $\vec{L}$ je kvantovan sa unutrašnjim kvantnim brojevima L i m_L

$$|\vec{L}| = \sqrt{L(L+1)} \cdot \hbar \quad (5.2)$$

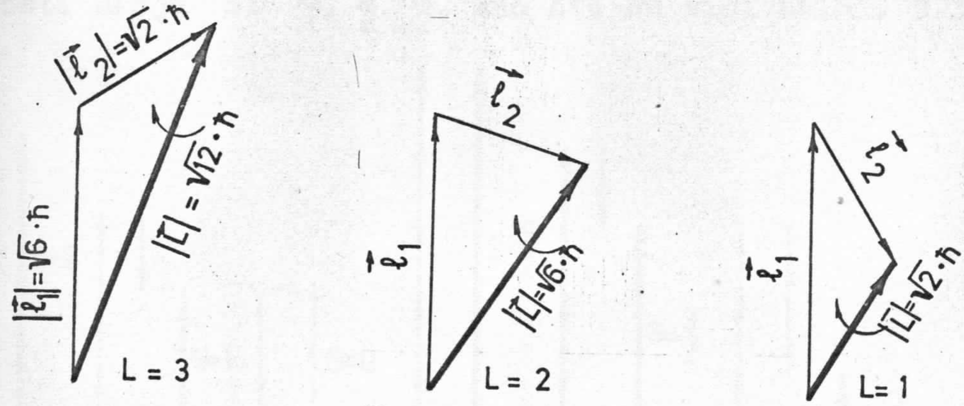
$$|\vec{L}_z| = m_L \cdot \hbar \quad (5.3)$$

$$m_L = L,\ L-1,\ L-2, \ldots, -L .$$

Ukupni moment količine kretanja $\vec{L}$ je prema predpostavci vremenski konstantan dok to ne važi i za pojedinačne $\vec{\ell}_1$ i $\vec{\ell}_2$. Isto tako kvantni broj L ukupnog momenta količine kretanja, kao ceo broj, definisan je strogo dok brojevi ℓ_1 i ℓ_2 to nisu. Kao što daje teorija, a u saglasnosti sa eksperimentom, kvantni broj L, za date vrednosti $\ell_1 \geq \ell_2$, može poprimati sledeće vrednosti:

$$L = \ell_1 + \ell_2,\ \ell_1 + \ell_2 - 1,\ \ \ell_1 + \ell_2 - 2, \ldots, \ell_1 - \ell_2 . \quad (5.4)$$

Uzmimo kao primer dva orbitalna momenta koji su odredjeni kvantnim brojevima $\ell_1 = 2$ i $\ell_2 = 1$. Oni mogu biti složeni na tri načina i daju rezultujući moment sa odgovarajućim vrednostima kvantnog broja L koji ima vrednosti 3,2,1. Takvo slaganje može se predstaviti vektorskom šemom prikazanom na (Sl.5.2).



Sl- 5.2

Potpuno analogno slažu se momenti količine kretanja kod N elektrona i daju ukupni moment količine kretanja atoma L

$$\vec{L} = \sum_{i=1}^{N} \vec{\ell}_i \qquad (5.5)$$

Formula (5.2) važi i ovde, a kvantni broj L poprima sledeće vrednosti:

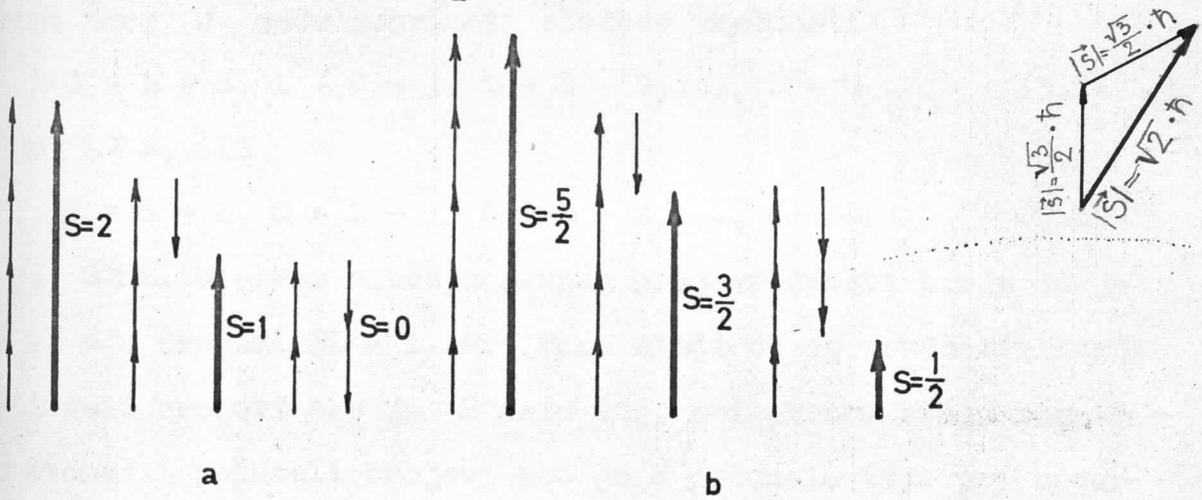
$$L=\ell_1+\ell_2 + \dots +\ell_N,\quad \ell_1+\ell_2+\dots+\ell_N - 1, \dots,\ \ell_1 -\ell_2 - \dots \ell_N \qquad (5.6)$$

pri čemu je $\ell_1 \geq \ell_2 \geq \ell_3 \geq \dots \geq \ell_N$.

Pri slaganju spinskih momenata $\vec{s}_i$ kvantni broj S rezultujućeg spinskog momenta atoma $\vec{S}$ može biti ceo ili poluceo u zavisnosti od toga da li je broj elektrona u atomu paran ili neparan.

a) Ako je broj elektrona u atomu N paran tada spinski kvantni broj S uzima sve celobrojne vrednosti od najveće $N\cdot\frac{1}{2}$ (kada su svi $\vec{s}_i$ paralelni jedan drugom) do nule (kada svi $\vec{s}$ po dva kompenzuju jedan drugog). Ako je npr. N = 4 tada S ima vrednosti 2, 1, 0, kao što se vidi na Sl. 5.3a.

b) Ako je broj elektrona u atomu N neparan tada kvantni broj S poprima sve polucele vrednosti od najveće $N\cdot\frac{1}{2}$ (svi $\vec{s}$ istog smera) do najmanje $+\frac{1}{2}$ (kada svi s, sem jednog, po dva kompenzuju jedan drugog). Neka je npr. N = 5, tada su moguće vrednosti broja S: $\frac{5}{2}, \frac{3}{2}, \frac{1}{2}$, kao što se vidi na(Sl. 5.3b).



Sl. 5.3

Ukupni spinski moment atoma sa N elektrona jednak je, takodje, sumi pojedinačnih spinova elektrona

$$\vec{S} = \sum_{i=1}^{N} \vec{s}_i \qquad (5.7)$$

i kvantovan unutrašnjim kvantnim brojevima S i m_S

$$|\vec{S}| = \sqrt{S\,(S+1)}\cdot\hbar \qquad (5.8)$$

$$|\vec{S}_z| = m_S\cdot\hbar\,. \qquad (5.9)$$

Broj S može da poprima sledeće vrednosti:

$S = s_1 + s_2 + \ldots + s_N,\quad s_1 + s_2 + \ldots + s_N - 1, \ldots$

tako da je uvek $S \geq 0$.

Kao rezultat uzajamnog dejstva vektora $\vec{L}$ i $\vec{S}$ nastaje vektor ukupnog mehaničkog momenta atoma

$$\vec{J} = \vec{L} - \vec{S}\,. \qquad (5.10)$$

To uzajamno dejstvo je slabo (slabije nego uzajamno dejstvo izmedju pojedinačnih orbitalnih i pojedinačnih spinskih momenata) tako da vektori $\vec{L}$ i $\vec{S}$ precesiraju oko pravca ukupnog momenta atoma $\vec{J}$. Moment atoma $\vec{J}$ je vremenski konstantan i kvantovan:

$$|\vec{J}| = \sqrt{J(J+1)}\cdot\hbar \tag{5.11}$$

$$|\vec{J}_z| = m_J\cdot\hbar \tag{5.12}$$

$$m_J = J,\ J-1,\ J-2,\ldots,\ -J\ . \tag{5.13}$$

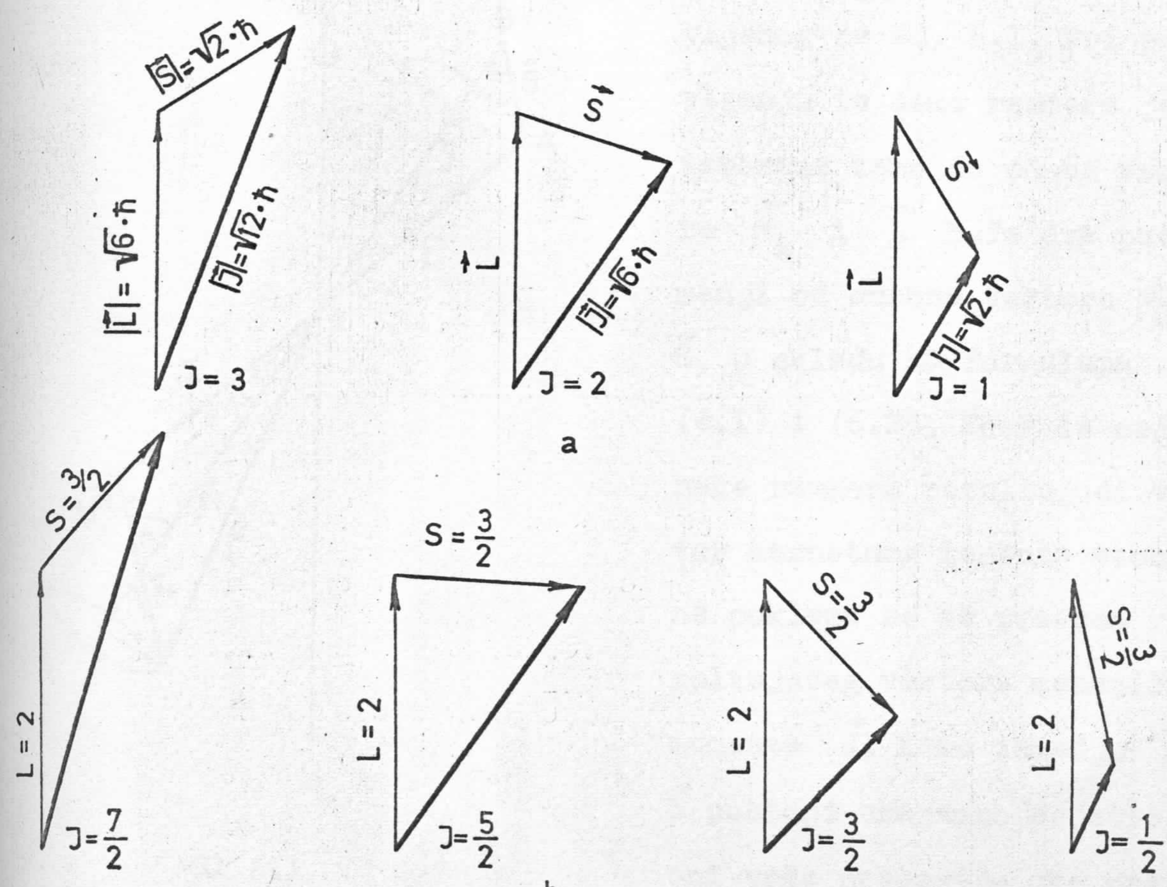
Kvantni broj J može poprimati sledeće vrednosti:

$$J = L+S,\ L+S-1,\ L+S-2,\ldots,\ L-S \tag{5.14}$$

ako je $L \geq S$, ili

$$J = S+L,\ S+L-1,\ S+L-2,\ldots,\ S-L \tag{5.15}$$

ako je $S \geq L$. U prvom slučaju ukupan broj vrednosti broja J je $2S+1$, a u drugom $2L+1$. Pri tome sledi da će vrednosti broja J biti celi brojevi ako je S celo (tj. pri parnom broju elektrona u atomu) i poluceli brojevi ako je S polucelo (tj. pri neparnom broju elektrona). Na (Sl.5.4) dat je primer kako se vektori $\vec{L}$ i $\vec{S}$ slažu u rezultantu $\vec{J}$, i to sa celim i polucelim vrednostima broja J.



Sl. 5.4

6. MAGNETNI MOMENT JEDNOG ATOMA

Ukupni magnetni moment atoma, za slučaj Rasel-Saundersove sprege, izračunaćemo koristeći vezu izmedju momenata količine kretanja $\vec{L}$ i $\vec{S}$ i njihovih odgovarajućih magnetnih momenata $\vec{\mu}_L$ i $\vec{\mu}_S$. Analogno izrazima (2,7) i (4.1) ta veza je

$$\vec{\mu}_L = -\frac{\mu_B}{\hbar}\vec{L} \qquad (6.1)$$

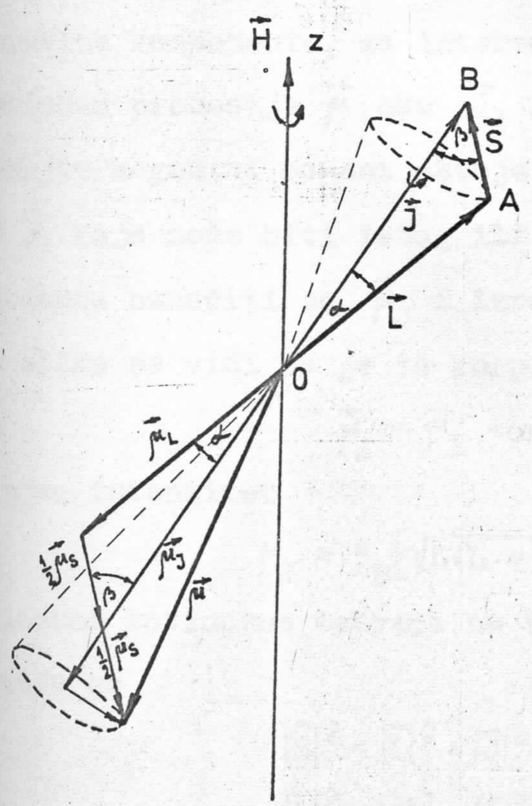
$$\vec{\mu}_S = -2\frac{\mu_B}{\hbar}\vec{S} \qquad (6.2)$$

Koristeći izraze (5.2) i (5.8), intenziteti ovih magnetnih momenata dati su izrazima

$$\mu_L = \sqrt{L(L+1)} \cdot \mu_B \qquad (6.3)$$

$$\mu_S = 2\sqrt{S(S+1)} \cdot \mu_B \,. \qquad (6.4)$$

Da bi našli rezultujući magnetni moment atoma poslužićemo se i vektorskim modelom atoma koji se nalazi u slabom magnetnom polju $\vec{H}$, predstavljenog na Sl. 6.1. Pri pravljenju te šeme razmera je izabrana tako da odnos vektora $\vec{\mu}_L$ i $\vec{L}$ bude dva puta manji od odnosa vektora $\vec{\mu}_S$ i $\vec{S}$, u skladu sa formulama (6.1) i (6.2). Zbog te nejednake razmere rezultujući vektor magnetnog momenta atoma $\vec{\mu}$ ne poklapa se sa pravcem rezultujućeg vektora mehaničkog momenta $\vec{J}$. Kako izmedju $\vec{L}$ i $\vec{S}$ postoji uzajamno dejstvo, oni vrše precesiju oko prav-



Sl 6.1

ca $\vec{J}$, „uvlačeći" u tu precesiju i rezultujući vektor magnetnog momenta $\vec{\mu}$. Kako se atom nalazi u slabom magnetnom polju vektor J precesira oko pravca polja tako da njegove projekcije na pravac polja ostaju ne izmenjene

$$|\vec{J}_H| = m_J \cdot \hbar$$

gde m_J uzima vrednosti date izrazom (5.13). Ako je polje slabo (tako da je njegovo dejstvo na $\vec{\mu}_L$ i $\vec{\mu}_S$ znatno slabije od uzajamnog dejstva izmedju $\vec{\mu}_L$ i $\vec{\mu}_S$), tada se precesija vektora $\vec{L}$ i $\vec{S}$, a time i vektora $\vec{\mu}$, oko pravca $\vec{J}$ vrši daleko većom brzinom nego precesija vektora $\vec{J}$ oko pravca polja $\vec{H}$. Razložimo, s toga, vektor $\vec{\mu}$ na dve komponente: na paralelnu (duž pravca $\vec{J}$) i normalnu (normalna na pravac $\vec{J}$). Srednja vrednost $\bar{\mu}$ jednaka je sumi srednjih vrednosti paralelne i normalne komponente. Medjutim, kako je ugao izmedju $\vec{\mu}$ i $\vec{J}$ stalan, srednja vrednost paralelne komponente jednaka je njenoj vrednosti, a srednja vrednost normalne komponente, za interval vremena velik u poredjenju sa periodom precesije $\vec{\mu}$ oko $\vec{J}$, jednaka je nuli. Dakle, kao spolja merljiv magnetni moment ostaje samo njegova komponenta duž pravca $\vec{J}$, koja može biti istog ili suprotnog smera od $\vec{J}$. Tu ćemo komponentu označiti sa $\vec{\mu}_J$ i izračunaćemo je koristeći(Sl. 6.1). Sa slike se vidi da je ta komponenta

$$\vec{\mu}_J = \vec{\mu}_L \cos\alpha - \vec{\mu}_S \cos\beta \tag{6.5}$$

a njen intenzitet

$$\mu_J = \mu_B\left[\sqrt{L(L+1)} \cdot \cos\alpha - 2\sqrt{S(S+1)} \cdot \cos\beta\right] \tag{6.6}$$

Primenom kosinusne teoreme na trougao OAB sa uglovima α i β dobija se

$$|\vec{S}|^2 = |\vec{L}|^2 + |\vec{J}|^2 - 2\,|\vec{L}|\,|\vec{J}| \cos\alpha$$

$$|\vec{L}|^2 = |\vec{S}|^2 + |\vec{J}|^2 - 2\,|\vec{S}|\,|\vec{J}| \cos\beta \,.$$

Iz ovih izraza je, prelaskom na intenzitete $\vec{L}$, $\vec{S}$ i $\vec{J}$

$$\cos\alpha = \frac{L(L+1) + J(J+1) - S(S+1)}{2\sqrt{L(L+1)}\,\sqrt{J(J+1)}} \tag{6.7}$$

$$\cos\beta = \frac{S(S+1) + J(J+1) - L(L+1)}{2\sqrt{S(S+1)}\,\sqrt{J(J+1)}} \tag{6.8}$$

Zamenom relacija (6.7) i (6.8) u (6.6) intenzitet magnetnog momenta atoma je

$$\mu_J = \mu_B\left[\sqrt{L(L+1)}\frac{L(L+1)+J(J+1)-S(S+1)}{2\sqrt{L(L+1)}\,\sqrt{J(J+1)}} + 2\sqrt{S(S+1)}\frac{S(S+1)+J(J+1)-L(L+1)}{2\sqrt{S(S+1)}\,\sqrt{J(J+1)}}\right].$$

Izvlačenjem ispred člana $\sqrt{J(J+1)}$ može se dalje pisati

$$\mu_J = \mu_B\sqrt{J(J+1)}\left[\frac{L(L+1) + J(J+1) - S(S+1)}{2\,J(J+1)} + \right.$$

$$\left. + 2\,\frac{S(S+1) + J(J+1) - L(L+1)}{2\,J(J+1)}\right]. \tag{6.9}$$

Izraz (6.9) može se srediti i dovesti na oblik

$$\mu_J = \mu_B\,\sqrt{J(J+1)}\left[1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2\,J(J+1)}\right] \tag{6.10}$$

a piše se u skraćenoj formi

$$\mu_J = \mu_B \cdot g_J \cdot \sqrt{J(J+1)} \tag{6.11}$$

gde je

$$g_J = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2\,J(J+1)} \tag{6.12}$$

i zove se Landeov množitelj. Ovaj množitelj pokazuje kako su pomešani orbitalni $(\vec{\mu}_L)$ i spinski $(\vec{\mu}_S)$ magnetizam pri formiranju ukupnog magnetnog momenta atoma $\vec{\mu}_J$.

7. MULTIPLETNA STRUKTURA RASEL-SAUNDERSOVIH TERMOVA I SIMBOLI TERMOVA

Videli smo da kod Rasel-Saundersove sprege momenti ℓ_i mogu na različite načine formirati rezultujući moment $\vec{L}$, a isto tako $\vec{s}_i$ različite vrednosti momenta $\vec{S}$. Isto tako, za date vrednosti kvantnih brojeva L i S broj J može uzeti više vrednosti, datih izrazima (5.14) i (5.15). Sledi da atom sa više elektrona ima veliki broj mogućih stanja. Pošto se ova stanja medjusobno razlikuju samo prema uglu izmedju vektora $\vec{L}$ i $\vec{S}$, odnosno, uglu izmedju vektora $\vec{\mu}_L$ i $\vec{\mu}_S$, njihove energije se razlikuju samo za iznos koji je potreban radi zakretanja oba magnetna momenta medjusobno iz jedne orjentacije u drugu.

Kako dati par brojeva L i S definiše prema izrazima (5.14) i (5.15), različitr vrednosti kvantnog broja J, to je brojevima L i S definisan multiplet termova koji se nazivaju multipletnim komponentama. Čest o su energetske razlike izmedju multipletnih komponenata male pa su spektralne linije, koje odgovaraju emisionim prelazima izmedju takvih komponenata, bliske i nazivaju se multipleti spektralnih linija, odnosno, kako se to često zove, fina struktura spektra.

Uobičajeno je da se Rasel-Saundersovi termovi označavaju izrazom

$$^{2S+1}X_J \tag{7.1}$$

ako je L> S, ili

$$^{2L+1}X_J \tag{7.2}$$

ako je S>L. Pod X se podrazumeva jedno od slova S, P, D,... koja odgovaraju, respektivno, vrednostima broja L = 0, 1, 2,... U desnom donjem uglu slova X stoji vrednost kvantnog broja J. U gornji levi ugao stavlja se multiplicitet koji je, očigledno, jednak broju multipletnih komponenata, a kojih u prvom slučaju ima 2S+1 (formula 5.14) i u drugom 2L+1 (formula 5.15). Na primer, term $^2D_{3/2}$ se čita: dublet - D - $\frac{3}{2}$.

Odmah se vidi da atom sa parnim brojem elektrona (celo S) ima neparan multiplicitet, a atom sa neparnim brojem elektrona (polucelo S) paran multiplicitet. Za jednoelektronski sistem $S = \frac{1}{2}$ multiplicitet je $2S+1 = 2$ i imamo dubletni sistem termova. Kod dvoelektronskog sistema S ima dve vrednosti, 0 i 1, te su u prvom slučaju termovi singletni, a u drugom tripletni, i td.

Uvodjenjem datih simbola za označavanje termova ne omogućuje, medjutim, potpuno raspoznavanje terma. Pošto momenti $\vec{\ell}_i$ i $\vec{s}_i$ mogu na različite načine formirati sumarno $\vec{L}$ odnosno $\vec{S}$, a ovi opet daju različite vrednosti $\vec{J}$, to jedan atom može posedovati više različitih termova sa istim termskim simbolima (istim L, S, J). Zato je potrebno, pored terma, naznačiti i termove pojedinih elektrona koji ukazuju na poreklo terma. Pri tome se vrednost orbitalnog broja ℓ označava istim, ali malim slovom, kao što je to dato za L:

$$\ell = 0,\ 1,\ 2,\ 3,\ \ldots$$
$$s\quad p\quad d\quad f\ \ldots$$

Primetimo još da se pri takvom označavanju terma ukazuje i na vrednosti glavnih kvantnih brojeva elektrona koje se stavljaju ispred slova koja označavaju elektronsko stanje. Ako postoji više elektrona sa istim n i ℓ, tada se njihov broj piše kao „eksponent" na simbolu za ℓ. Na taj način se može potpuno izraziti elektronska konfiguracija (jednog atoma ili jona). Naprimer, simbol $1s^2 3d\ ^2D_{5/2}$ znači, da postoji ukupno tri elektrona (zbir eksponenata), od kojih su dva sa glavnim kvantnim brojem $n = 1$ i bez orbitalnog momenta količine kretanja ($\ell = 0$) sa zasićenim (antiparalelnim) spinovima, dok treći elektron ima glavni kvantni broj $n = 3$ i sam daje ukupan spinski kvantni broj ($S = \frac{1}{2}$, multiplicitet 2S+1 = 2) i ukupni orbitalni moment količine kretanja ($L = \ell = 2$).

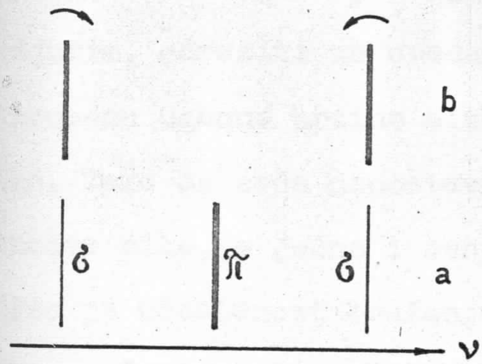
8. ZEMANOV EFEKT

Ako se atomi, koji emituju svetlost, unesu u magnetno polje tada se linije u spektru takvih atoma cepaju na nekoliko komponenata. Ovu pojavu je prvi zapazio holandski fizičar Zeman 1896. god. posmatrajući emisiju pare natrijuma te je po njemu i dobila ime - Zemanov efekt. Cepanje spektralnih linija je veoma malo i zavisi od jačine polja. U polju jačine 0,2 - 0,3 Tesla rastojanje izmedju Zemanovih komponenata iznosi tek nekoliko desetih delova Å. Broj komponenata rascepljene linije različit je za različite linije. Najjednostavniji slučaj imamo kada se pri dejstvu magnetnog polja na atome, umesto jedne spektralne linije koju atom emituje u odsustvu polja javljaju tri linije i ta pojava se zove normalni Zemanov efekt. Cepanje spektralnih linija može biti daleko složenije i broj komponenata veći od tri te se ovakva pojava naziva anomalni Zemanov efekt.

Zemanov efekt pokušao je da objasni Lorenc pomoću svoje elektronske teorije klasične fizike i uspeo da objasni najjednostavniji slučaj - cepanje linije na tri komponente. Složenije slučajeve, tj. kad je broj komponenata rascepljene linije veći od tri, Lorenc nije mogao objasniti pa je i sama pojava smatrana anomalijom po čemu je i dobila ime.

9. LORENCOVO OBJAŠNJENJE NORMALNOG ZEMANOVOG EFEKTA

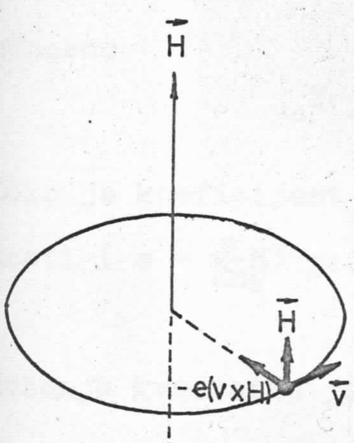
Pojavu cepanja spektralnih linija na tri komponente Lorenc je pokušao objasniti na bazi klasične elektrodinamike. Po njegovoj teoriji, spektralna linija, pri posmatranju u pravcu normalnom na pravac polja, treba da se razloži na tri komponente dajući simetričnu sliku (Sl-9.1a). Rastojanje, u skali učestanosti, izmedju srednje i jedne od bočnih linija, u jedinicama praktičnog MKSC-sistema, iznosi



Sl-9.1

$$\Delta\nu = \frac{e}{4\pi m_e} H \tag{9.1}$$

Razdvojene linije treba da se odlikuju linearnom polarizacijom tako da su krajnje linije linearno polarizovane u pravcu upravnom na polje, a srednja linija u pravcu polja. Pri posmatranju u pravcu paralelnom polju srednja linija treba da nedostaje, a bočne linije treba da se odlikuju kružnom polarizacijom sa suprotnim smerovima rotacije (Sl-9.1b). Sva ova teorijska predvidjanja potvrdjena su eksperimentalno, i to sa velikom tačnošću.



Sl-9.2

Posmatrajmo atom vodonika čije jezgro ima naelektrisanje +e, a oko jezgra kruži elektron naelektrisanja -e, po kružnoj orbiti (Sl 9.2). Sila koja održava elektron na orbiti je

$$F = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{e^2}{r^2} \tag{9.2}$$

Ova sila je izjednačena sa centrifugalnom silom inercije

$$\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{e^2}{r^2} = m_e r \omega_0^2 \qquad (9.3)$$

gde je ω_0 - učestanost kruženja elektrona u odsustvu magnetnog polja. Uključivanjem polja, na elektron, sem Kulonove sile deluje i Lorencova sila $e(\vec{v} \times \vec{H})$ koja je, kako se vidi, usmerena duž radijusa putanje. Dejstvo magnetnog polja neće se, medjutim, odraziti na uvećanje poluprečnika orbite, već samo na promenu ugaone brzine elektrona po putanji stalnog poluprečnika. Tako se sada uspostavlja ravnoteža izmedju Kulonove i Lorencove sile, s jedne i centrifugalne sile, s druge strane, s tim što je učestanost kruženja elektrona sada izmenjena. Označimo novu učestanost sa ω te je

$$\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{e^2}{r^2} + er\omega H = m_e r \omega^2 \qquad (9.4)$$

Zamenom relacije (9.3) u (9.4) dobija se

$$m_e r \omega_0^2 + er\omega H = m_e r \omega^2$$

odnosno

$$\omega^2 - \frac{e}{m_e}H\omega - \omega_0^2 = 0\,. \qquad (9.5)$$

Kako je koeficijent uz ω jednak dvostrukoj Larmorovoj učestanosti ($\sigma = \frac{e}{2m_e}H$) jednačinu (9.5) možemo pisati u obliku

$$\omega^2 - 2\sigma\omega - \omega_0^2 = 0 \qquad (9.6)$$

Rešenja kvadratne jednačine (9.6) su

$$\omega_{1,2} = \sigma \pm \sqrt{\omega_0^2 - \sigma^2} \qquad (9.7)$$

Pošto je $\omega_0 \gg \sigma$ možemo pod korenom zanemariti σ^2 u poredjenju sa ω_0^2 te je

$$\omega_{1,2} = \sigma \pm \omega_0$$

odnosno

$$\omega_1 = \omega_0 + \sigma \qquad \omega_2 = \omega_0 - \sigma \qquad (9.8)$$

ω_1 i ω_2 su učestanosti elektrona koji kruži u istom, odnosno u suprotnom smeru kazaljke na satu u magnetnom polju. Prelaskom sa ugaone na linijsku učestanost dobija se da je razlika izmedju učestanosti pre i posle uključivanja polja

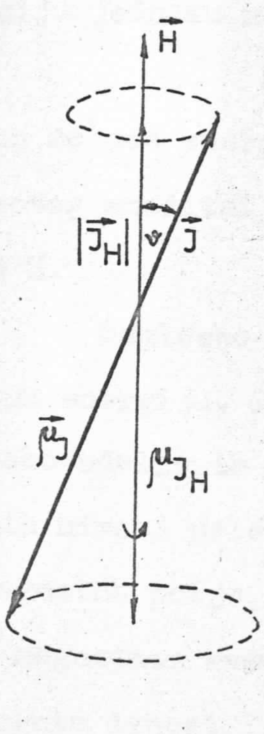
$$\Delta\nu = \pm\frac{\sigma}{2\pi} = \pm\frac{e}{4\pi m_e}H \qquad (9.9)$$

a to je upravo Lorencova formula (9.1), koja daje pomeranje krajnjih komponenata u odnosu na srednju ne pomerenu komponentu.

10. KVANTNOMEHANIČKO OBJAŠNJENJE ZEMANOVOG EFEKTA

Potpuno objašnjenje Zemanovog efekta, kako normalnog tako i anormalnog, dala je kvantna mehanika. To objašnjenje daćemo na bazi vektorskog modela atoma.

Neka se atomi, kod kojih je ostvarena Rasel-Saundersova sprega, nalaze u slabom homogenom magnetnom polju, (Sl 10.1) Ukupni mehanički moment atoma $\vec{J}$ kao i magnetni moment $\vec{\mu}_J$ precesiraju oko pravca polja, a orjentišu se u polju tako da njihove projekcije na pravac polja imaju diskretne vrednosti. Projekcije mehaničkog momenta $\vec{J}$ date su relacijom (5.12)



Sl-10.1

$$|\vec{J}|_H = m_J \cdot \hbar \qquad (10.1)$$

gde je m_J-magnetni kvantni broj i ima vrednosti

$$m_J = J,\ J-1,\ J-2, \ldots, -J\ .$$

Da bi našli projekcije magnetnog momenta poslužićemo se slikom (Sl-10.1). Sa slike se vidi da je

$$\mu_{JH} = -\mu_J\cos\vartheta \qquad (10.2)$$

Iz relacija (10.1) i (5.11) sledi da je

$$\cos\vartheta = \frac{m_J}{\sqrt{J(J+1)}} \qquad (10.3)$$

i kad u (10.2) zamenimo izraze (6.11) i (10.3) dobija se

$$\mu_{JH} = - m_J g_J \mu_B \qquad (10.4)$$

Da bi došlo do pojave Zemanovog efekta magnetno polje nesme biti suviše jako kako bi i spinska i orbitalna interakcija sa poljem bila slabija od spin-orbitalne interakcije unutar atoma. U jakim poljima prva interakcija je jača od druge pa dolazi do raskida sprege izmedju spinskog i orbitalnog momenta količine kretanja i pojave Pašen-Bakovog efekta.

Poznato je da magnetni moment $\vec{\mu}$ u magnetnom polju $\vec{H}$ poseduje energiju

$$E = -\vec{\mu}\cdot\vec{H} + \text{const} = -\mu H\cos(\vec{\mu},\vec{H}) + \text{const} = -\mu_H H + \text{const} \qquad (10.5)$$

Zamenom izraza (10.4) u (10.5) magnetni moment atoma u magnetnom polju dobija energiju

$$E_{m_J} = m_J g_J \mu_B H - \text{const} \qquad (10.6)$$

Ako konstantu normiramo na nulu (normalan položaj $\vec{\mu}_J$ na $\vec{H}$ ima energiju jednaku nuli) tada je

$$E_{m_J} = m_J g_J \mu_B H \qquad (10.7)$$

Vidimo da ova energija zavisi od magnetnog kvantnog broja m_J, Landeovog množitelja g_J i proporcionalna je jačini magnetnog polja H.

Saglasno izrazu (10.7) atom u magnetnom polju dobija dodatnu energiju. Sledi da se termovi atoma cepaju ne 2J-1, podjednako udaljenih jedna od druge, Zemanovih komponenata (energetskih nivoa) usled čega i dolazi do cepanja spektralnih linija. Magnetno polje, dakle, uklanja energijsku degeneraciju atoma po magnetnom kvantnom broju m_J. Razlika izmedju dve susedne komponente iznosi

$$\Delta E = E_{m_J} - E_{m_J - 1} = g_J \mu_B H \qquad (10.8)$$

Za stalno magnetno polje vidimo da je rastojanje izmedju Zemanovih komponenata jednog terma odredjeno Landeovim množiteljem g_J.

Izračunaćemo sada cepanje kod Zemanovog efekta. S obzirom na izraz (10.7) ukupna energija nekog atomskog terma u magnetnom polju jačine H iznosi

$$E_H = E_o + m_J g_J \mu_B H \tag{10.9}$$

gde je E_o-energija terma u odsustvu polja. Neka se emisija fotona vrši izmedju termova, od kojih polazni ima energiju

$$E'_H = E'_o + m'_J g'_J \mu_B H \tag{10.10}$$

a krajnji

$$E''_H = E''_o + m''_J g''_J \mu_B H \tag{10.11}$$

Tada je energija emitovanog fotona jednaka razlici ove dve energije

$$h\nu = E'_H - E''_H = E'_o - E''_o + (m'_J g'_J - m''_J g''_J)\mu_B H \tag{10.12}$$

Talasni broj emitovanog fotona iznosi

$$\tilde{\nu} = \frac{E'_H - E''_H}{hc} = \frac{E'_o - E''_o}{hc} + (m'_J g'_J - m''_J g''_J)\frac{\mu_B}{hc}H$$

odnosno

$$\tilde{\nu} = \tilde{\nu}_o + (m'_J g'_J - m''_J g''_J)\frac{\mu_B}{hc} H \tag{10.13}$$

gde je $\tilde{\nu}_o$ - talasni broj linije emitovane u odsustvu polja. Iz relacije (10.13) vidi se da je razlika talasnog broja bilo koje komponente (linije) i talasnog broja prvobitne (nerascepljene) linije

$$|\Delta\tilde{\nu}| = (m'_J g'_J - m''_J g''_J)\frac{e}{4\pi m_e c} B \tag{10.14}$$

gde je zamenjena vrednost Borovog magnetona (2.8). Ako još izračunamo vrednost konstante

$$\frac{e}{4\pi m_e c} = \frac{1,62\cdot10^{-19}}{4\cdot3,14\cdot9,11\cdot10^{-31}\cdot3\cdot10^{8}} = 0,47\cdot10^{2}\cdot B\ m^{-1} = 0,47B\ cm^{-1}$$

tada izraz (10.14) možemo pisati u obliku

$$\Delta \nu = (m'_J g'_J - m''_J g''_J)\cdot 0{,}47\ B\ [cm^{-1}] \qquad (10.15)$$

gde je magnetna indukcija B izražena u Teslima [T]. Vrednost $\frac{e}{4\pi m_e c}$ predstavlja normalno Lorencovo smicanje. Kako se vidi iz (10.15), rastojanje pojedinih linija -komponenata - od ne rascepljene zavisi od magnetnog kvantnog broja m_J i Landeovog množitelja g_J, termova izmedju kojih se vrši prelaz i od jačine magnetnog polja, odnosno, magnetne indukcije.

Naglasimo još da za kvantne prelaze kod Zemanovog efekta važe sledeća pravila izbora:

$$\Delta m_S = 0$$
$$\Delta m_L = 0, \pm 1 \qquad (10.16)$$
$$\Delta m_J = 0, \pm 1$$

To što se magnetni kvantni broj m_J može menjati maksimalno za jedinicu objašnjava se na sledeći način. Pošto emitovani foton odnosi sa sobom moment koji je jednak jedinici to promena projekcije mehaničkog momenta elektrona, koji emituje foton, nemože biti veća od jedinice.

11. NORMALNI ZEMANOV EFEKT

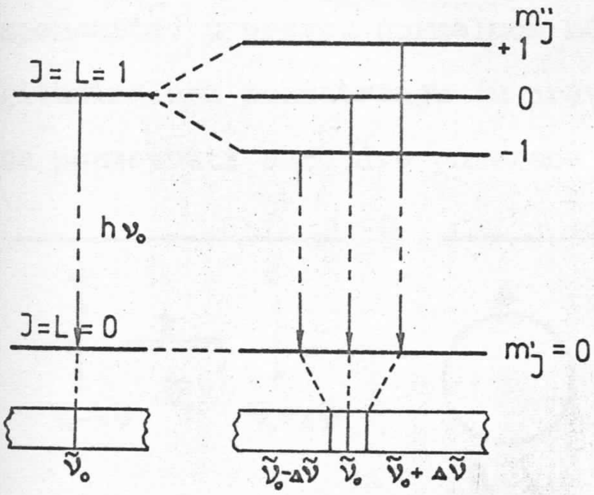
Kako smo već ranije kazali, normalni Zemanov efekt sastoji se u tome da se, pri dejstvu magnetnog polja, pored linije koju atom emituje u udsustvu polja, javljaju još dve simetrično postavljene linije (Sl-11.1). Ovakvo cepanje linija javlja se u singletnim termovima, kakve poseduju He, zemnoalkalni metali, zatim Zn, Cd i Hg. Kako je za singletne termove $2S + 1 = 1$ sledi da je spinski kvantni broj $S = 0$ i $J = L$ te je prema (6,12) $g_J = 1$. Pošto je i $g'_J = 1$ i $g''_J = 1$ to je, prema relaciji (10.15), razlika u talasnim brojevima izmedju susednih komponenata

$$\Delta\tilde{\nu} = (m'_J - m''_J)\cdot 0{,}47\ B = \Delta m_J \cdot 0{,}47\ B\ [cm^{-1}] \qquad (11.1)$$

Prema pravilima izbora (10.16) Δm_J može imati tri vrednosti (-1, 0, -1), pa su talasni brojevi triju komponenata (linija) kod normalnog Zemanovog efekta

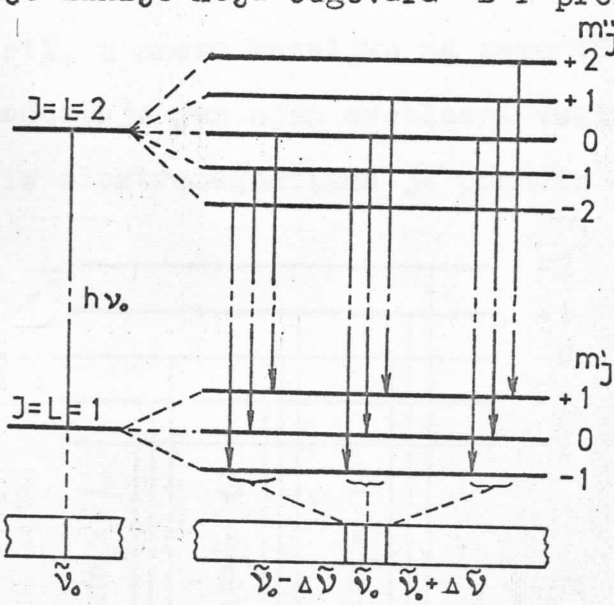
$$\tilde{\nu}_{+1} = \tilde{\nu}_o + 0{,}47\ B\ ; \quad \tilde{\nu}_o \quad ; \quad \tilde{\nu}_{-1} = \tilde{\nu} - 0{,}47\ B \quad (11.2)$$

Dakle, srednja komponenta (linija) ostaje na mestu prvobitne linije dok su druge dve pomerene, jedna u levo, a druga u desno za vrednost normalnog Lorencovog smicanja pomnoženog magnetnom indukcijom. Na (Sl-11.1) pokazano je cepanje nivoa i spektralne linije za prelaz izmedju stanja L=1 i L=0 (za P-S prelaz).



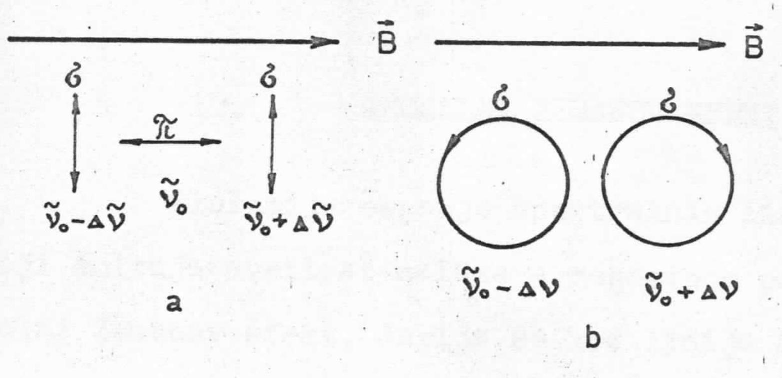
Sl-11.1

Posmatrajmo sada cepanje linije koja odgovara D-P prelazu, (Sl-11.2). Iako ovde ima devet dozvoljenih emisionih prelaza izmedju različitih energetskih nivoa, oni se ipak grupišu u samo tri spektralne linije (komponente sa različitim frekvencijama, odnosno, talasnim brojevima datih relacijom (11.2). Uzrok tome je ekvidistantnost komponenata kod oba terma .



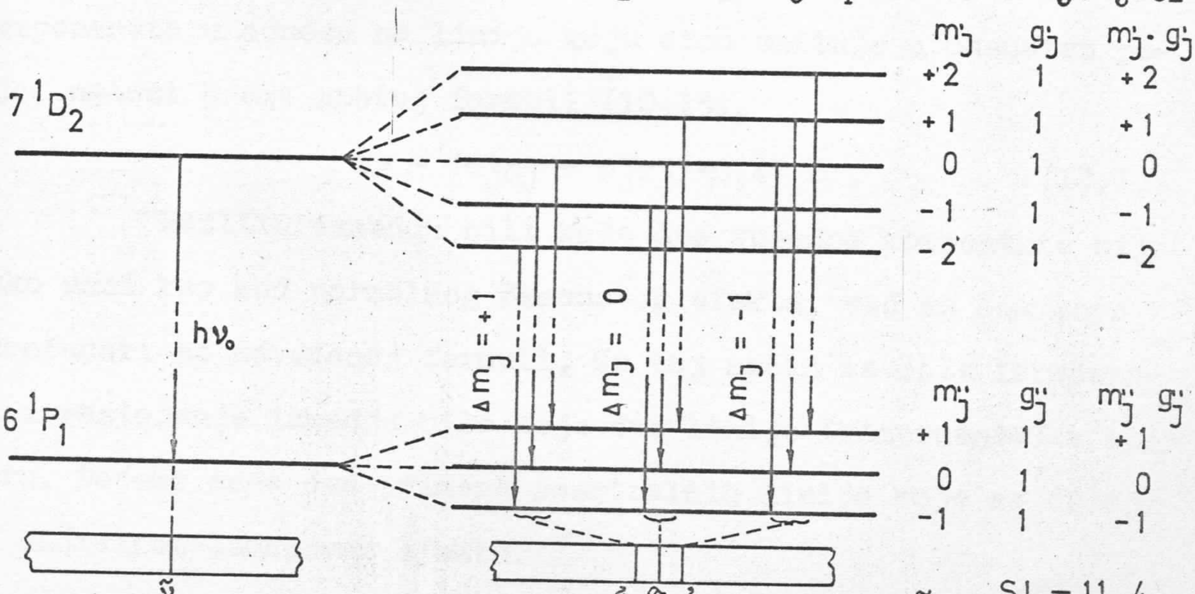
Sl-11.2

Eksperiment pokazuje da su razdvojene linije kod normalnog Zemanovog efekta polarizovane, a da karakter polarizacije zavisi od pravca posmatranja, (Sl-11.3). Pri transverzalnom posmatranju (tj. pri posmatranju u pravcu normalnom na pravac vektora $\vec{B}$) svetlosni vektor (vektor električnog polja) nepomerene komponente (koja se zove π-komponenta) osciluje u pravcu paralelnom vektoru $\vec{B}$, a kod pomerenih komponenata (σ -komponenata) u pravcu normalnom na vektor B (Sl-11.3a). Pri longitudinalnom posmatranju (u pravcu paralelnom vektoru $\vec{B}$) mogu se posmatrati samo dve pomerene komponente. Obe su kružno polarizovane, ali u suprotnim smerovima: ona koja je pomerena u stranu manjih učestanosti suprotno kazaljki na satu, a druga, pomerena u stranu većih učestanosti, u smeru kazaljke na satu (Sl-11.3b).



Sl-11.3

Srednja komponenta nedostaje jer njen svetlosni vektor osciluje u pravcu polja, a iz elektromagnetizma je poznato da je jačina elektromagnetnih talasa, koji se emituju u pravcu oscilovanja dipola, jednaka nuli.



SL - 11.4

Navešćemo sada konkretan primer spektralne linije koja se cepa po normalnom Zemanovom efektu. To je plava linija Hg, $\lambda = 4347{,}50\ \mathring{A}$, koja nastaje pri emisionom prelazu izmedju termova $7^1D_2 - 6^1P_1$, (Sl-11.4). Term $7\ ^1D_2$ cepa se, u magnetnom polju, na pet komponenata, a term $6\ ^1P_1$ na tri komponente različitih energija. Iako ovde postoji devet različitih dozvoljenih emisionih prelaza, izmedju različitih energetskih nivoa, oni se ipak grupišu u samo tri spektralne linije (komponente) jer su komponente kod oba terma ekvidistantne (relacija 10.8).

12. ANOMALNI ZEMANOV EFEKT

Složenije cepanje spektralnih linija, kada se atomi, koji emituju svetlost nalaze u magnetnom polju, naziva se anomalni Zemanov efekt. Javlja se kod linija koje poseđuju finu strukturu, tj. kod linija koje odgovaraju emisionim prelazima izmedju multipletnih termova, dubleta, tripleta, kvarteta i td. Kod ovih termova spinski kvantni broj S različit je od nule, te se i on mora uzeti u obzir. Tada je i $g_J \neq 1$, pa se smicanje komponenata u odnosu na liniju koju atom emituje u odsustvu polja, nalazi prema opštoj formuli (10.15),

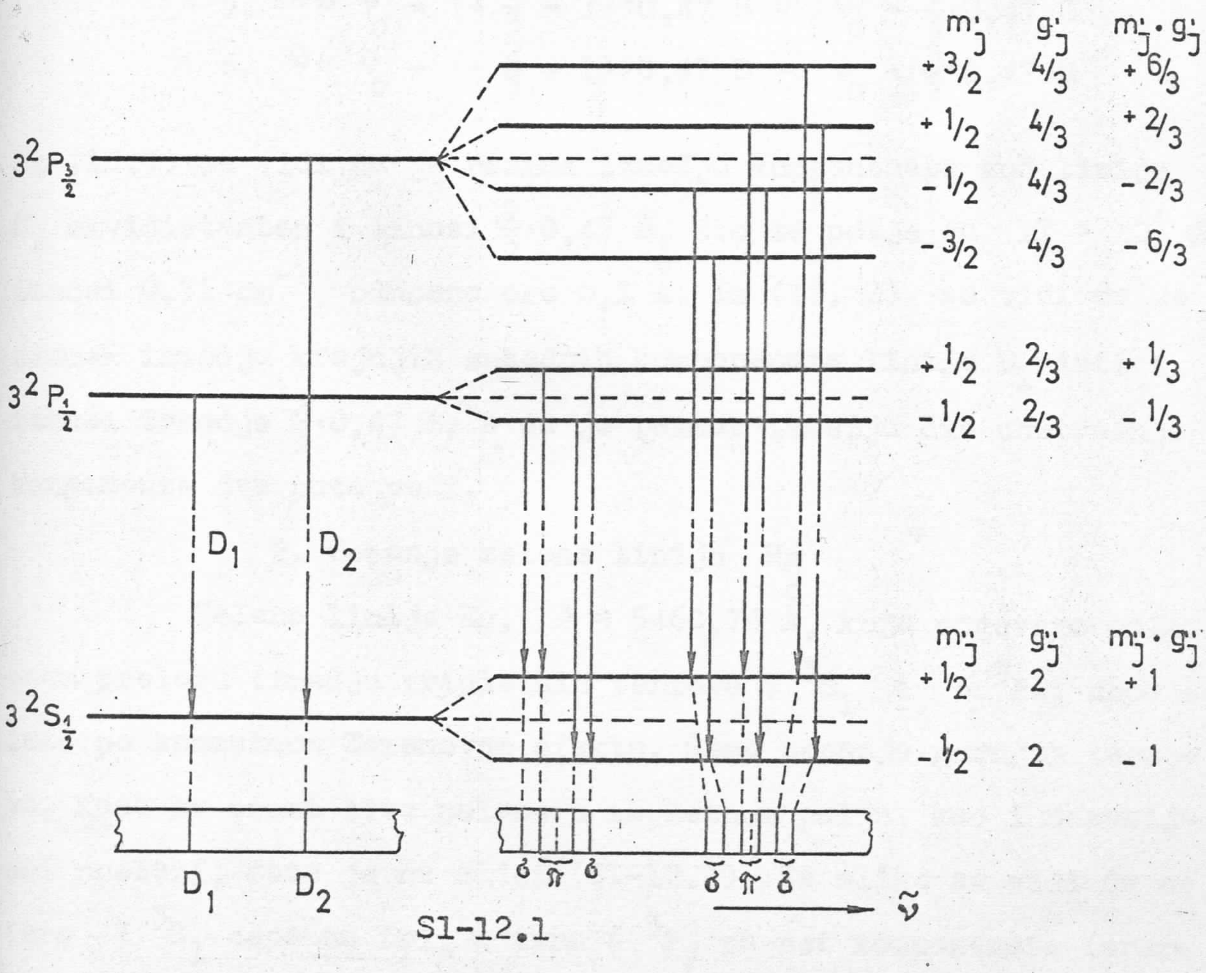
$$\Delta\nu = (m_J'g_J' - m_J''g_J'')\cdot 0{,}47\ B\ . \qquad (12.1)$$

Razliku izmeđju bili koje dve susedne komponente nije lako naći kao kod normalnog Zemanovog efekta, već se ona mora izračunati po navedenoj formuli. Na taj način se može izračunati i rastojanje izmedju bilo koje dve linije (komponente) u spektru. Daćemo sada dva primera spektralnih linija koje se cepaju po anomalnom Zemanovom efektu.

1. Cepanje linija žutog natrijumovog dubleta

Šema cepanja ovih linija prikazana je na (Sl-12.1).

Sa slike se vidi da se linija D_1, $\lambda = 5895{,}93$ Å, koja odgovara prelazu $3\,^2P_{1/2} - 3\,^2S_{1/2}$, cepa na četiri komponente, a linija D_2, $\lambda = 5889{,}96$ Å, koja odgovara prelazu $3\,^2P_{3/2} - 3\,^2S_{1/2}$, cepa se na šest komponenata. Takodje se vidi da na mestu linija D_1 i D_2, koje atomi natrijuma emituju u odsustvu polja, nema ni jedne linije i ta mesta su označena isprekidanim linijama. Kod rascepljene linije D_1, unutrašnje dve komponente su π-komponente, a krajnje dve σ-komponente. Kod rascepljene linije D_2 imamo dve π-komponente i četiri σ-komponente. Polarizacija π i σ -komponenata ista je kao i kod normalnog Zemanovog efekta. Smicanje komponentnih linija u odnosu na prvobitnu liniju, izraženo u jedinicama normalnog Lorencovog smicanja, kod linije D_1 iznosi $-\frac{4}{3}, -\frac{2}{3}, +\frac{2}{3}, +\frac{4}{3}$, a kod linije D_2 $-\frac{5}{3}, -\frac{3}{3}, -\frac{1}{3}, +\frac{1}{3}, +\frac{3}{3}, +\frac{5}{3}$.



Sl-12.1

Talasni brojevi odgovarajućih komponenata, prema relacijama (10.4) i (10.15) su:

a) za liniju D_1

$$
\begin{aligned}
&1.\ \tilde{\nu} = \tilde{\nu}_0 + (-\tfrac{1}{3} - 1)\cdot 0{,}47\ B = \tilde{\nu}_0 - \tfrac{4}{3}\cdot 0{,}47\ B \\
&2.\ \tilde{\nu} = \tilde{\nu}_0 + (+\tfrac{1}{3} - 1)\cdot 0{,}47\ B = \tilde{\nu}_0 - \tfrac{2}{3}\cdot 0{,}47\ B \\
&3.\ \tilde{\nu} = \tilde{\nu}_0 + (-\tfrac{1}{3} + 1)\cdot 0{,}47\ B = \tilde{\nu}_0 + \tfrac{2}{3}\cdot 0{,}47\ B \\
&4.\ \tilde{\nu} = \tilde{\nu}_0 + (+\tfrac{1}{3} + 1)\cdot 0{,}47\ B = \tilde{\nu}_0 + \tfrac{4}{3}\cdot 0{,}47\ B
\end{aligned}
\qquad (12.2)
$$

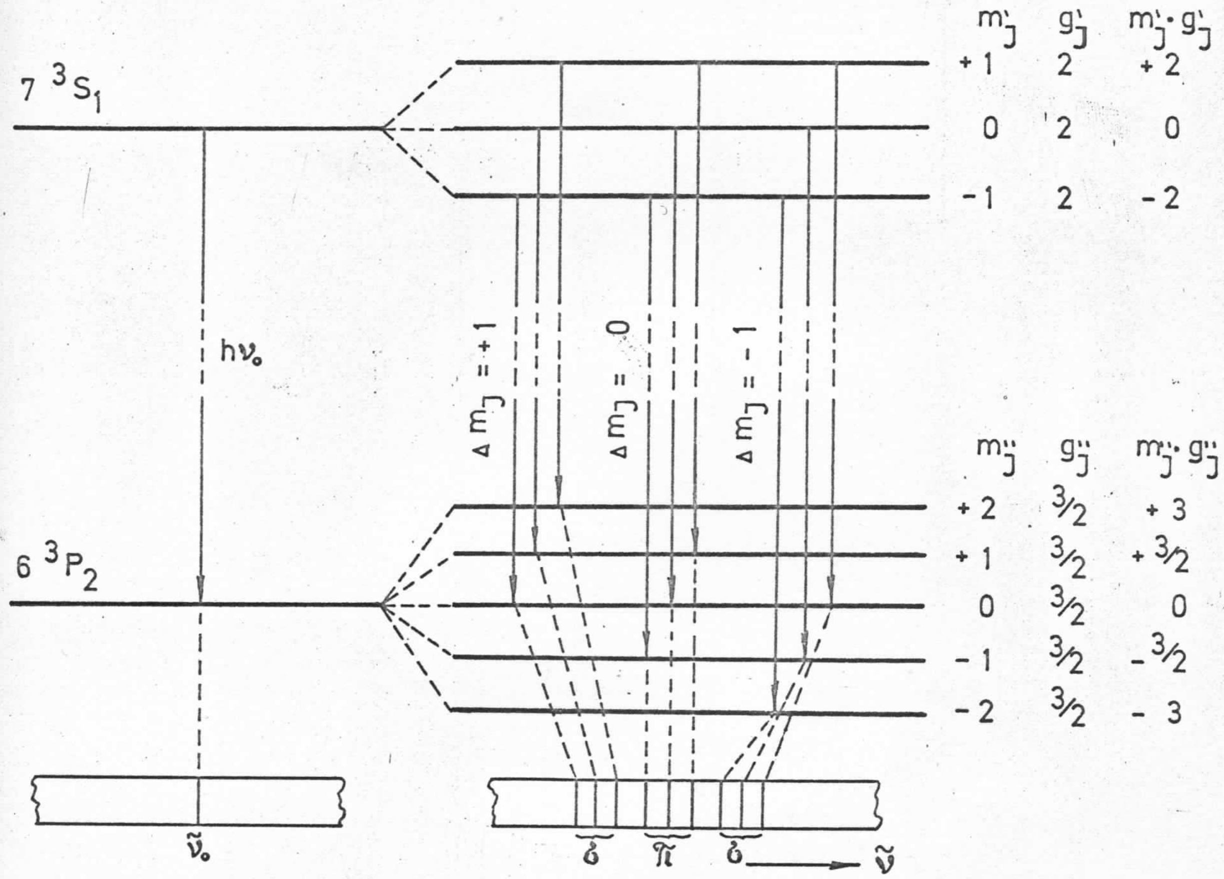
b) za liniju D_2

$$
\begin{aligned}
&1.\ \tilde{\nu} = \tilde{\nu}_0 + (-\tfrac{2}{3} - 1)\cdot 0{,}47\ B = \tilde{\nu}_0 - \tfrac{5}{3}\cdot 0{,}47\ B \\
&2.\ \tilde{\nu} = \tilde{\nu}_0 + (-\tfrac{6}{3} + 1)\cdot 0{,}47\ B = \tilde{\nu}_0 - \tfrac{3}{3}\cdot 0{,}47\ B \\
&3.\ \tilde{\nu} = \tilde{\nu}_0 + (+\tfrac{2}{3} - 1)\cdot 0{,}47\ B = \tilde{\nu}_0 - \tfrac{1}{3}\cdot 0{,}47\ B \\
&4.\ \tilde{\nu} = \tilde{\nu}_0 + (-\tfrac{2}{3} + 1)\cdot 0{,}47\ B = \tilde{\nu}_0 + \tfrac{1}{3}\cdot 0{,}47\ B \\
&5.\ \tilde{\nu} = \tilde{\nu}_0 + (+\tfrac{6}{3} - 1)\cdot 0{,}47\ B = \tilde{\nu}_0 + \tfrac{3}{3}\cdot 0{,}47\ B \\
&6.\ \tilde{\nu} = \tilde{\nu}_0 + (+\tfrac{2}{3} + 1)\cdot 0{,}47\ B = \tilde{\nu}_0 + \tfrac{5}{3}\cdot 0{,}47\ B
\end{aligned}
\qquad (12.3)
$$

Iz (12.3) se vidi da je razmak izmedju komponenata kod linije D_2 ekvidistantan i iznosi $\frac{2}{3}\cdot 0{,}47$ B, što za polje od $1T = 10^4$ G iznosi 0,31 cm^{-1}, odnosno oko 0,1 Å. Iz (12.2) se vidi da je razmak izmedju krajnjih susednih komponenata linije D_1 isti i iznosi takodje $\frac{2}{3}\cdot 0{,}47$ B, a da je razmak izmedju dve unutrašnje komponente dva puta veći.

2. Cepanje zelene linije Hg

Zelena linija Hg, $\lambda = 5460{,}74$ Å, koja odgovara emisionom prelazu između tripletnih termova $7\ ^3S_1$ i $6\ ^3P_2$, cepa se isto po anomalnom Zemanovom efektu. Šema cepanja gornjih termova, kada se atomi žive nalaze u magnetnom polju, kao i dozvoljeni prelazi, data je na slici (Sl-12.2). Sa slike se vidi da se term $7\ ^3S_1$ cepa na tri, a term $6\ ^3P_2$ na pet komponenata (energetskih nivoa) i da postoji devet dozvoljenih emisionih prelaza izmedju ovih nivoa. Energije ovih prelaza različite su medjusobno, što znači da se zelena linija Hg, kada se atomi žive nalaze u magnetnom polju, cepa na devet linija (komponenata).



Sl-12.2

Ove linije u spektru su medjusobno ekvidistantne sa razmakom izmedju susednih od $\frac{1}{2} \cdot 0,47$ B, a to za magnetnu indukciju od $1T = 10^4$ G iznosi $0,235\ cm^{-1}$, odnosno oko 0,08 Å. Javljaju se tri π-komponente i šest σ-komponenata, čije su osobine polarizacije i mogućnosti posmatranja iste kao i kod predhodnih primera. Pošto je cepanje ove linije posmatrano u eksperimentalnom delu ovog rada, talasne brojeve svih devet komponenata, kao i razmak izmedju njih, daćemo u tom delu.

EKSPERIMENTALNI DEO

13. UREDJAJI ZA POSMATRANJE ZEMANOVOG EFEKTA

Osnovu aparature za posmatranje Zemanovog efekta čine svetlosni izvor, uredjaj za dobijanje magnetnog polja i spektralni uredjaj velike moći razlaganja.

1. Kao svetlosni izvori koriste se najčešće cevi za električno pražnjenje u kojima se ispitivani element nalazi u atomskom stanju. Pritisak u cevima je mali (oko 5mm Hg) kako bi se izbeglo Štarkovo širenje spektralnih linija. Mi smo koristili živinu lampu tipa NK 4/4 firme HANAU. Električni podaci lampe su:

a) struja - naizmenična

b) napon - 1000 V

c) snaga - 4 W

d) napon na lampi - 200 V

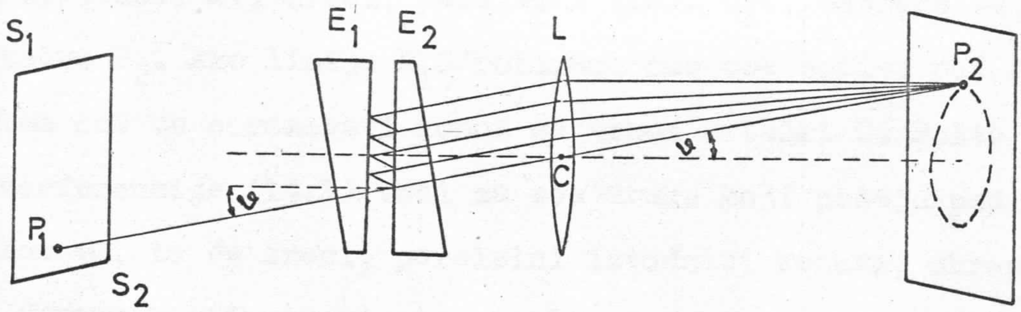
e) struja kroz lampu - 0,02 A .

2. Uredjaj za dobijanje magnetnog polja je najčešće elektromagnet ili permanentni magnet koji može obezbediti magnetno polje potrebne jačine. Mi smo koristili elektromagnet, a kao izvor jednosmerne struje kojim su napajani kalemovi elektromagneta, olovni akomulator napona 12 V i jačine struje 12 A, tako da je maksimalna magnetna indukcija iznosila 0,9 T .

3. Kao spektralni uredjaji koriste se najčešće uredjaji sa optičkom rešetkom (spektrograf, spektroskop, spektrofotometar) koji imaju veliku disperziju (0,1 Å/mm) i veliku moć razlaganja ili neki interferometar, kao što je Fabri-Pero-ov. Mi smo koristili Fabri-Pero-ov interferometar, engleske firme EALING, te ćemo s toga dati njegov detaljniji opis.

14. FABRI-PERO-OV INTERFEROMETAR

Ovaj najrasprostranjeniji tip interferometra razvili su Fabri i Perot 1897. god. Sastoji se od dve ravne planparalelne ploče (E_1 E_2) koje delimično reflektuju svetlost, postavljene kako je to prikazano na Sl-14.1. Ove ploče se još zovu Fabri-Pero-ov etalon. Interferentna slika koju daje ovaj interferometar sastoji se iz niza koncentričnih prstenova (Sl-14.2).



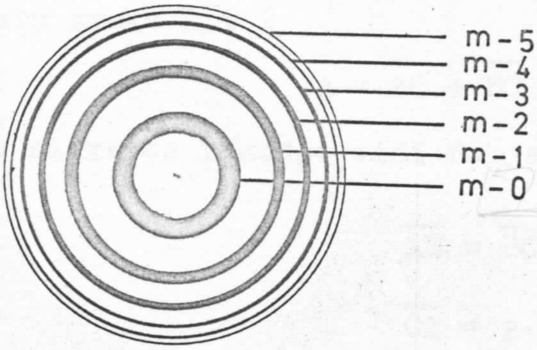
Sl.14.1

Jednostavniji oblik etalona se sastoji iz dve staklene ili kvarcne ploče razdvojene prstenastim umetkom koji održava paralelnost ploča na stalnom rastojanju d. Pošto je, medjutim, u toku rada potrebno imati različito rastojanje ploča, to se najčešće prave interferometri kod kojih je jedna ploča fiksirana, a druga se može pomerati u odnosu na prvu pomoću nekog nosača, tako da se ovo pomeranje može očitavati na mikrometarskom zavrtnju.

Pogledajmo sada kako se formira interferentna slika kod Fabri-Pero-ovog interferometra. Neka svetlost sa većeg svetlosnog izvora monohromatske svetlosti (S_1 S_2) pada na ploče etalona (E_1 E_2). Zrak, koji polazi iz tačke P_1 i pada pod uglom ϑ na površine ploča, postaje izlomljen usled refleksije i pretvara se u seriju paralelnih zraka propuštenih kroz etalon. Iza ploča etalona stoji sočivo L koje paralelne zrake dovodi zajedno u tačku P_2 na ekranu AB. Da bi došlo do maksimalnog pojačanja zraka u tački P_2 mora biti zadovoljen uslov interferencije

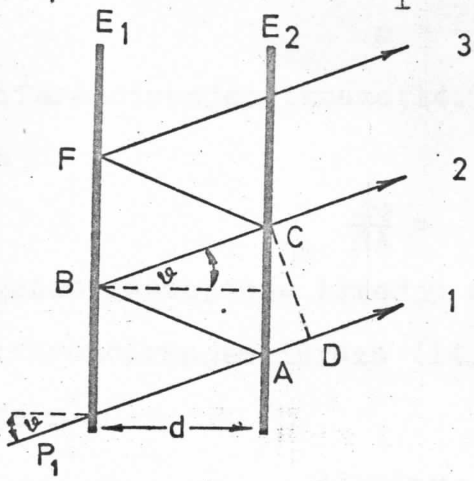
$$2\cdot d\cdot \cos\vartheta = m\cdot\lambda \qquad (14.1)$$

gde je d-rastojanje medju pločama, λ-talasna dužina svetlosnog zraka, a m-red interferencije (broj talasnih dužina koje čine putnu razliku dva susedna paralelna zraka pri njihovom izlasku iz etalona). Svi zraci, paralelni zraku P_1C, sabraće se, takodje u tačku P_2. Ako liniju P_1C rotiramo oko ose sočiva pod stalnim uglom ona će obrazovati konus sa vrhom u tački C. Pošto zakon interferencije (14.1) važi za sve zrake koji padaju pod istim uglom ϑ, to će zraci, paralelni izvodnici konusa, obrazovati na ekranu kontinuirani niz svetlih tačaka, a geometrijsko mesto tih tačaka je prsten na ekranu. Smanjivanjem ugla ϑ kosinus se povećava sve dok se prema (14.1) ne postigne uslov za sledeći maksimum kada nastaje drugi prsten, sa redom interferencije koji je za jedinicu veći od m. Tako se za maksimalne interferencije dobija serija koncentričnih svetlih prstenova na ekranu sa centrom u tački O, (Sl-14.2). Pošto se kosinusi ne menjaju linearno sa uglom ϑ to se ni poluprečnici prstenova neće menjati linearno i prstenovi se, idući od centra, sve više zgušnjavaju.



Sl-14.2

Da bi dokazali jednačinu (14.1), koja daje uslov za maksimum interferencije, poslužićemo se uvećanom slikom etalona Fabri-Pero-ovog interferometra (Sl-14.3). Neka zrak monohromatske svetlosti, talasne dužine λ, iz tačke P_1 pada pod uglom ϑ na površinu E_1. Pri prolasku kroz E_1 zrak pada u tačku A ploče E_2. Ovaj zrak delimično prolazi kroz ploču E_2 (zrak 1), a delimično se reflektuje tako, da reflektovani zrak pada u tačku B ploče E_1. U tački B opet dolazi do delimične



Sl-14.3

refleksije tako da nastaje zrak BC koji delimično prolazi kroz ploču E_2 (zrak 2). Ovaj se proces nastavlja tako, da iza ploče E_2 imamo sistem paralelnih zraka (1, 2, 3,...). Ako se svi ovi zraci pomoću sočiva sakupe u tačku P_2 na ekranu, dolazi do njihove interferencije. Da bi došlo do maksimalnog pojačavanja putna razlika izmedju dva susedna zraka mora biti jednaka celobrojnom umnošku talasnih dužina propuštene svetlosti. Ako uzmemo da je indeks prelamanja vazduha, koji se nalazi izmedju ploča etalona, jednak jedinici i ako zanemarimo putnu razliku koju unosi sočivo tada se sa slike 14.3 vidi da je razlika u optičkom putu zraka 1 i 2

$$\Delta = \overline{AB} + \overline{BC} - \overline{AD}\,. \tag{14.2}$$

Sa slike se takodje vidi da je

$$\overline{AB} = \overline{BC} = \frac{d}{\cos\vartheta} \tag{14.3}$$

$$\overline{CA} = 2\cdot d\cdot \mathrm{tg}\,\vartheta \tag{14.4}$$

$$\overline{AD} = \overline{CA}\,\sin\vartheta = 2\cdot d\cdot \mathrm{tg}\,\vartheta\cdot\sin\vartheta = 2d\cdot\frac{\sin^2\vartheta}{\cos\vartheta} \tag{14.5}$$

te zamenom izraza (14.3) i (14.5) u (14.2) se dobija

$$\Delta = \frac{2d}{\cos\vartheta} - \frac{2d\cdot\sin^2\vartheta}{\cos\vartheta} = \frac{2d}{\cos\vartheta}(1-\sin^2\vartheta) = \frac{2d}{\cos\vartheta}\cos^2\vartheta = 2d\cos\vartheta\,. \tag{14.6}$$

Ova putna razlika ista je i za sledeće susedne zrake tako da uslov za maksimalno pojačavanje zraka u tački P_2 je

$$2d\cdot\cos\vartheta = m\cdot\lambda . \tag{14.7}$$

Pošto kod Fabri-Pero-ovog interferometra zraci padaju približno normalno na ploče etalona to je ugao $\vartheta\approx 0$, a $\cos\vartheta\approx 1$ pa iz (14.7) možemo izračunati red maksimuma interferencije

$$m = \frac{2d}{\lambda} . \tag{14.8}$$

Diferenciranjem izraza(14.7) dobija se ugaona disperzija etalona

$$\frac{d\vartheta}{d\lambda} = -\frac{m}{2d\cdot\sin\vartheta} . \tag{14.9}$$

Ugaono rastojanje izmedju susednih prstenova se, takodje, nalazi diferenciranjem izraza (14.7) po uglu ϑ i po redu interferencije m

$$2d\cdot\sin\vartheta\,\Delta\vartheta = -\Delta m\cdot\lambda . \tag{14.10}$$

Ako uzmemo da je $\Delta m = -1$ (promena reda interferencije za jedinicu) tada je

$$\Delta\vartheta = \frac{\lambda}{2d\cdot\sin\vartheta} \tag{14.11}$$

Linearna veličina slobodnog spektralnog intervala, odredjena rastojanjem izmedju susednih prstenova i izražena u jedinicama talasnih dužina iznosi

$$\Delta\lambda = \Delta\vartheta\frac{d\lambda}{d\vartheta} . \tag{14.12}$$

Zamenom (14.9) i (14.11) u (14.12) dobija se (ne uzimajući u obzir znak)

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda}{m} . \tag{14.13}$$

Ako m iz (14.8) (za $\cos\vartheta\approx 1$) zamenimo u (14.13) dobija se za slobodni spektralni interval

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2d} . \tag{14.14}$$

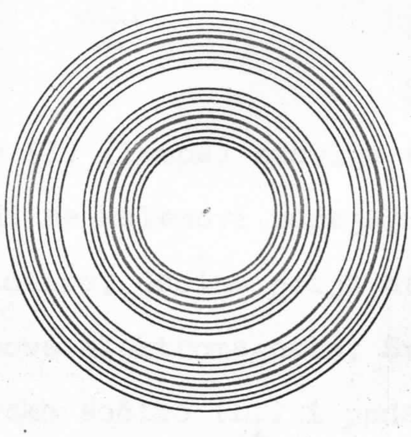
Pošto je talasni broj vezan sa talasnom dužinom relacijom $\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda}$ to se diferenciranjem dobija

$$\Delta\tilde{\nu} = -\frac{1}{\lambda^2}\Delta\lambda . \tag{14.15}$$

Izostavljajući znak (-) i zamenom $\Delta\lambda$ iz (14.14) dobija se veličina slobodnog spektralnog intervala izražena u jedinicama talasnog broja cm^{-1}

$$\Delta\tilde{\nu} = \frac{1}{2d} \, . \tag{14.16}$$

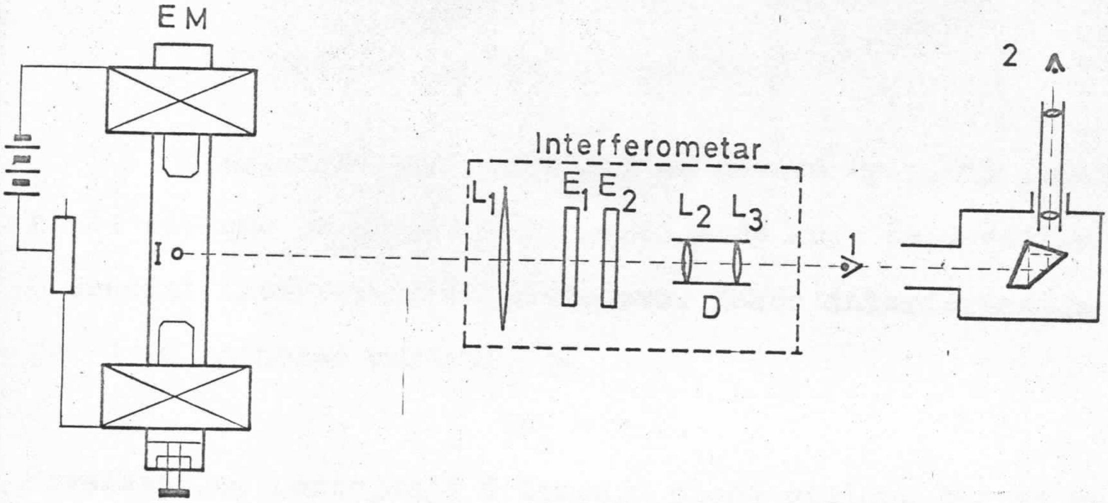
Širina slobodnog spektralnog intervala je veoma važna prilikom proučavanja Zemanovog efekta i hiperfine strukture spektralnih linija. Ukupna širina svih komponenata rascepljene linije nesme biti veća od širine slobodnog spektralnog intervala. U protivnom dolazi do prepoklapanja komponenata susednih redova interferencije. Zbog toga se mora predhodno izračunati širina slobodnog spektralnog intervala, a zatim se odredi jačina magnetnog polja koja se može upotrebiti u konkretnom slučaju. Na slici 14.4 data je šema cepanja interferentnih prstenova zelene linije Hg na devet Zemanovih komponenata.



Sl-14.4

Spektri svetlosnih izvora, koji se koriste, redovno sadrže više spektralnih linija tako da interferentni prstenovi svih linija imaju zajednički centar. Da bi se izdvojila željena linija koriste se pogodni filtri ili se iza ploča etalona stavlja prizma, (Sl.14.5), čime se centri prstenova za pojedine spektralne linije medjusobno smiču. Naravno, ovo je moguće ako se spektralne linije dovoljno razlikuju u talasnim dužinama. Na taj način je dobijen spektar žive, dat na Fot. 5a Str. 51 . Spektar je snimljen spektroskopom Ofičine-Galileo bez kolimatora. Korišćenjem kolimatora, tj. puštanjem svetlosti sa etalona na široku ulaznu pukotinu, dobija se slika kao na Fot. 1 i 3 Str.50.

Na kraju ćemo dati šematski prikaz uredjaja kojima se vrši posmatranje Zemanovog efekta (Sl.14.5). Svetlosni iz-



Sl-14.5

vor (I) (lampa) stavlja se izmedju polova elektromagneta (EM) čiji se kalemovi napajaju jednosmernom strujom iz olovnog akomulatora. Jačina polja se menja promenom jačine struje kroz kalemove elektromagneta. Svetlost od izvora prolazi kroz kondenzorsko sočivo (L_1) i pada na ploče etalona (E_1E_2). Interferentna slika se može posmatrati vizuelno pomoću durbina sa sočivima (L_2) i (L_3) gde sočivo (L_2) formira interferentne prstenove, a sočivo (L_3) služi kao lupa. Uklanjanjem durbina i postavljanjem spektroskopa (Ofičine-Galileo) bez kolimatora i sa kolimatorom vidi se slika kao što je na priloženim fotografijama na Str.50 i 51.

EKSPERIMENTALNI REZULTATI

I BAŽDARENJE MIKROMETARSKE SKALE

Mikrometarski zavrtanj se dovede na nulti podeok, a ploče etalona se doteraju na rastojanje koje daje svetlu tačku u sredini interferentnih prstenova. Zakon interferencije, kada je $\vartheta \approx 0$, odnosno $\cos\vartheta \approx 1$ je

$$2d_m = m \cdot \lambda . \tag{I-1}$$

Povećavanjem rastojanja d izmedju ploča etalona dok se ne pojavi nova svetla tačka u sredini dolazi se do sledećeg reda interferencije koji je za jedinicu veći od m, te je

$$2d_{m+1} = (m + 1)\lambda . \tag{I-2}$$

Oduzimanjem od izraza (I -2) izraz (I-1) dobija se

$$\Delta d = d_{m+1} - d_m = \frac{\lambda}{2} . \tag{I-3}$$

Dakle, promeni reda interferencije za jedinicu odgovara promena rastojanja izmedju ploča etalona od pola talasne dužine svetlosti koja se posmatra. Sada se pomeranjem mikrometarskog zavrtnja povećava rastojanje izmedju ploča etalona i broje novonastali redovi interferencije. Kao izvor svetlosti služi nam živina lampa, a filtrom je izdvojena zelena linija talasne dužine $\lambda = 5460,74\ \mathring{A}$. Pomeranjem mikrometarskog zavrtnja za 1mm uzdužne skale izbroje se 702 nova reda interferencije, što znači da se rastojanje izmedju ploča etalona povećalo za

$$\Delta d = 702 \cdot \frac{\lambda}{2} = 702 \cdot \frac{5460,74 \cdot 10^{-8}}{2} = 0,01916\ \text{cm} = 0,1916\ \text{mm} .$$

Kako jednom milimetru uzdužne skale mikrometarskog zavrtnja odgovara 100 podeoka kružne skale to sledi da jednom podeoku kružne skale odgovara 100 puta manja promena rastojanja ploča etalona.

II IZRAČUNAVANJE SLOBODNOG SPEKTRALNOG INTERVALA

Kada se mikrometarski zavrtanj dovede na nulti podeok izmereno rastojanje izmedju ploča etalona iznosi

$$d = (0{,}36 \pm 0{,}01)\ \mathrm{cm}. \qquad \text{(II-1)}$$

Slobodni spektralni interval prema relaciji (14.16) je

$$\Delta\tilde{\nu} = \frac{1}{2d} = 1{,}388\ \mathrm{cm}^{-1}. \qquad \text{(II-2)}$$

Izračunavanjem greške dobija se

$$\Delta(\Delta\tilde{\nu}) = \frac{1}{2d^2}\Delta d = \frac{1}{2\cdot 0{,}1296}\cdot 0{,}01 = 0{,}0385\ \mathrm{cm}^{-1} \qquad \text{(II-3)}$$

te je spektralni interval sa greškom

$$\Delta\tilde{\nu} = (1{,}388 \pm 0{,}0385)\ \mathrm{cm}^{-1}. \qquad \text{(II-4)}$$

Izražen u jedinicama talasnih dužina po formuli (14-14) slobodni spektralni interval, zajedno sa greškom je

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2d} \pm \frac{\lambda^2}{2d^2}\Delta d \qquad \text{(II-5)}$$

a) Za zelenu liniju Hg, $\lambda = 5460{,}74$ Å je

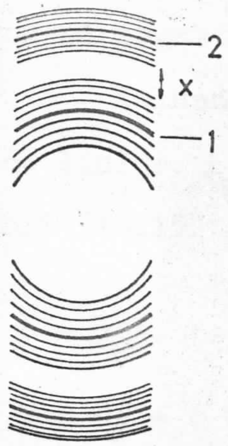
$$\Delta\lambda = \frac{(5460{,}74)^2}{2\cdot 0{,}36\cdot 10^8} \pm \frac{(5460{,}74)^2}{2\cdot(0{,}36\cdot 10^8)^2}\cdot 0{,}01\cdot 10^8 = (0414 \pm 0{,}0115)\ \text{Å}. \qquad \text{(II-6)}$$

b) Za srednju vrednost talasnih dužina linija žutog natrijumovog dubleta, $\lambda_s = 5893$ Å slično se dobija

$$\Delta\lambda = (0{,}482 \pm 0{,}0134)\ \text{Å}. \qquad \text{(II-7)}$$

III ODREDJIVANJE USLOVA EKSPERIMENTA

Već smo kazali da se zelena linija Hg, $\lambda = 5460{,}74$ Å, unošenjem atoma žive u magnetno polje, cepa na devet komponenata. Na (Sl-III-1) dato je šematski cepanje dva susedna interferentna prstena (1 i 2) posmatrano spektroskopom Oficine-Galileo sa kolimatorom. Vidimo da se unutar slobodnog spektralnog intervala nalazi osam komponenata (linija) i to po četiri od susednih interferentnih prstenova (1) i (2) koji postoje pre uključivanja polja. Rastojanje izmedju bilo koje dve susedne komponente iznosi $\frac{1}{2}\cdot 0,47$ B. Ako sa x označimo rastojanje izmedju krajnjih susednih komponenata, od kojih jedna potiče od interferentnog prstena (1), a druga od interferentnog prstena (2), to prema (Sl-III-1) možemo pisati



Sl-III-1

$$8\cdot \frac{1}{2}\cdot 0,47\ B + x = \Delta\tilde{\nu} \qquad (III-1)$$

odnosno

$$x = \Delta\tilde{\nu} - 8\cdot \frac{1}{2}\ 0,47\ B\ . \qquad (III-2)$$

Da nebi došlo do prepoklapanja komponenata susednih interferentnih prstenova i mogli uočiti susedni redovi interferencije mora biti

$$x > \frac{1}{2}\ 0,47\ B$$

te je

$$\Delta\tilde{\nu} - 8\cdot\frac{1}{2}\cdot 0,47\ B > \frac{1}{2}\cdot 0,47\ B \qquad (III-3)$$

odnosno

$$\Delta\tilde{\nu} > 9\cdot \frac{1}{2}\cdot 0,47\ B\ . \qquad (III-4)$$

Na osnovu (II-2) i (III-4) dobija se

$$B < 0,65\ [Tesla]\ . \qquad (III-5)$$

IV TRANSVERZALNI ZEMANOV EFEKT Hg LINIJA

Zemanov efekt zelene linije Hg, $\lambda = 5460,74$ Å

Šema cepanja ove linije data je na Sl.12.2 a snimak načinjen spektroskopom Oficine-Galileo na Fot. 1b Str. 50. Na fotografiji se medjutim, ne vidi svih devet, već samo sedam komponenata. To je zbog toga što su intenziteti krajnjih dveju komponenata rascepljene linije dosta slabi. Zbog toga smo mogli koristiti magnetno polje veće od dozvoljenog (Zadatak III) jer Fabri-Pero-ov interferometar nije mogao razdvojiti komponente kada se upotrebi polje odredjeno uslovom eksperimenta (III). Tako je posmatranje Zemanovog efekta za zelenu liniju Hg vršeno sa magnetnom indukcijom od 0,9 T.

Talasni brojevi svih devet komponenata rascepljene zelene linije $\lambda_o = 5460{,}74\ \mathring{A}$, $\tilde{\nu}_o = 183107{,}05\ cm^{-1}$, prema formuli (10.15) za magnetnu indukciju $B = 0{,}9$ T su:

1. $\tilde{\nu} = \tilde{\nu}_o + (-2 - 0)\cdot 0{,}47\ B = \tilde{\nu}_o - \frac{4}{2}\cdot 0{,}47\ B = \tilde{\nu}_o - 0{,}846\ cm^{-1}$
2. $\tilde{\nu} = \tilde{\nu}_o + (\ 0 - \frac{3}{2})\cdot 0{,}47\ B = \tilde{\nu}_o - \frac{3}{2}\cdot 0{,}47\ B = \tilde{\nu}_o - 0{,}6345$
3. $\tilde{\nu} = \tilde{\nu}_o + (+2 - 3)\cdot 0{,}47\ B = \tilde{\nu}_o - \frac{2}{2}\cdot 0{,}47\ B = \tilde{\nu}_o - 0{,}423$
4. $\tilde{\nu} = \tilde{\nu}_o + (-2 + \frac{3}{2})\cdot 0{,}47\ B = \tilde{\nu}_o - \frac{1}{2}\cdot 0{,}47\ B = \tilde{\nu}_o - 0{,}2115$
5. $\tilde{\nu} = \tilde{\nu}_o = \tilde{\nu}_o = \tilde{\nu}_o$
6. $\tilde{\nu} = \tilde{\nu}_o + (+2 - \frac{3}{2})\cdot 0{,}47\ B = \tilde{\nu}_o + \frac{1}{2}\cdot 0{,}47\ B = \tilde{\nu}_o + 0{,}2115$
7. $\tilde{\nu} = \tilde{\nu}_o + (-2 + 3)\cdot 0{,}47\ B = \tilde{\nu}_o + \frac{2}{2}\cdot 0{,}47\ B = \tilde{\nu}_o + 0{,}423$
8. $\tilde{\nu} = \tilde{\nu}_o + (\ 0 + \frac{3}{2})\cdot 0{,}47\ B = \tilde{\nu}_o + \frac{3}{2}\cdot 0{,}47\ B = \tilde{\nu}_o + 0{,}6345$
9. $\tilde{\nu} = \tilde{\nu}_o + (-2 - 0)\cdot 0{,}47\ B = \tilde{\nu}_o + \frac{4}{2}\cdot 0{,}47\ B = \tilde{\nu}_o + 0{,}846$

Razlika izmedju bilo koje dve susedne komponente iznosi

$$\Delta\tilde{\nu} = \frac{1}{2}\cdot 0{,}47\ B = 0{,}2115\ [cm^{-1}]. \qquad \text{(IV-1)}$$

Izračunajmo sada ovu razliku u jedinicama talasnih dužina. Pošto je $\lambda = \frac{1}{\tilde{\nu}}$, to je

$$\Delta\lambda = \frac{1}{\tilde{\nu}_o^2}\Delta\tilde{\nu} = \lambda_o^2\Delta\tilde{\nu}. \qquad \text{(IV-2)}$$

Zamenom (IV-1) u (IV-2) i stavljajući $\lambda_o = 5460{,}74\ \mathring{A}$ dobija se

$$\Delta\lambda = 0{,}063\,[\mathring{A}]$$

To su teorijske vrednosti rastojanja izmedju susednih komponenata. Eksperimentalne vrednosti izračunaćemo pomoću dobijenog snimka spektra rascepljene linije. Kako razmak izmedju susednih komponenata iznosi približno sedmi deo slobodnog spektralnog intervala, to je razlika u talasnim brojevima i talasnim dužinama izmedju dve susedne komponente, prema (II-4) i (II-6)

$$\Delta \tilde{\nu} = \frac{1,388}{7} = 0,1983 \ [cm^{-1}] \qquad (IV-4)$$

i

$$\Delta \lambda = \frac{0,414}{7} = 0,0591 \ [\mathring{A}] . \qquad (IV-5)$$

Zemanov efekt ljubičaste linije Hg $\lambda = 4046,56 \ [\mathring{A}]$

Ljubičasta linija Hg odgovara emisionom prelazu izmadju termova $7\,^3S_1 - 6\,^3P_o$. Šema cepanja ove linije data je na (Sl-IV-1), a odgovarajuće fotografije spektra, za različite magnetne indukcije, na Str. 50 . Vidi se da se ljubičasta linija cepa na tri komponente sa talasnim brojevima prema relaciji (10.15)

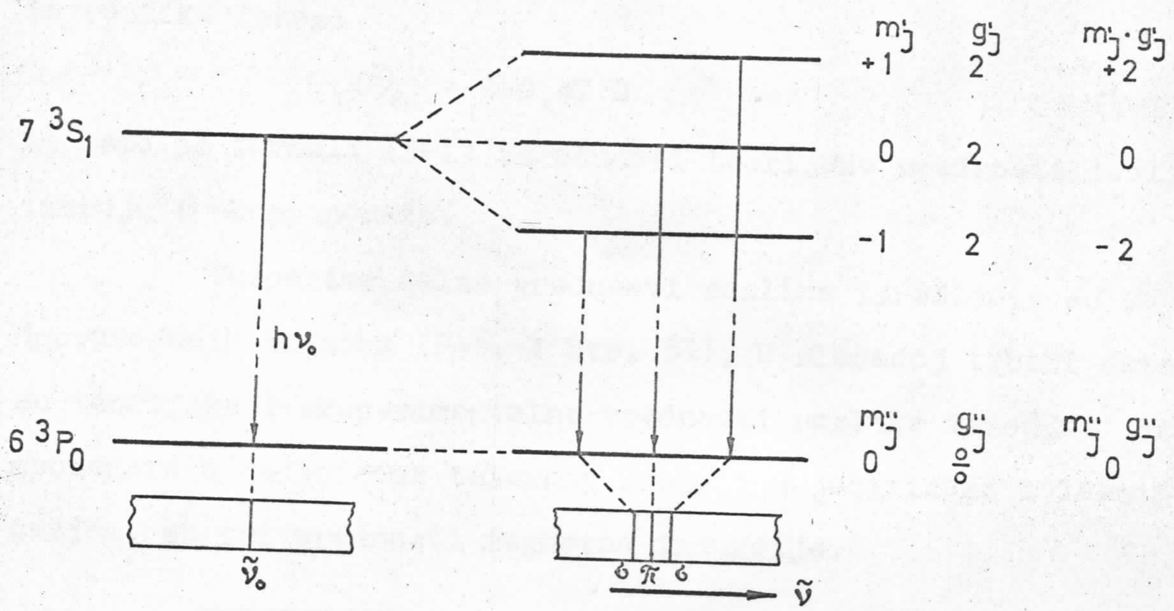
$$\begin{aligned} &1.\ \tilde{\nu} = \tilde{\nu}_o + (-2 - 0)\cdot 0,47\ B = \tilde{\nu}_o - 2\cdot 0,47\ B \\ &2.\ \tilde{\nu} = \tilde{\nu}_o \qquad\qquad\qquad\qquad = \tilde{\nu}_o \qquad\qquad (IV-6) \\ &3.\ \tilde{\nu} = \tilde{\nu}_o + (+2 - 0)\cdot 0,47\ B = \nu_o + 2\cdot 0,47\ B \end{aligned}$$

Razlika izmedju susednih komponenata iznosi $\Delta\tilde{\nu} = 2\cdot 0,47$ B .

Da bi se uočila zavisnost razmaka izmedju komponenata od jačine magnetne indukcije cepanje ljubičaste linije posmatrano je sa pet različitih vrednosti magnetne indukcije. Radi preglednosti daćemo u sledećoj tabeli teorijske i eksperimentalne vrednosti razlike izmedju susednih komponenata, izražene u $[cm^{-1}]$ i $[\mathring{A}]$ za svih pet vrednosti magnetne indukcije, izračunate kao u predhodnom primeru za zelenu liniju. Slobodni spektralni interval za ljubičastu liniju, prema relacijama (14.14) i (14.16) je

$$\Delta \tilde{\nu} = 1,388 \ [cm^{-1}]$$

$$\Delta \lambda = 0,2274 \ [\mathring{A}] .$$



Sl - IV - 1

	Teorijske vrednosti		Eksperimentalne vrednosti	
B [T]	$\Delta\tilde{\nu}$ [cm^{-1}]	$\Delta\lambda$ [Å]	$\Delta\tilde{\nu}$ [cm^{-1}]	$\Delta\lambda$ [Å]
0,52	0,489	0,080	0,463	0,076
0,59	0,555	0,091	0,521	0,085
0,65	0,611	0,100	0,600	0,099
0,76	0,714	0,117	0,704	0,115
0,79	0,743	0,122	0,736	0,121

V LONGITUDINALNI ZEMANOV EFEKT Hg LINIJA

Zbog velike razlike izmedju komponenata rascepljene linije longitudinalni Zemanov efekt je posmatran kod ljubičaste linije Hg. Odgovarajuće fotografije spektra priložene su na Str. 51. Na njima se vide samo dve krajnje komponente (σ - komponente), dok srednja (π - komponenta), koja se vidi pri transverzalnom posmatranju, ovde nedostaje. Da bi pokazali da su to zaista σ -komponente izračunaćemo razliku izmedju njih i uporediti je sa teorijski izračunatom vrednošću. Prema (IV-7) ta razlika iznosi

$$\Delta\tilde{\nu}_{\sigma,\sigma} = 4\cdot 0,47\ B \qquad (V\text{-}1)$$

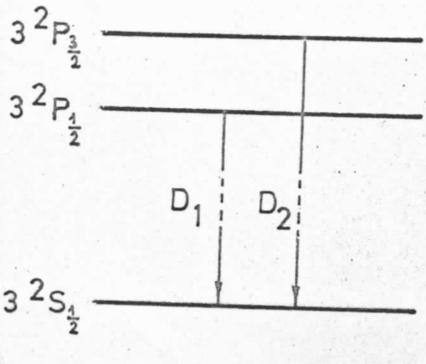
te ćemo po formuli (V-1) izračunati teorijske vrednosti razlike izmedju σ-komponenata.

Eksperimentalne vrednosti razlike izračunate su sa odgovarajućih snimaka (Fot. 4 Str. 51). U sledećoj tabeli date su teorijske i eksperimentalne vrednosti razlike izmedju -komponenata u jedinicama talasnog broja i u jedinicama talasnih dužina, za tri vrednosti magnetne indukcije.

	Teorijske vrednosti		Eksperimentalne vrednosti	
B [T]	$\Delta\tilde{\nu}$ [cm^{-1}]	$\Delta\lambda$ [Å]	$\Delta\tilde{\nu}$ [cm^{-1}]	$\Delta\lambda$ [Å]
0,49	0,921	0,151	0,901	0,148
0,61	1,147	0,188	1,102	0,180
0,69	1,297	0,212	1,264	0,209

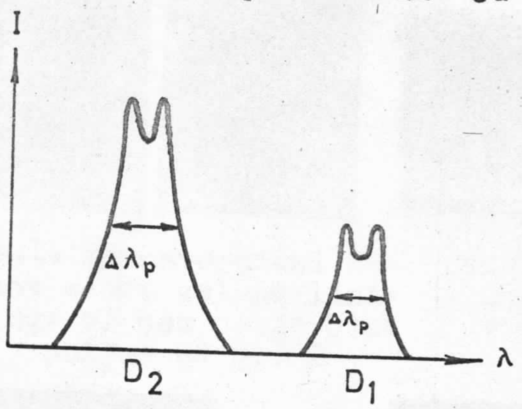
VI REAPSORPCIJA D-LINIJA KOD Na

Karakterističan žuti natrijumov dublet sastoji se iz dve linije, D_1 i D_2, koje odgovaraju emisionim prelazima izmedju termova predstavljenih šematski na (Sl-VI-1). Linije su posmatrane na Fabri-Pero-ovom interferometru, a kao svetlosni izvor služila je natrijumova lampa sa električnim pražnjenjem, firme OSRAM. Interferentni prstenovi se redjaju tako da se naizmenično smenjuju linije D_1 i D_2. Takodje se zapaža razlika u intenzitetima linija. Linija D_2 je oko dva puta intenzivnija od linije D_1.



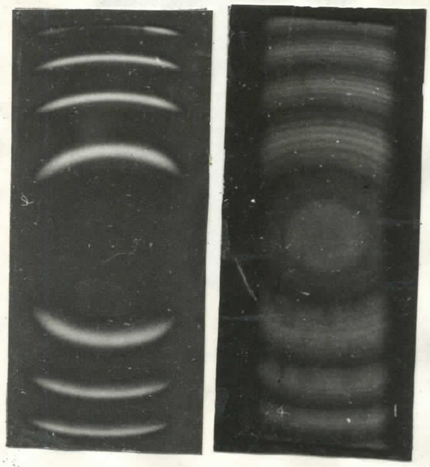
Sl-VI-1

Profil linija (zavisnost intenziteta linija od talasne dužine) izgleda kao na (S1-VI-2), a vidi se i na Fot. 2a Str. 50. Ovakav profil linija prouzrokovan je reapsorpcijom (samoapsorpcijom) atoma natrijuma u lampi. Naime, fotoni koje emituju pobudjeni atomi u centralnom delu cevi, na svom putu do izlaska iz cevi, bivaju apsorbovani od perifernih atoma koji se nalaze u osnovnom stanju te se vrši njihovo pobudjivanje. Zbog toga je intenzitet ovih linija u centralnom delu oslabljen te se u spektru javlja tzv. reapsorbovana spektralna linija.

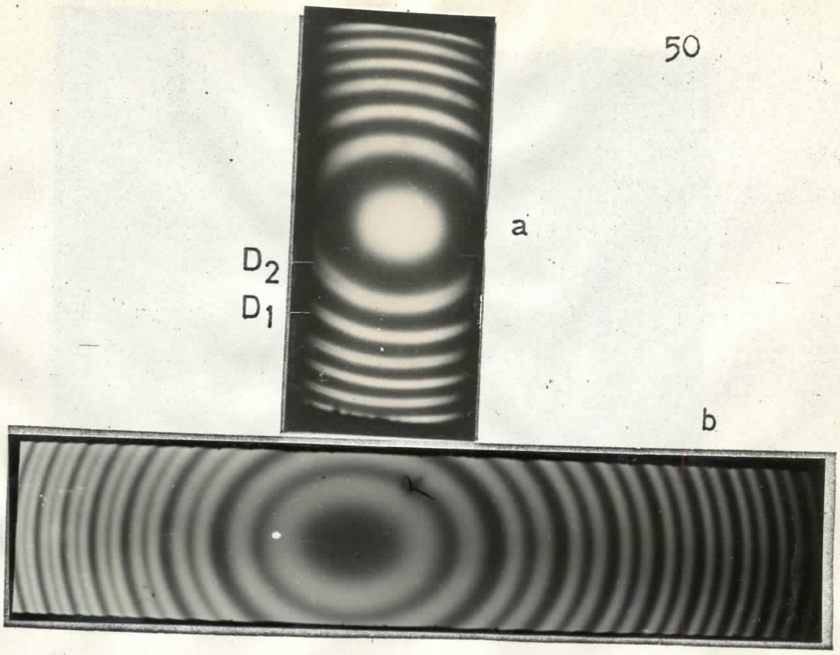


S1-VI-2

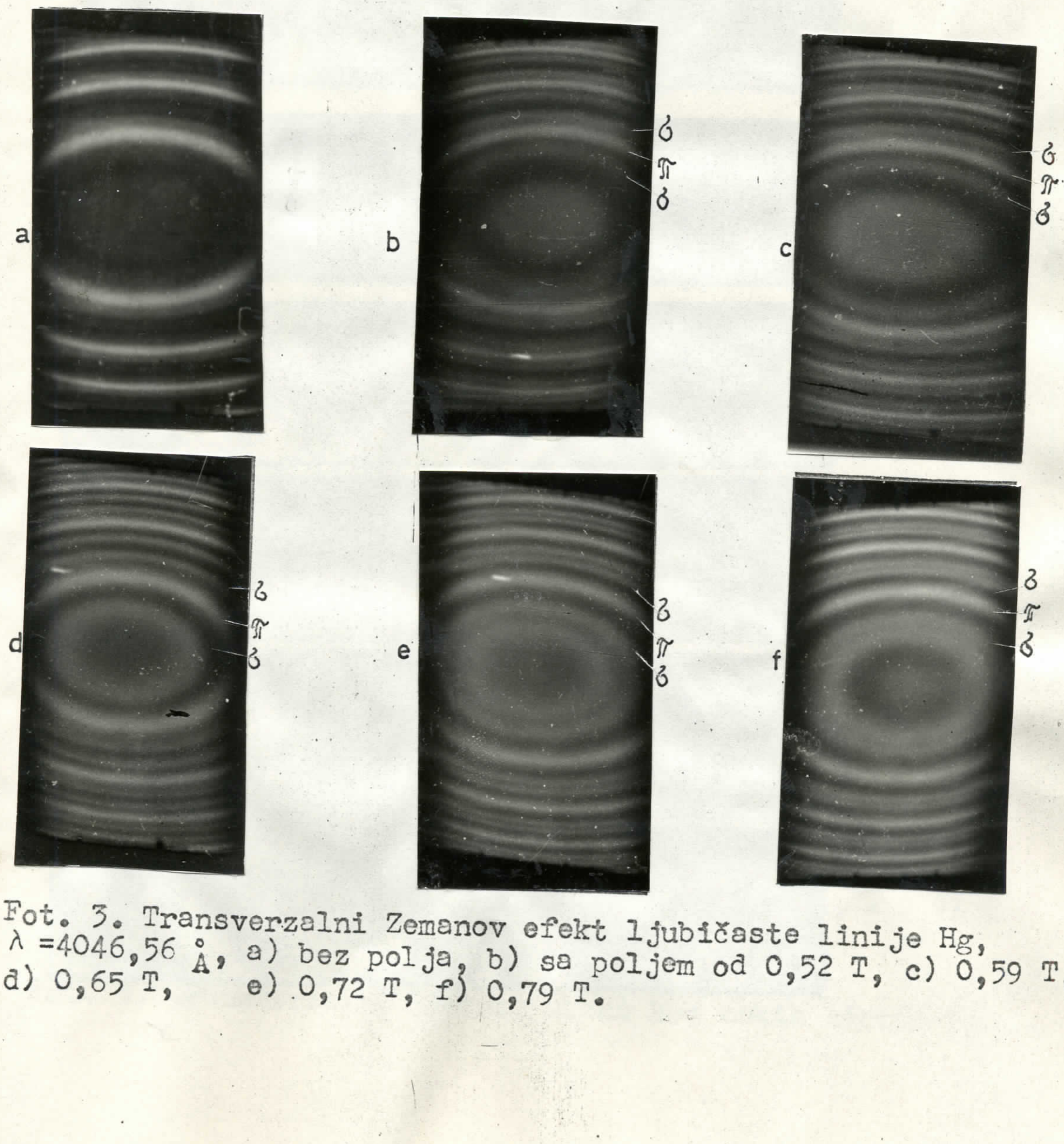
Nijedna spektralna linija nije po svojoj prirodi beskrajno uska, tj. strogo monohromatična (strogo odredjene talasne dužine), već ima svoju širinu. Osnovni uzroci širenja spektralne linije jesu prirodno, Doplerovo i Štarkovo širenje.



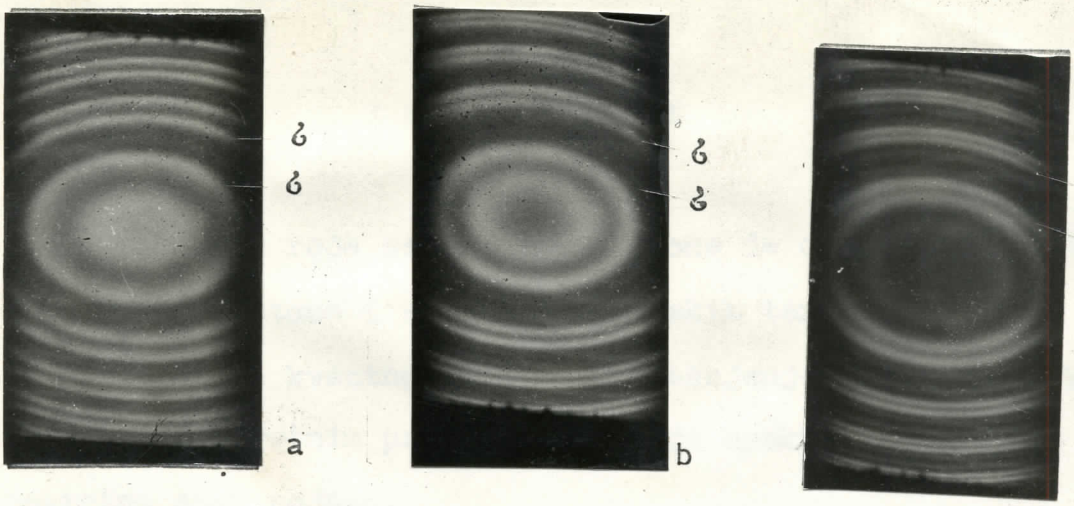
Fot.1. transverzalni Zemanov efekt zelene linije Hg: a) bez polja b)sa poljem od 0,9 T



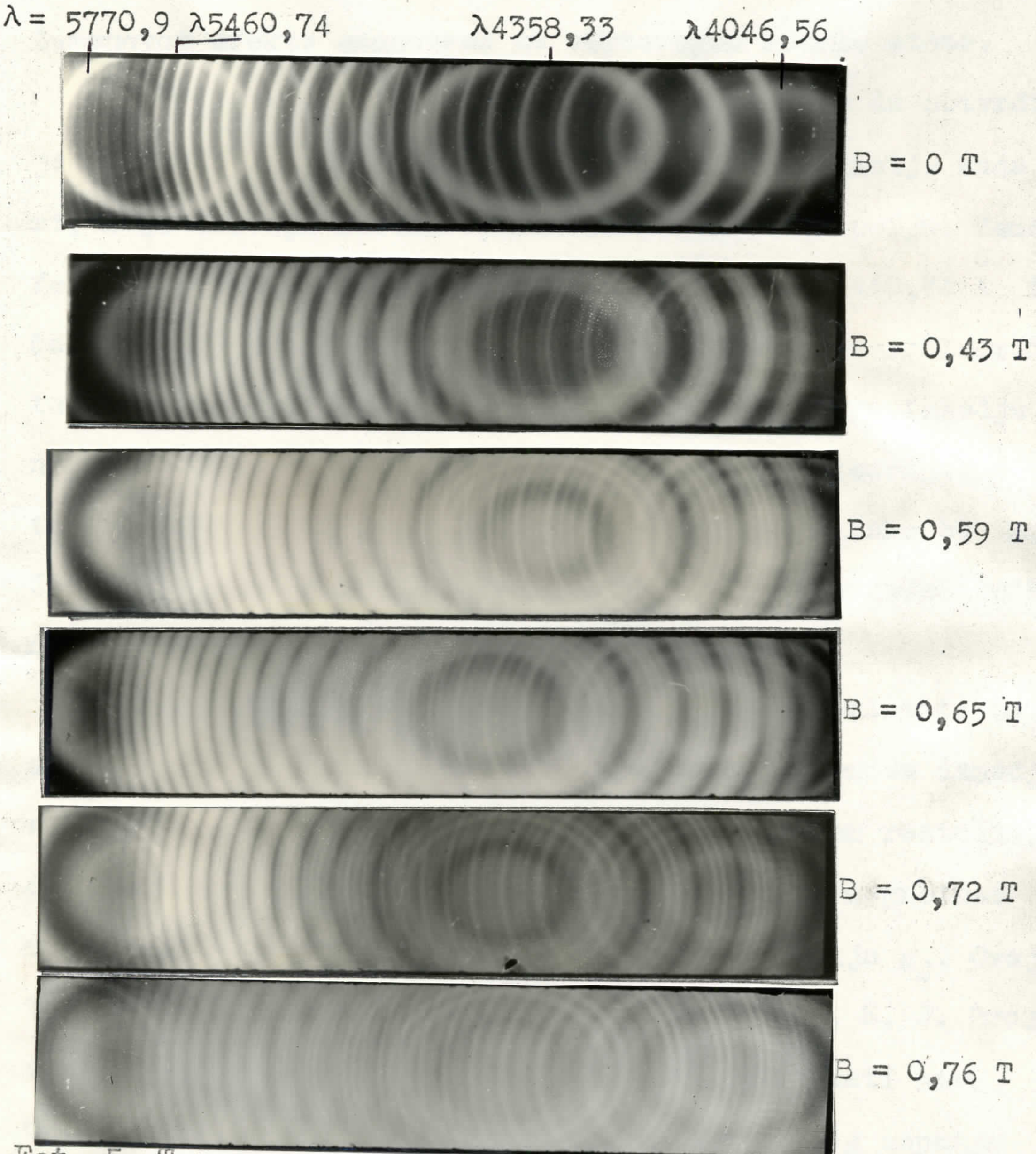
Fot. 2. Spektar žutog Na dubleta a) sa kolimatorom, b) bez kolimatora



Fot. 3. Transverzalni Zemanov efekt ljubičaste linije Hg, λ =4046,56 Å, a) bez polja, b) sa poljem od 0,52 T, c) 0,59 T, d) 0,65 T, e) 0,72 T, f) 0,79 T.



Fot. 4. Longitudinalni Zemanov efekt ljubičaste linije Hg, λ = 4046,56 Å, sa različitim vrednostima magnetne indukcije: a) 0,49 T, b) 0,61 T, c) 0,69 T.



Fot. 5. Transverzalni Zemanov efekt kod nekih linija Hg.

ZAKLJUČAK

Zadatak rada se sastojao u tome da objasni mehanički i magnetni moment atoma i strukturu atomskih termova koji su neophodni za potpuno kvantnomehaničko objašnjenje Zemanovog efekta, a zatim na konkretnim primerima cepanja spektralnih linija da demonstrira samu pojavu.

U teorijskom delu dato je klasično Lorencovo tumačenje normalnog Zemanovog efekta, a zatim kvantnomehaničko objašnjenje Zemanovog efekta zasnovano na vektorskom modelu atoma.

Zadatak eksperimentalnog dela bio je da potvrdi teorijska razmatranja, pojavu cepanja spektralnih linija kada se atomi, koji emituju svetlost, nalaze u magnetnom polju. Zemanov efekt je posmatran kod zelene linije Hg, $\lambda = 5460{,}74$ Å i ljubičaste linije Hg, $\lambda = 4046{,}56$ Å, i to pri transverzalnom i longitudinalnom posmatranju. Izračunata su rastojanja izmedju susednih komponenata rascepljene linije koja daje teorija, a zatim su ta rastojanja izmerena sa snimljenog spektra kako bi se uporedjivanjem videla saglasnost teorijskih i eksperimentalnih vrednosti.

Zemanov efekt se može praktično iskoristiti za analizu spektralnih linija, odnosno za upoznavanje termova izmedju kojih se, emisijom, dobija nepoznata linija. Merenjem rastojanja izmedju susednih komponenata rascepljene linije u magnetnom polju može se izračunati vrednost Landeovog množitelja g_J. Ovaj množitelj odredjuje sveukupnost kvantnih brojeva L, S, J. Broj podnivoa, na koje se u magnetnom polju cepa svaki dati nivo, zavisi od kvantnog broja J. Na taj način tip magnetnog cepanja linija jednoznačno odredjuje sveukupnost kvantnih brojeva L_1, S_1, J_1 i

L_2, S_2, J_2 početnog i krajnjeg terma. Drugim rečima, po tipu magnetnog cepanja linije, mogu se odrediti vrednosti kvantnih brojeva L_1, S_1, J_1 i L_2, S_2, J_2, što znači da se može objasniti priroda odgovarajućih termova.

L i t e r a t u r a

1. H.A. Staab, Einfürung in die theoretische organische Chemie, Weinhaim, 1959. str. 422-426.
2. I.E. Irodov, Sbornik zadač po atomnoj i jadernoj fizike, Moskva, 1966. str 63-68.
3. K.H. Hellwege, Einführung in die Phyzik der Atome, Berlin, 1970. str. 89-91.
4. I.V. Saveljev, Kurs obščej fiziki, III, Moskva, 1968. str. 269-288.
5. G. Hercberg, Atomic Spectra and Atomic Structure, SAD, 1944 str. 96-119. 156-159, 182-196.
6. O. Oldenberg, Introduction to Atomic Physics, New York, 1954. str. 135
7. H. Semat, Introduction to Atomic and Nuclear Physic, NeW York, 1955. str. 102-107, 259-267.
8. S.E. Friš, Optičeski spektri atomov, Moskva, 1963. str 331-353
9. V.N. Komdratjev, Struktura atoma i molekula, Beograd, 1966. str. 169-197.
10. Dr. Ivan Janić, Eksperimentalne vežbe iz atomske fizike II deo, str. 2-18, 28-42.
11. Maljenkaja enciklopedija, Moskva, 1969, str. 231-234.
12. A. Somerfeld, Atombau und Spektrallinien, Braunsvhweig, 1921, str. 352-353, 416-435, 537-542.
13. A. Somerfeld, Strojenije atoma i spektri, Moskva, 1956, str. 91-100, 362-371, I str. 283-299, 414-442.
14. R.W. Pohl, Optika i atomnaja fizika, Moskva, 1966. str.410-415
15. American Yournal of Physics, 6, 1962. 453-461.
16. F.A. Jenkinks and H.A. White, Fundamentals of Optics, New York 1950. str. 264-276 (Fabri-Perot Interferometer), str. 589-597, (Zemanov efekt).

17. I.M. Nagibina i V.K. Prokofjev, Spektraljnije pribori i tehnika spektroskopii, Moskva, str. 8-9, 131-147 (Fabri-Pero int.).

18. M. Born, Atomnaja fizika, Moskva, 1967, str. 183-192.

19. D.M. Ivanović i V.M. Vučić, Atomska i nuklearna fizika, Beograd, 1966 str. 192-196.

20. G. Harison and R.C. Lord, Praktična spektroskopija, str. 203-204 (Zemanov efekt), str. 458-460 (Fabri-Pero-ov interferometar)