

D-130

PRIRODNO-MATEMATICKI FAKULTET

NOVI SAD

Institut za fiziku



DIPLOMSKI RAD

Teza: Hiperfina struktura spektroloških linija atonskih  
spektara

BRG 16 N 1 an

Novi Sad

1977.

Zahvaljujem drugu, prof. dr Ivanu Janiću, vanrednom profesoru Prirodno-matematičkog fakulteta, na posoci pri izboru teze i izradi diplomskog rada. Zahvaljujem, takođe, i drugu Milanu Vujoševiću na posoci pri izradi ovog rada.

Uvod .....	1
------------	---

## TEORIJSKI DEO

1. ELEKTRON. VIŠELEKTRONSKI SISTEM. ....	2
1.1. Orbitalni moment impulsa elektrona. ....	2
1.2. Orbitalni magnetni moment jednog elektrona. ....	3
1.3. Spin elektrona. ....	4
1.4. Višelektronski sistemi. Tipovi sprega. ....	5
1.5. Slaganje momenata impulsa. Tipovi veze. ....	6
1.6. Magnetni moment atoma. ....	9
1.7. Fina struktura emisionih spektara atoma. Spin-orbitalna interakcija. ....	10
2. JEZGO ATOMA. ....	14
2.1. Moment impulsa jasgra. Spin. ....	14
2.2. Spin i magnetni moment jasgra. ....	15
2.3. Magnetni dipolni moment jasgra. ....	17
2.4. Kvadrupolni električni moment jasgra. ....	19
3. HIPERFINA STRUKTURA SPEKTRALNIH LINIJA. ....	23
3.1. Isotopski efekt. ....	23
a) Isotopski efekt za atom vodonika. ....	24
b) Isotopski efekt za komplikovanije atome. ....	25
3.2. Magnetna hiperfina struktura. ....	27
a) Sprega momenata impulsa elektrona i jasgra. ....	27
b) Energija interakcije $J$ i $I$ . ....	28
3.3. Izračunavanje konstante cijanja hiperfine strukture $A'$ . ....	30
a) Interakcija magnetnog momenta jasgra i orbitalnog momenta elektrona. ....	30
b) Interakcija nuklearnog magnetnog momenta i spina elektrona. ....	31
c) Polarisacija unutrašnjih ljudki. ....	32
d) Relativistički efekti. ....	32
e) Zapreminski efekti. ....	32
3.4. Korakcije koje utiču na elektrostaticku energiju interakcije izmedju jasgra i elektrona. ....	32
3.5. Korakcija energije u sled postojanja kvadrupolnog momenta. ....	33

<b>3.6.</b> Hiperfina struktura spektralnih linija. ....	34
<b>3.7.</b> Principi hiperfine strukture spektralnih linija. ....	35
a) Hiperfina struktura linijske Balmerove serije atoma vodonika. ....	36
b) Hiperfina struktura linije Bi I = 4132 Å. ....	36
c) Hiperfina struktura linije Bi II = 5270 Å. ....	37
d) Hiperfina struktura linije Pr II = 4382 Å. ....	37
e) Hiperfina struktura linije Rg = 2536 Å. ....	38
<b>3.8.</b> Određivanje spine jezgra preko hiperfine strukture spektralnih linijskih serija. ....	39

#### EKSPERIMENTALNI DEO

##### **4. HIPERFINE STRUKTURA SPEKTRALNIH LINIJA ŽIVIĆ.**

<b>4.1.</b> Atom žive (Rg). ....	41
<b>4.2.</b> Spektralni uređaj i uslovi snimanja. ....	43
<b>4.3.</b> Identifikacija komponenti hiperfine strukture spektralnih linijskih serija. ....	44
<b>4.4.</b> Izračunavanje faktora cjenja $A'$ . ....	51
<b>4.5.</b> Identifikacija komponenti hiperfine strukture posedujućih nadjenih faktora cjenja $A'$ . ....	52
<b>Z a k l j u č a k</b> ....	58
<b>L i t e r a t u r a</b> ....	59
<b>Prilosi</b>	

## U V O D

Izlučivanje spektara atoma ima veoma veliku, kako teorijsku tako i praktičnu ulogu. Atomi svih elemenata imaju karakterističan diskretni spektar. Preuđavanjem tih, diskretnih spektara atoma utvrđeno je postojanje multipletne strukture spektara, koja se još naziva i fines strukturom. Korišćenjem spektralnih uređaja sa velikom moći raslaganja, pri izlučivanju spektara, napeljeno je da se pojedine komponente multipletne strukture sastoje iz više vrlo bliskih spektralnih liniija. Ta pojava zove se hiperfina struktura spektralnih linija emisionih spektara atoma.

Cilj ovog rada je snimanje hiperfine strukture spektralnih liniija, njihova identifikacija i identifikacija elektronskih prelaza kojim odgovaraju komponente hiperfine strukture. Hiperfina struktura je snimana za spektralne linije atoma Šive (Hg).

Rad je podijeljen na dva dela: teorijski i eksperimentalni. U teorijskom delu date su neke karakteristike elektrona, više elektronskog sistema i jesgra atoma. Zatim je dat teorijsko objašnjenje pojeve hiperfine strukture i neki principi.

U eksperimentalnom delu vršeno je snimanje hiperfine strukture spektralnih linija emisionog spektra Šive. Zatim je isvršena identifikacija dobijenih snimanjenih komponenti hiperfine strukture i identifikacija elektronskih prelaza kojim odgovaraju dobijene komponente magnetne hiperfine strukture.

**SEORIJSKI DSC**

## 1. VZDĚLÁVACÍ VÝROČNÍ KONTROLA

Da bi se shvatilo kako nastaje hiperfina struktura spektra linija emisionih spektara atoma, u ovom delu rada, ukratko su date neke karakteristike elektrona. U tom cilju pošlo se od jednoel ektronskog sistema, tj. sistema koji se sastoji od jednog elektrona ( $-e$ ), koji rotira oko jezgra ( $+Ze$ ); a to je tzv. Borov model atoma (sl.1). Nakon toga date su neke karakteristike višeektronskog sistema, kad koga je i početrana hiperfina struktura spektralnih liniјa.

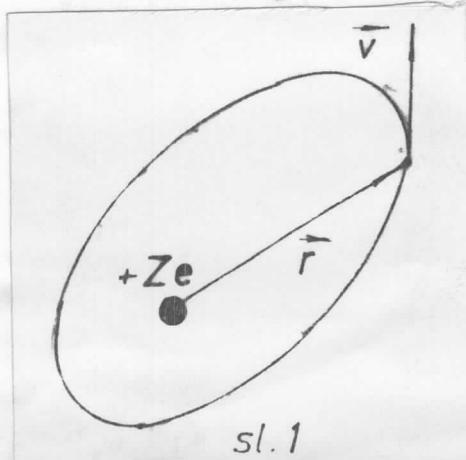
### 1.1. Größeint. genutzt. Ionenlos elektronen.

Kako, po Borovoj teoriji, elektron rotira oko jeogra na ras-  
tejanju  $r$  brzinom  $v$  (sl.1), on, prema klasičnoj mehanici, ima nese-  
nt impulsa:

$L = \mathbb{R} \times \mathbb{R}^n$  (1,1)

U slučaju kružne putanje sončnih impulsa je:

Vidimo da moment impulsu može da se menja kontinualno i da nikad nije jednak nuli (jer je uvek  $v \neq 0$  i  $\omega \neq 0$ ). Doreva teorija ne daje kvalitativan razgovor o tome da li se može dobiti takav rezultat.



63.22

$\omega_1 = 0, 21, 22, \dots$

Pored kvantnog broja  $l$  ovde se javlja i orbitalni magnetni kvantni broj  $m_l$ . Kako  $l$  precesira oko pravca polja  $\mathbf{z}$ , vidimo da pri precesiji može sa  $2l+1$  diskretnih vrednosti ugla  $\alpha_m$  preći

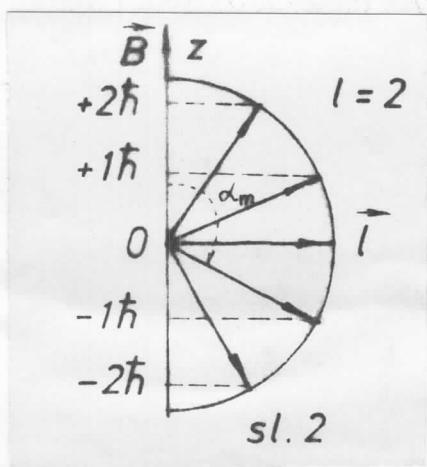


da zauzima 21 + 1 diskretnih vrednosti projekcije u pravcu polja. Ove orijentacije imaju iste energije sve dok je spoljašnje polje nula (degeneracija po pravcu). Pri konačnoj vrednosti spoljašnjeg polja te energije su različite.

### 1.2. $\sigma$ (g) Atomi magnetní moment jednoho elektrona.

Klasična elektrodinamika pokazuje da ako nadelektrisanje q rotira po zatvorenoj putanji nekom frekvencijom  $\nu$ , tj. periodom  $T = 1/\nu$ , stvara električnu struju jedino:

koja stvara magnetski moment  $\vec{m}_2$ , čiji je modul:



gde je  $\mu_0 = 1,26 \cdot 10^{-6}$  Vs/Am - permeabilnost vakuuma,  $S$  - površina obuhvaćena putanjem neelektrične sile. Ponašajmo sada jedan elektron koji se kreće po eliptičnoj putanji u Kulonovom polju jedra. Moment impulsa takvog elektrona je:

$$\text{gde } j\omega = \frac{1}{2} s^2 + \frac{V}{R} \quad \dots\dots\dots(1.10)$$

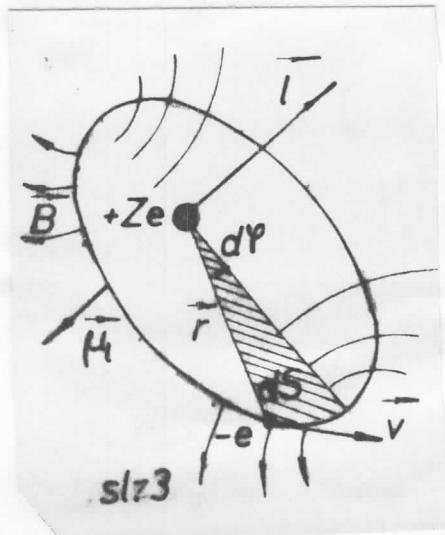
gde je  $\pi$  = površina ellipse. Na osnovu (1.8), (1.9) i (1.11) sledi da je:

$$B_1 = B_0 e^{\frac{q}{k}} = B_0 e^{\frac{q}{T}} = B_0 e^{\frac{q}{\frac{T}{2} + \frac{1}{2}}} = B_0 e^{\frac{[1]}{\frac{T}{2} + \frac{1}{2}}} = B_0 e^{\frac{[1]}{\frac{2T+1}{2}}} \quad \dots\dots\dots(1.12)$$

Kako je na elektron  $q=-e$  onda je (1.12) u većem obliku:  $v = \frac{qE}{m}t$

$$\vec{u}_1 = -\frac{u_0}{m} \vec{1} = -\frac{u_0}{m} \vec{1} \quad \dots \dots \dots (1.13)$$

$$\text{gde jest } u_3 = u_0 \cdot \frac{1}{m_0} = 1,16 \cdot 10^{-29} \text{ Vcm} \quad \dots (1.14)$$



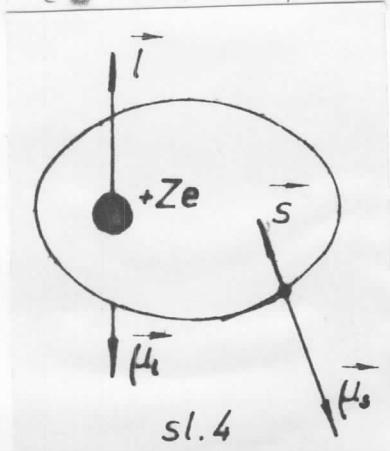
ne u (1.4) dobijeno da je:

Sa projekciju magnetskog momenta na privilegovani-s pravac dobijeno, analogno (1.4) i (1.5), da je:

Snaži, sa momentom impulsa kvantovan je i magnetni moment, tj. kvan-  
tini brojevi određuju i magnetske osobine atoma (npr. da uči imeno-  
da je  $l=0$  pa je i  $\mu_l=0$  i takav atom ne ispoljava paramagnetska svoja-  
tva).

L. J. BROWN 02012000

Zaključek naveden na kraju odeljka 1.2. je u suprotnosti sa eksperimentalnim podacima, jer je pokazano da su atomi vodonikovog tipa, kao i atoni alkalnih elemenata paramagnetični i to sa magnetskim momentom jednakim jednom Berovom magnetomu ( $\mu_B$ ). Unlenbek i Gudžit su pokusali (1929. god.) da se elektronu pored mase i naselektrisanja mora prispisati i sopstveni moment količine kretenja, tj. sopstveni moment impulsa  $\vec{s}$  (spin), a takođe i sopstveni magnetski moment  $\vec{\mu}_s$  (sl. 4). Analogni relacijski (1.4) i (1.5), koje, formalno, važe za sve momente impulsa u kvantnoj mehanici, sopstvene vrednosti su  $s$  date su israšom:



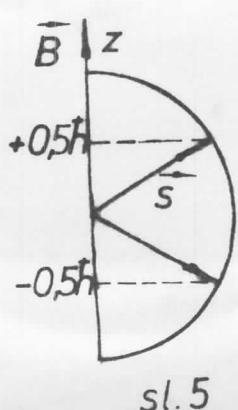
sl. 4

a sružne projekcije na pravac polja - si

.....(1.18)

Spinski kvantni broj s neom celebrojne vrednosti, već je utvrđeno na bazi eksperimentata da ima samo jednu vrednost:

Odgovore sledi da spinski magnetni kvantni broj  $m_s$  ima samo dve vrednosti:



sl.5

Na osnovu toga neline definisati orijentaciju spinsa kao "paralelnu" ( $+0,5 \pi$ ) i "antiparalelnu" ( $-0,5 \pi$ ), koje nisu strogo paralelne (antiparalelne) nego zaklepaju izvesan ugao sa pravcem polja -  $\mathbf{z}$  i precesiraju oko tog pravca (sl.9). Ukoliko bi se sa  $n_p = 1/2$  israđunala

komponenta spinskog magnetnog momenta u pravcu spoljašnjeg polja trebalo bi da iznosi  $\frac{1}{2} \mu_B$ . Redjutin, svih eksperimenti u kojima se javlja spinski magnetni moment pokazuju da je on jednak  $1 \mu_B$ , pa je ta da:

Pojava faktora 2 (tečnije 2,0022900) označava se kao magnetna anomija liga spina, zbog čega se model rotacije elektrona kao objašnjenje spina neva odbaciti.

#### 1.4. Videoelektronické články, filmové snímky,

Poznatomo atom sa više elektrona. Svaki od tih elektrona ima svoj orbitalni moment impulsa i svoj spin. Energija takvog više elektronskog sistema (atoma) sastoji se od Kulonove energije elektrona u polju jenogra i Kulonove energije odbijanja elektrona, što je nai elektrostatičku energiju; kinetičke energije elektrona i magnetske energije, koja se temelji na interakciji orbitalnih i spinskih magnetskih momentata elektrona. Diskutujući Šredingerovu jednačinu za više elektronski sistem možemo raslikovati tri slučaja:

a) Kulanovo odbijanje je jako u odnosu na spin-orbitalnu interakciju, koja se pri rešavanju jednečine u prvoj aproksimaciji sene paruje. Tada spinove i orbitalne momente razmatrano kao posebne sile

teze, koji ne interaguju međusobno.

*Glycaspis brimleyi* monost. tada Jot

a virtual orbital moment due

Ukupni spinski i orbitalni momenti ispunjava se sprođu u totalni moment impulsa sistema:

$$\vec{d} = \vec{a} + \vec{b} \quad \text{.....(3.26)}$$

Zakon održanja impulsa vali još samo sa 3, dok pri slaboj spreći vali posebno i za S i za L. Ovo je LS - sprega ili Bas el-Saundereova sprega i realizovana je

kod ležjih atoma (levi gornji ugao periodnog sistema) (sl. 6 a).

b) Ako je spin-orbitalna interakcija jaka u odnosu na Kuleenovo

odbijanje, tada je, u prvoj aproksimaciji, izbegnuta sproga spinova i orbitalnih momenta različitih elektrona, tj. svaki elektron je sisao na sebe. Zakon održanja impulsa vali strogo jed samo za ukupni moment impulsa elektrona  $\vec{j}$ , zbog jake sproge impulja  $\vec{I}$  i  $\vec{S}$ .

1, 2, 3, ..., n

Totaleit nevante lumenca sisteme dat jo

三

za koji važi zakon održanja impulsa i to strogo samo za njega, ako se u drugoj aprikosnici uvede Eulerovo odbijanje. Ovo je j-ji spregu i realizovana je kod telih atoma (deoni donji ugao periodnog sistema) (sl.6 b).

c) Ako su Kulenovo odbijanje i spin-orbitalna interakcija približnog intenziteta atom se ne copa u dvojno vezavimo

sisteme sa približno nesavisanim momentima impulsa. Zakon održanja impulsa vali strogo još samo sa J. Ovo je tsv. "srednja spreka" i realizovana je u srednjem delu periodnog sistema.

### 1.5. *Sclerole monanata* Jourdan. Nuova venza.

Poznato je da dva elektrona u atomu imaju međusobno suprotni orbitalni momenti  $\vec{l}_1$  i  $\vec{l}_2$ , respektivno (sl.7). Orbitalni momenti  $\vec{l}_1$  i  $\vec{l}_2$  su zbrojni u zajednički moment impulsa:

koji je kvantovan sa unutrašnjim kvantnim brojevima  $L$  i  $m_L$ :

$\pi_1 = L, L-1, L-2, \dots, 2$

sl.7  $\rightarrow$  Nasuprot ovom momentu impulsa  $\mathbf{l}_1$ , nisu kvantovani. To je zbog opsega elektrostatičkog odbijanja ionizaciju elektrona. Nedjutim, pri sledećoj spresi ionizaciju  $\mathbf{l}_1$ , vole reakcije:

$$|\vec{l}_1| = \sqrt{l_1(l_1 + 1)} \text{~h} \quad \text{.....(1432)}$$

$$I_{L_2} = 0.1^A \quad \text{.....(1.35)}$$

$$n_1 = l_1 + l_2 - 1, l_1 = 2, \dots, l_2 - 1,$$

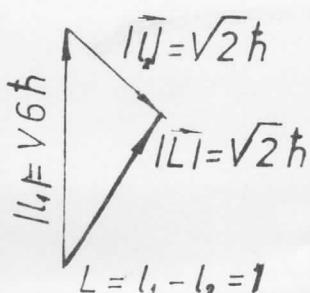
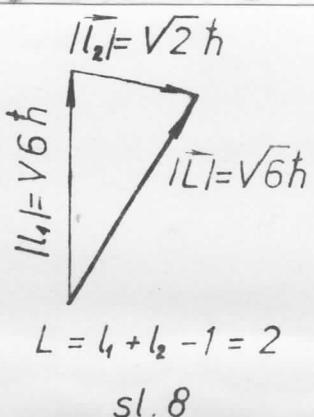
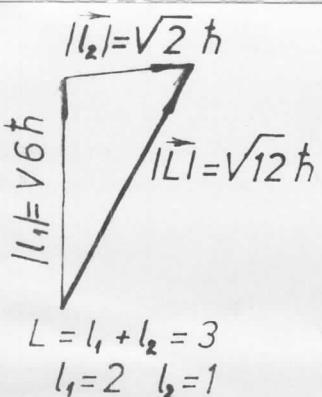
za približno celin kvantna brojevina  $l_1$  i  $m_{l_1}$ . Evntual broj L može da sačuva sledeće vrednosti:

Što značí da se  $\vec{l}_1$  i  $\vec{l}_2$  sprežu po řeni dajej na sl. 6. Gasvin analog ne je i se sisten od N elektrona:

$$L = \sum_{i=1}^n L_i \quad (1.35)$$

#### **a L. scutum sledobé vredností.**

pri čemu je  $l_1 \geq l_2 \geq l_3 \geq \dots \geq l_n$ , tako da je  $L \geq 0$ .



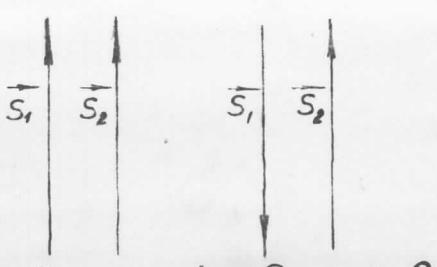
sl.8

Isti slučaj je i sa  $\Sigma$  spinova, koji će slati u zajednički spin.

take da job

en opinie inventariseert.

$$B_1 B_2 + \dots + B_{n-1} B_n + B_n B_1 + \dots + B_{n-1} = 1, \quad B_1 - B_2 - \dots - B_n = 0, \quad \dots \dots \dots \quad (1.40)$$



519

Na paren broj elektrona S je oso broj.  
Na sl.9 data je vektorска ѕема стаганја  
спинова за  $H_0^z$ .

Ponatrali smo slučaj koji se javlja u prvoj aproksimaciji kod Lz-sprege. U drugoj aproksimaciji se javlja sprege između  $\vec{L}$  i  $\vec{S}$ . Vektori  $\vec{L}$  i  $\vec{S}$  precesiraju tako rezultujući vektora  $\vec{J}$ :

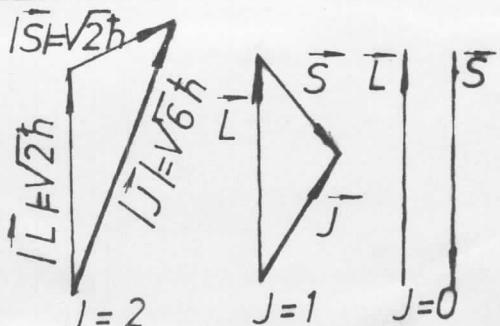
.....(1e41)

Totalni moment impulsa  $J$  definisan je preko strogo definisanih kvantnih brojeva  $J$  i  $m_J$ :

$\alpha_1 = \beta_1, \beta_1 = 1, \dots, \beta_n = 1$

dok (1.30) i (1.38) još nemo približno valo sa kvantnim brojevinom  $L$ . I. g. kvantni broj  $J$  može da uzmu slijedeće vrednosti:

Način slike u § 18. data je na sl. 10.



sl.10

Ned j-j sproge, u prvoj aproksimaciji  
članu se spinski i orbitalni momenti  
impulsa pojedinih elektrona u ukupni  
moment impulsa elektrona:

definisan preko kvantnih brojeva  $j$  i  $m_j$  putem (1.41).  $\hat{z}$  i  $\hat{s}$  ovde ni su ni definisani, a na njihovom mestu su približno definisani kvantni brojevi  $j$  i  $m_j$ , prema približno nedovoljavajućim relacijama:

$\beta_1 = \alpha_1 \cdot b$  ..... (3.49)

$$w_{j_1} = j_1, w_{j_2} = j_2, \dots, w_{j_k} = j_k$$

Izaedju ova dva slučaja, koji su granični, nalazi se tзв. "ekvaciona sproga". Kod ovog slučaja strogo su definisani samo kvantni brojevi  $J$  i  $m_J$ . Kao i momenti impulsa u sajednički moment slati se i magnetni momenti pojedinih spinova i orbita. Očuda spominja magnetno polje, paralelno s - osi, obrazuje dopunski moment impulsa, koji rotira atom, učed ţega  $J$  precesira oko pravca polja. Danije je dat nekakav kvantovanja po pravcu (prostorno kvantovanje) sa  $2J+1$  mogućih vrednosti  $m_J$ :

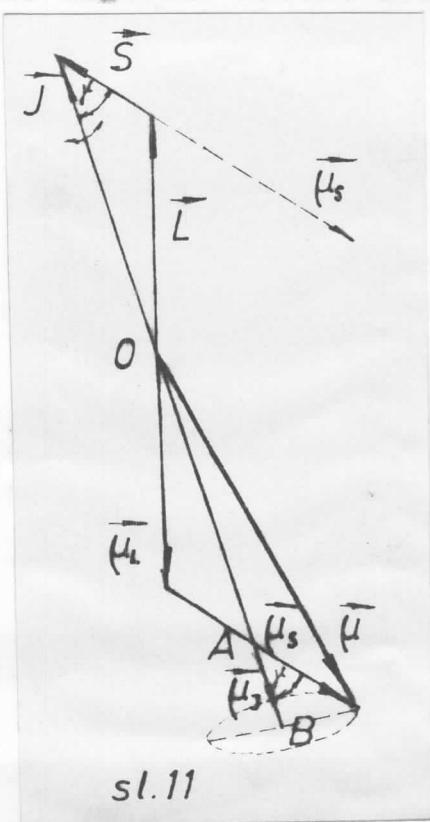
U odnosu na spoljašnjeg magnetskog polja stanje sa različitim  $n_j$  nedjeljivo su degenerisane, ili, drugačije, svaki term definišen sa  $J$  bes spoljašnjeg polja je degenerisan sa stepenom degeneracije  $2J+1$ . U slučaju parnog broja elektrona  $J$  i  $n_j$  su celi brojevi, a u slučaju neparnog su poluceli brojevi.

#### 1.6. Mineral magnet stones

U slučaju LS-sprege ukupni magnetni moment atoma biće izrađen na sledeći način: Vezu između  $L$  i  $S$  i njima odgovarajućih  $\vec{L}$ ,  $\vec{s}$ ,  $\vec{l}$ ,  $\vec{s}_L$  molično, prema (1.13) i (1.21), izraziti kao:

Sigle moduli, analogne (1.15) i (1.22), nisu strogo kvantovani:

Magnetski orbitalni (1.95) i spinski (1.54) momenti se sreću u ukupni magnetski moment atoma (sl.11):



$$\vec{\mu} = \vec{\mu}_L + \vec{\mu}_R = -\frac{e_1}{2} (\vec{L} + g\vec{s}) \quad \dots \dots (1.35)$$

Koji se ovde može smeniti ponosu jednog drugeg magnetskog momenta  $\vec{m}_j$ . Zbog faktora 2 us  $S$  spinski magnetski moment se crta dva puta dužom strelicom u odnosu na orbitalni. zajedno sa  $\vec{l}$  i  $\vec{s}$  precesira i  $\vec{m}$  oko  $\vec{J}$ , tj. komponente u normalnu na  $\vec{J}$  i u vrednost jednaku nuli, usled kretanja elektrona, pa kao spoljašnji magnetski moment ostaje  $\vec{m}_j$ , koji je istog ili suprotnog smera od  $\vec{J}$  i koji se dobija (prema sl.11) sabiranjem vektora  $\vec{OA} + \vec{AB}$ :

$$\vec{B}(OA) = \vec{u}_z + \frac{1}{2} \vec{u}_y = -\frac{\vec{u}_x}{2} \vec{i} + \frac{1}{2} (-2 \frac{\vec{u}_x}{2} \vec{j}) = \\ = -\frac{\vec{u}_x}{2} (\vec{i} + \vec{j}) = -\frac{\vec{u}_x}{2} \vec{e} \quad \dots \dots (145)$$

$$\vec{m}(AB) = -\frac{1}{2} \vec{u}_3 \cos \gamma \frac{\vec{j}}{|\vec{j}|} + \frac{\vec{u}_3 \sqrt{2(j+1)}}{2 \sqrt{j(j+1)}} \cos \gamma \vec{j} \quad \dots \dots \dots (1.57)$$

$$\vec{u}_j = \vec{u}(0\Delta) + \vec{u}(\Delta\delta)\alpha = \frac{\alpha}{\hbar} \left( 1 + \frac{\sqrt{\delta(\delta+1)}}{\sqrt{\delta(\delta+1)}} \cos \theta \right) \vec{j} \quad \dots \dots \dots (1.58)$$

四〇六

Iz kosinusne teoreme i trougla koji čine (sl.11) mehanički momenti impulsu dobijeno  $\cos \beta$  :

$\overrightarrow{1} \overrightarrow{2} \overrightarrow{3} \overrightarrow{4} \overrightarrow{5} \overrightarrow{6} \overrightarrow{7} \overrightarrow{8}$

$$z^2 i(L+1) = z^2 j(j+1) + z^2 s(s+1) - 2z^2 \sqrt{j(j+1)} \sqrt{s(s+1)} \cos \theta + z^2$$

Zenomen izreka (1.61) u (1.60) dobijamo da je:

Faktor  $g_j$  povezuje kake su poziciji orbitalni ( $\vec{n}_j$ ) i spinski ( $\vec{n}_S$ ) magnetski pri formiranju ukupnog magnetskog momenta ( $\vec{\mu}_j$ ) ato na. U specijalnom slučaju, kada je  $S=0$  sledi, na osnovu (1.41), da je  $J=0$  pa je onda  $g_J=1$ , a ako je  $L=0$  onda je  $J=S$  pa je  $g_J=2$ . Pri ne-  
negativnom  $g_J$ , magnetski moment  $\vec{\mu}_j$  je paralelan, a pri pozitivnom  $g_J$   
je antiparalealan sa momentom impulsa  $J$ . Faktor  $g_J$ , tзв. Lando-ov fa-  
ktor nadjen je čisto empirijskim putem, isuđavanjem Zeemanovog efek-  
ta (Lande 1925. god.).

1.7. Fina struktura emisionih spektara atoma. Spin-orbitalsna interakcija.

Atomi sa velikim brojem elektrona imaju vrlo veliki broj mogućih stanja. Videli smo u odjelu 1.5. kako se sa takve atome formiraju L i S. Za date vrednosti L i S magnetni momenti imaju više različitih međusobnih orijentacija, koje, prema (1.42) i (1.43), daju vrednosti kvantnog broja  $\delta$ , a time i vrednosti energije interakcije. To dovedi do toga da danti par L i S definiše multiplet termova – multipletne komponente. Ako su energijske realike između ovih komponenta male, emisiona prelazima između tih multipleta odgovara grupa vrlo bliskih linija. Ova multipletna struktura spektralnih linijskih nesiva se još i finom strukturom spektralnih linijskih nesiva naziva s  $LS$ -spresi, čiji se tercovi u spektroskopiji obeležavaju velikim slovima, prema vrednosti kvantnog broja L + S.

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

卷之三

Vrednost za  $\delta$  se stavlja desno dole uz slovo, a levo gore uz slovo stavlja se multiplicitet, koji je sa  $L \geq S$ , prema (1.44), jednak

$2k+1$ ; a za  $k \geq l$  je, prema (1.49),  $2l+1$ . Uobičajeno je da se i ovde upisuje (veći) broj  $2k+1$  i kako se da tako definisan multiplicitet nije potpuno rasvijen. Primeni:

$\Psi_{2/2}$  (kvartet-P-5/2) ....(1.65)

snoši, ovde je  $l=3, J=9/2$ ,  $2\pi \cdot l \cdot 4$ , pa je  $S=3/2$ , tako da, prema (1.44) pripada kvartetu sa kvantom brojine  $J=9/2, 7/2, 5/2, 3/2$ .

Zbog definicije multipliciteta kao  $2s+1$  sledi spektroskopsko pravilo: Atom sa parnim brojem elektrona ima neparen multiplicitet i obratno. Kod atoma sa više elektrona, sa električne dipolne stružnje, vali strogo pravilo izbora:

$\Delta$   $\approx$  50% (30%)

U slučaju izvješća vali dogovorno, ne toliko strane previle-

△ 1 種 3 (3-62)

Se kvantne brojeve  $L$ , koji nisu strogo definisani; i previše;

$$\Delta S = 0 \quad \text{at } (3, 68)$$

se one spinski inventne brojeve koji nisu strogo definisani. To je tзв. interkombinaciona sabrana, pošto sabranjuje prelaz između ter neva realiteta multipliciteta.

Videli smo da je pojava fine strukture posljedica spin-orbitalne interakcije, koja stvara dodatnu energiju što dovodi do cešanja energijskih nivoa elektrona, a time i do pojava više bliskih spektralnih linija, tj. do pojava fine strukture spektralnih linija.

Sada ćemo na jedan poluklasičen način isračunati temsku poprevidu usled spin-orbitalne interakcije: Pognatrajno elektron u magnetnom polju, koga stvara njegovo sopstveno orbitalno kretanje. Dopunska energija elektrona u tom polju može se izraziti na dva načina:

- a) kao energija interakcije magnetskog dipola sa magnetskim poljem
  - b) kao kinetička energija Larmorove precesije

Koristimo slučaj a) i isračunati potencijalnu energiju, tj.  $\mu_s \cdot \mathcal{H}$ , gde je  $\mu_s$  sopstveni magnetni moment elektrona, a  $\mathcal{H}$  jedina magnetnog polja nastalog kretanjem elektrona po orbiti. Jedina tog polja rađu nemo posledi od nepokretnog sistema koordinata vesanog za jasno na pokretni sistem u kojem elektron mrije, a jasno se kreće brain  $\mathbf{v}$  jednakom brzinom elektrona, ali u suprotnom smjeru. To kretanje daje silu  $\mathbf{Sev}$ , a magnetsko polje struje po Bio-Savarevu zakonom je (oscar-sistem):

Vektorski preisvod ( $\vec{r} \times \vec{v}$ ) je rezultirajuća vektorska sile koja deluje na mase u poziciji  $\vec{r}$  u smjeru kretanja s vektorskom brzinom  $\vec{v}$ . Tako dobijeno da je:

$$\vec{z} = \vec{n}_0 (\vec{p} \times \vec{v}) \quad \text{.....(2.70)}$$

परिज्ञा

Da bi se vratili u sistem koordinata vesan za nepokretno jesgre i svršimo Lorenzova transformaciju. Tako da dodatnu energiju magnetne interakcije, po Frenkelje i Tomasu, dobijamo da je:

Ovu energiju možemo smatrati kao malu perturbaciju u odnosu na glavni dio Hamiltonijena  $H$  ( $H_0 + H_{10}$ ). Saglasno teoriji perturbacija do datne energije uslovljena perturbacijom jednaka je srednjoj vrednosti perturbovanog člena Hamiltonijena  $H_{10}$ , isračunatoj za neperturbovano stanje:

Kako su u jednačini (1.72) sve veličine konstantne zem  $r$  imane da deš:

Srednja vrednost ( $1/r^3$ ) je jednaka:

gde je a prva Borova osoba

Izračunateno sada skalarni preisvod ( $\vec{u}_g \cdot \vec{l}$ ). Vesa članodju  $\vec{u}_g$  i njo  
su odgovarajućeg znaka je:

Brojne vrednosti spinskog i orbitalnog magnetnog momenta date su je dnešnjem (1.4) i (1.17). Transformacijom jednačine (1.74) pomoću (1.75) i (1.77) dobijamo za dodatnu energiju  $\Delta E_{\text{sp}}$  da je:

Korišteći (3.4) i (3.17) dobijeno:

Uvedemo li Borev radijus ( $1 \cdot 76$ ), Rittergovu konstantu  $R = \frac{m_0}{\pi k^3 c}$  i konstantu fine strukture  $\alpha_{ee}^2/\alpha_e$  imamo da je:

$$\Delta E_{10^{\circ}} = \frac{2\pi R \alpha^2 \sin^4 \theta}{n^2 1(1+1/2)(1+1)} \sqrt{1(1+1)} \sqrt{s(s+1)} \cos(\vec{s}, \vec{l}) \dots \dots \dots (1.80)$$

Ukro je  $b=2\pi$  u dobijemo:

$$\Delta E_{1s^0} = \frac{1}{2} \frac{\alpha^2 \log^4}{n^2(1+1/2)(1+1)} \sqrt{1(1+1)} \sqrt{s(s+1)} \cos(\vec{s}, \vec{l}) \dots \dots \dots (1, 81)$$

Izrađunato sada  $\cos(\vec{s}, \vec{t})$  prema sl. 6b i hoximunone teoreme:

$$j^2 = i^2 + g^2 + 2ig \cos(\vec{l}, \vec{n})$$

$$n^2 \sqrt{2(1+1)} \sqrt{s(s+1)} \cos(\vec{1}, \vec{s}) = \frac{n^2 j(j+1) - n^2 l(l+1) - n^2 s(s+1)}{2}.$$

$$\sqrt{2(2+1)} \sqrt{s(s+1)} \cos(\vec{L}, \vec{S}) = \frac{i(i+1) - 2(2+1) - s(s+1)}{2} \dots (1.82)$$

Zaninino (1.82) u (1.83);

Pa je tada termicka popravka usled spin-orbitalne interakcije:

$$\Delta z_{15} = \frac{\Delta z_8}{16} = \frac{a\alpha^2 z^4}{a^3 1(1+3/2)(2+1)} \frac{4(4+1)-3(3+1)-2(2+1)}{2} \dots \dots \dots (1.34)$$

Kako je  $s=1/2$ , a  $j=1-s$ , to je  $j=1/2$  pa imamo da  $\Delta_{10}^{\alpha}$  dva slučaja:

c) kada je  $j=1+1/2$

$$\Delta T_{10} = \frac{\alpha^2 g^4}{R^2(1-\lambda/2)(1-\lambda)} \dots \quad (1.85)$$

b) Index to 3-3-1/2

Da bi smo dobili potpunu jednočinu sa porevkou tercova, koja može da reprodukuje komponente fine strukture spektrala, moramo uvesti i relativističku pomeravku:

Toda je vlasnica poprevjeti

Is jednačina (1.85), (1.86) i (1.87) dobijamo da je:

Pored očitih universalnih konstanti ovde su JAVIJA<sup>®</sup> i konstanta fine strukture  $\alpha_s$ . Sija je vrednost  $1/\alpha_s = 137,0357 \pm 0,0004$

## 2. JEWISH RELIGION

Kako u pojavi hiperfine strukture najvažniju ulogu igra uticaj jonegra na energijake nivoce elektrona u okuću atoma, zeroni se upoznati sa nekim osobinama jonegra atoma.

Jesgre atoma je jedan složen kvantno-mehanički sistem, koji se sastoji od protona i neutrana spregnutih u jesgre nuklearni silom, čije poreklo i osobine još nisu rasumljene. Upravo zbog nepoznavanja nuklearnih sila, sa objašnjenje pojedinih osobina jesgara atoma, nuklearna fizika koristi razne modele jesgara. U principu, svi do sada stvorenici modeli sasnuju se na dve modeliske pretpostavke:

a) model jake interakcije: jako spregnute čestice usled dejstva nuklearnih sila tako da gube svoju individualnost. Predstavnici ovog modela su: model kapi, alfa-čestični model, i drugi.

b) model nezavisne sestice: nukleoni (protoni i neutroni) kroz u jezgru u nekom sopstvenom srednjem polju ne interagujući međusobno, tj. zadržavajući svoju individualnost. Predstavnici ovog modela su: model Fermijevog gasa, model slojeva, jednočestični model, i drugi.

U ovom redu biće korišćen jednočestni model slojeva, jer on da je najbolje objašnjenje za spin jengre, koji igra odlučujuću ulogu pri objašnjevanju hipertinske strukture spektralnih linijsa.

### 2.1. Nemat. invader. Larva. Scale.

Buktioni u jesgra sauzinaju, grube usovči, 1/30 deo zapremi ne jesgra i verovatno zato sačuvavaju svoju individualnost. Svaki nukleon se kreće u nekom srednjem polju ostalih nukleona, ali ne in teresujući povezane sa svakim od njih. Najpogodnije je predpostaviti da tako usrednjeno polje ima sfersku simetriju, a da su stanja nukleona opisana kvantno-mehaničkim zakonima kretanja čestica u polju sferne simetrije.

Stanje čestice određeno je momentom impulsa čestice 1 i spinom 2. Ove dve veličine se spreču u ukupni momentu impulsa čestice 3. U sistemu sa više nuklearna momenti impulsa i spinovi se spreču na više različitim načinu u LS- ili j-j spregu. Kao što je rečeno u odjelu 1.4. kod LS-sprega je:

ukusni orbitalni moment sistema, ali

ukupni spinski moment sistema. Stanje sistema tada je okarakterisano totalnim momentom impulsu sistema:

Kod  $j-j$  sproge (odeljak 1.4.) je:

ukupni moment impulse čestice. Tada je sistem karakterisan totalnim momentom impulse, koji je:

$$H = \sum_{\langle i,j \rangle} J_{ij} S_i \cdot S_j \quad \dots \quad (2.5)$$

Ako je u atonskoj fizici najzastupljenija LS-sprega u nuklearnoj fizici je obratno, nezastupljenija je j-j sprege, dok se LS-sprega javlja samo u slučajevima kada je nuklearna sila aforno simetrična, što je redak slučaj.

Intenzitet totalnog momenta impulsa dat je relacijom, koja vali za sve kvantno-mekaničke momente impulsa:

a njegova projekcija na  $\pi$  = pravac (pravac polja):

$$I_B = \frac{g_A}{k} \cdot \dots \quad (2.7)$$

gde  $x_1$  ima  $2k+1$  vrednosti:

Eksperimentalne vrednosti za  $I$  su celi brojevi, ako je nasoni broj ( $A$ ) elementa paran, a poluceli ako je  $A$  neparan. Sva parno-parne jesgra imaju  $I=0$ , što znači da identični nukleoni teže da svoje manje impulse orijentuju u suprotnim smjerovima. To je tзв. pairing-of feet (efekt sparivanja). Parno-neparne i neparne-parne jesgra imaju polucelebrojne vrednosti momenta impulsa. Izgleda da se momenti impulsu jesgra poklapaju sa momentom impulsa poslednjeg ili neosparenog nukleona u jesgru.

## 2.2. Spin & magnetism present, scenario.

Spin i magnetni moment jednog su međusobno spregnuti preko nuklearnog g - faktora. Videli smo da svako naelektrisanje koje se kreće po zatvorenoj putanji poseduje orbitalni magnetni moment  $\vec{m}_o$ , dat izrazom:

tako, ako je reč o protonu, njegov orbitalni magnetni moment iznosi:

Neutron, kako nije neelektrisan, ne poseduje magnetni moment komponenta  $\vec{s}$ , duž odabranog pravca - s datu je u obliku:



gde je  $L_0 = m_1 h_0$ , a  $\mu_B$  - konstanta čija je vrednost  $\mu_B = 9,0505 \cdot 10^{-24}$  erg $\text{Oe}^{-1} = 5,0505 \cdot 10^{-27} \text{J T}^{-1}$  i naciva se nuklearni magneton i manji je od Barovog magnetona 1826 puta.

Ako čestica poseduje spin ona poseduje i spinski magnetni moment.

a njegova projekcija na s - pravac je:

gde je  $g_s$  - konstanta, koja karakteriše šestinu i naseva se spinski nuklearni g-faktor. Za proton ( $p$ ) ima vrednost  $g_{sp} = +5,5855$ , a znak "+" znači da su veličine  $\vec{m}_p$  i  $\vec{s}$  orijentisane u istom pravcu i smjeru (što karakteriše pozitivno nadelektrisanje). Za neutron ( $n$ ) imamo da je  $g_{sn} = -3,8263$ , a znak "-" pokazuje da su  $\vec{m}_n$  i  $\vec{s}$  orijentisani u suprotnim smjerovima (što, međutim, karakteriše negativno nadelektrisanje). Ovo ukazuje na složenu strukturu protona i neutrona.

Magnetski moment jasnog je kombinacija magnetskih momentova svih nukleona u jasnu. Vrsta iznosi magnetskog momenta jasnog i momenta im pulsa jasnog je:

gde je  $g_1$  nuklearni g-faktor, koji se može predstaviti kao:

gde je  $\vec{J} = \vec{n}/l$  - hironagnetski odnos, po definiciji, pa je tada

Njegova projekcija na odabrani c - pravec je:

Kada je ujedno onda jedan

ya Jol

Što predstavlja nuklearni magnetni moment i obično je dat u tablicama. Magnetni moment protona i neutrona, pošto je  $I=1/2$ , ima vrednosti:

$$A_p = +1/2 \cdot 5,9855 = +2,7927 A_p$$

$$u_2 = -1/2 \cdot 3,8263 = -1,9132 u_1$$

### 2.3. Magnetic dipole moment tensor.

Isuševanjem nuklearnih sile došlo je do zaključka da proton i neutron nisu elementarne čestice, nego se ponašaju kao složene čestice. Tako je nastala hipoteza da su proton i neutron okruženi  $\pi$ -mesonim oblacom i nego se predstaviti kao:

$$p = p_0 + \pi \quad n = p_0 + \pi$$

Ova hipoteza objašnjava magnetni moment protona i neutrona: Neime, neka se proton sastoji iz idealnog neutrona ( $\mu_{ne} = 0$ ) i  $\pi^+$ -mesona i neka egzistira u vremenu ( $1-t$ ) u vidu idealnog protona ( $\mu_{po} = 1$ ). Tada je magnetni moment protona:

$$u_p = (u_{\pi 0} + u_\pi)t + (1-t)u_{p0} = u_\pi t + (1-t) \cdot 1 = 1 - (1-u_\pi)t \quad \dots \dots (2.20)$$

Neka se, isto tako, neutron sastoji iz idealnog protona ( $\chi_{po}=1$ ) i  $\pi^+$ -mesona i neka egzistira u vidu idealnog neutrona u vresenu (1-t). Tada je magnetni moment neutrona:

$$u_p = (1-t) u_{p0} + (u_{p0} - u_\pi) t = (1-u_\pi)t \quad \dots \dots \dots (2.21)$$

Zako je  $\lambda_1 = -1,91$ , a  $\lambda_2 = +2,795$ , onde je:

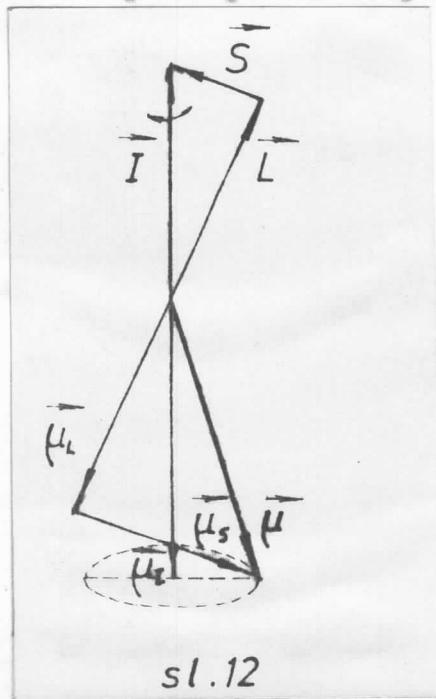
$$\{x_i = (1 - \mu_K)t = -1.91$$

În operele (2,20) și (2,21) noile se picăti să joacă

a eksperimentalno je određeno da je:

Što je daleko manje od  $4/2$  mada bi ova vrednost bila postignuta da su svi spinovi neospareni. Slično je i sa magnetnim momentom (Kompozicija spinova kod nekih liskih elemenata data je u psilegu rada, ta bila br.1). Spinovi izmedju protona i neutrina se ne kompensuju, tj. p i n mogu obrazovati sistem kao što je deuterон, ali samo sa jednom orijentacijom spinova.

Objašnjenje magnetnog momenta jonskega jezgra dao je Čmit koristeći jednu čestični model slojeva. Ovaj objašnjenje zasnovano je na pretpostavci da jezgro sa neparnim neskim brojem A sadrži zatvoren sloj "co ro" i plus jedan neosparen nukleon. Zatvoren sloj sadrži paran broj



protona i neutrona, pa isti ne može imati spin i magnetni moment. Ako se ovom sloju pridruži jedan nukleon sa momentom impulsa  $\vec{l}$  i spinom  $\vec{s}$ , onda je totalni moment impulsa jezgra jednak  $\vec{I} = \vec{l} + \vec{s}$ , a projekcija na određeni  $z$  - pravac  $I_{z\perp} = l_{z\perp}/2$ . Totalni moment impulsa neosparene čestice nije kolinearan sa vektorom totalnog magnetnog momenta  $\vec{I}$ , usled rasličitih nuklearnih g - faktora. U slučaju spoljašnjeg pobudjivanja na rotacijsku totalni moment impulsa se održava, pa vektor:  $\vec{\mu} = \vec{\mu}_1 + \vec{\mu}_2 \quad \dots \quad (2.25)$

vrši precesiju zajedno sa  $\vec{l}$  i  $\vec{s}$  oko  $\vec{I}$  i na taj način komponenta magnetnog momenta koja je kolinearna sa  $\vec{I}$  ostaje konstantna tokom vremena, a komponenta nekoljaka na  $\vec{I}$  je jednaka nuli, kao što se vidi sa sl.12. Magnetni moment ovalnog jezgra ima vrednost:

$$\mu_I = \mu_1 \frac{\vec{l} \cdot \vec{l}}{l} + \mu_2 \frac{\vec{s} \cdot \vec{l}}{l} \quad \dots \quad (2.26)$$

Kako je  $\vec{I} = \vec{l} + \vec{s}$ , prelazvod  $\vec{l} \cdot \vec{l}$  nadesno je israsat:

$$2\vec{l} \cdot \vec{l} = l^2 + l^2 - s^2$$

$$\frac{\vec{l} \cdot \vec{l}}{l^2} = \frac{l(l+1) - s(s+1) + l(l+1)}{2l(l+1)} \quad \dots \quad (2.27)$$

Slično je i sa  $\vec{s} \cdot \vec{l}$ :

$$\frac{\vec{s} \cdot \vec{l}}{l^2} = \frac{l(l+1) + s(s+1) - l(l+1)}{2l(l+1)} \quad \dots \quad (2.28)$$

Zamenom u (2.26) dobijamo da je:

$$\mu_I = \mu_1 \frac{l(l+1) + l(l+1) - s(s+1)}{2(l+1)} + \mu_2 \frac{l(l+1) + s(s+1) - l(l+1)}{2(l+1)} \quad \dots \quad (2.29)$$

Kad spin jeugda Innosi I= 1+1/2 tada Jet

a u slučaju kada je  $z = 1/2$  :

Kombinacije redoslijeda (2.30) i (2.31) može se, uz uslov  $I_1 = 1 \pm 1/2$ , dobiti sledeći izraz za magnetni moment jonske:

Vrednosti za siromagnetske momente  $s_0$  i  $s_1$  dati su u prilogu reda, tabela br.2.

 Ministerstvo regionálního rozvoje České republiky

Znano da je neselektrisanje jona određeno rednim brojem (brojem protona) Z. Redjutim time nije određena raspodela neselektrisanja u jona i električne osobine jona.

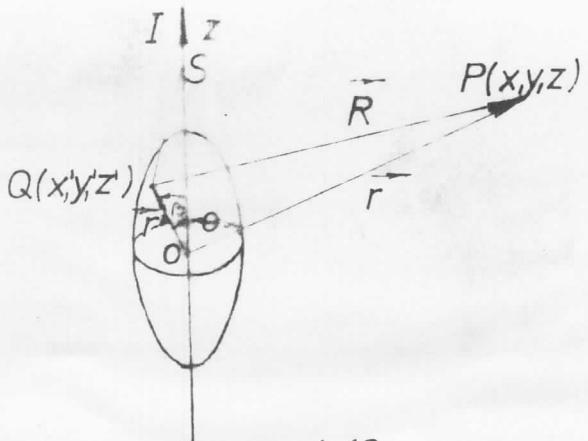
Električne osobine jeogra približu se pretpostavke da raspodela naselektrisanja u jegru nije sferno simetrična (što se do sada pretpostavlja). Ukoliko je to tako električni moment jeogra interaguje sa električnim poljem atonskih elektrona što dovodi do promene energije elektronskih stanja, a to se zapala u hiperfinoj strukturi atonskih spektara. Kvadrupolni moment jeogra uveden je od strane Šilera i Šmita da bi se objasnile neke nepravilnosti u hiperfinoj strukturi atonskih spektara.

Pojam multipolnog momenta može se objasniti klasičnom elektrodinamikom. Poznatrano polje u nekoj tački  $P(x,y,z)$  prizvedeno naselektrisanjem koje nije sferno simetrično rasporedjeno. Neka je jekra tačav sistem. Njegova napreminska gustina naselektrisanja neka je  $\rho(x',y',z')$  kao neprekidna funkcija koordinata  $(x',y',z')$ . Koordinatni početak Dekartovog sistema je postavljen u centru inercije jekra, a  $z$ -osa je u pravcu totalnog momenta impulsa jekra i (sl.19). Tačka  $P(x,y,z)$  znatno je udaljena od jekra i to na rastojanju  $r$  od koordinatnog početka. Vektor  $r'$  određuje položaj tačke  $Q(x',y',z')$  u jekru u odnosu na koordinatni početak, a vektor  $R$  određuje položaj tačke  $Q(x',y',z')$  u odnosu na tačku  $P(x,y,z)$ . Potencijal u tački  $P(x,y,z)$ , usled naselektrisanja tačke  $Q(x',y',z')$  lokalisanog u delu napremine  $dV$ , može se odrediti i taka vrednost:

Na osnovu bočnog teorema je:

— 80 —

gde je ugao  $\theta =$  ugao između  $r$  i  $r'$ . Funkcija  $\frac{1}{r}$  neli se prikazati u vidu razvoja po Lelandrovinim polinomima:



sl.13

$$\frac{1}{2} = \frac{1}{2} \left[ 1 + \left( \frac{\pi}{2} \right)^2 - 2 \left( \frac{\pi}{2} \right) \cos \theta \right]^{-1/2} =$$

$$= \frac{1}{2} \sum_n \left( \frac{\pi}{2} \right)^n P_n(\cos \theta) \quad \dots \quad (2.35)$$

Kako je odnos  $\frac{p}{q} < 1$  dovoljno je uvesti samo nekoliko prvih članova reda.  
Potencijal u tački  $P(x,y,z)$  tada je integral jednadžine (2.33):

$$\phi = \int_{\mathbb{R}^3} \rho(x; y; u^*) dV$$

$$+ \int \frac{1}{x^2} \rho(x; y; z) x^2 P_1(\cos\theta) + \int \frac{1}{x^3} \rho(x; y; z) x^2 P_2(\cos\theta) dV \dots (2.36)$$

Ako tačka  $P(x,y,z)$  leži na  $z = \text{cst.}$ , ugao  $\theta$  prelazi u polarni ugao  $\varphi$  i odnosi se na  $\beta$ , pa uzimajući u obzir da je:

$$P_1(\cos\theta) = \cos\beta = \frac{g}{p}$$

$$P_2(\cos\theta) = \frac{1}{2}(3\cos^2\beta - 1) = \frac{1}{2} \left[ 3\left(\frac{1}{2}\right)^2 - 1 \right]$$

debijano potencijal u obliku:

$$\phi = \frac{r_0}{r} + \frac{r_0^2}{r^2} + \frac{1}{2} \frac{r_0^3}{r^3} + \dots \quad \text{.....(2.37)}$$

nde jat

$$z_0 = \int p(z; y; z^*) dy \quad - \text{monopolai moment}$$

$$D_{S=0} = \int \rho(x, y; z^*) z^* dV - \text{dipolo moment}$$

$$Q = \int \rho(x'_1, y'_1, z') \left[ 3\left(\frac{E'}{T'}\right)^2 - 1 \right] x' dV =$$

$$-\int \rho(x,y,z') \left[ 3x'^2 - y'^2 \right] dv = \text{kvadrupolní moment}$$

Znači, potencijal u točki  $P(x,y,z)$  potiče od električnog monopola, dipola, kvadrupola, itd. Kvantna mehanika suštinski menja ove predstave. Za neki sistem naselektrisanja, po kvantnoj mehanici, električni dipol je jednak nuli. Znamo da se stacionarno stanje u kvantnoj mehanici opisuje talasnom funkcijom:

$$\psi(\vec{v_1}, \vec{v_2}, \dots, \vec{v_n}) \dots \quad \dots \quad (2.30)$$

gde se koordinate od 1 do 2 odnose na proton, a ostale na neutron. Verovatno da se i-te čestice nadje u elementu s preminu dvije:

$$dP_4(\vec{r}) = |\Psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_2, \vec{r}_3, \dots, \vec{r}_3)|^2 d\vec{r} \quad \dots \dots \dots (2.39)$$

a u celoj zapreminti v jen:

$$P_A(\vec{v}) = \int |\Psi(\vec{v}_1, \vec{v}_2, \dots, \vec{v}_A, \vec{v}_{A+1}, \dots, \vec{v}_N)|^2 d\vec{v} \quad \dots \dots \dots (2.40)$$

Na osnovu (2.40) može se odrediti gustoća neelektrisanja jengre, koja iznosi:

U inventarju mehanički delavnici električni napacev dat je izrazom:

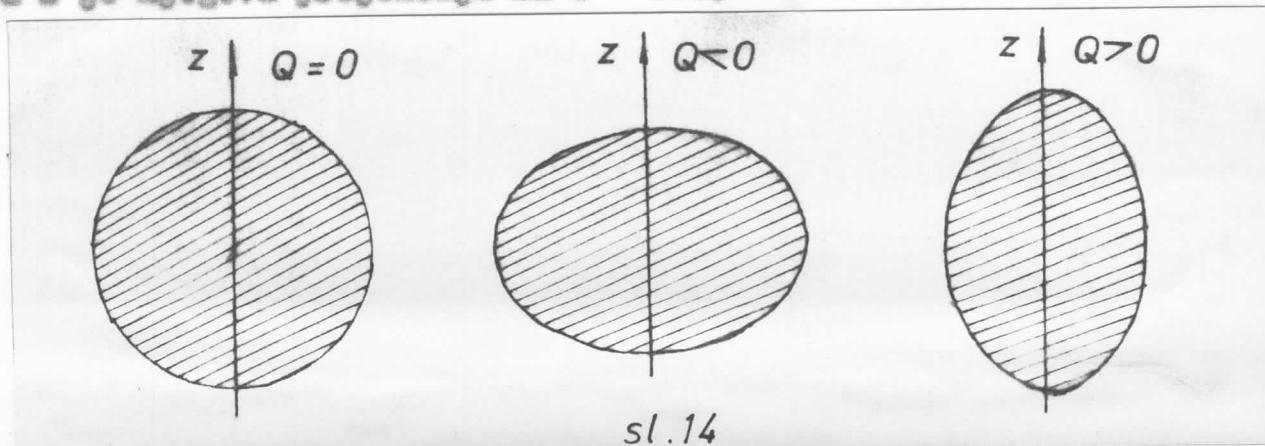
$$D_{2,0} = \sum \int \phi_1^{(n)} |\psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_2, \vec{r}_{2+1}, \dots, \vec{r}_A)|^2 dV \quad \dots \dots \dots (2.42)$$

Na osnovu zakona održanja parnosti, a zbog neparnosti funkcije  $s$ , vrednost integrala (2.42) je jednaka nuli. Znači, kvantno-mehanički sistem (jednog) nadelektrisanja u stacionarnom stanju nema pozitivni električni dipolni moment.

Kvantovani moment u kvantno-mehaničkoj interpretaciji ima oblike

$$Q = \sum_{\alpha} \int \phi_{\alpha} \left[ \beta e^{i \theta} - \beta^* e^{-i \theta} \right] \left| \psi(\vec{x}_1, \vec{x}_2, \dots, \vec{x}_N; \vec{p}_1, \vec{p}_2, \dots, \vec{p}_N) \right|^2 dV \quad \dots (2.43)$$

pa se može videti da, zbog zakona održanja parnosti i parnosti pod integralne funkcije, kvantnomehanički sistem u stacionarnom stanju može imati električni kvadrupolni moment, čija je vrednost data relacijom (2.43). Ovde je  $r''(x,y,z)$  razstojanje od centra inercije, a  $r''_z$  je njegova projekcija na  $z = 0$  osu.



sl.14

Ako je  $x'^2 = x^2 + y^2 + z^2$ , tada, u slučaju da je  $x'^2 = 3x^2$  jesmo  
je afornosimetrično i  $Q=0$ ; ako je  $x'^2 < 3x^2$  jesmo je izduženo u  
pravcu  $z \sim$  ose i  $Q>0$ , a u slučaju  $x'^2 > 3x^2$  jesmo je apoljočeno  
i  $Q<0$  (sl.14).

Kvadrupolni električni moment jona je povezan sa totalnim momentom impulsa jona I. Ukoliko je  $I_{z0} = 0$  tada je i  $Q=0$ . Dokazano je da je kvadrupolni moment jednak nuli i za  $I_z = \frac{1}{2}$ . Jona u nekom kvantno mehaničkom stanju ima totalni moment impulsa I, a njegova projekcija na privilegovanu pravac - z dato su relacijen (2.7). Snađi, magnetna kvantna brojka  $m_z$  određena je projekcija I na z - osu. Ugao između z - ose i prvega totalnog momenta impulsa jona dat je kao:

gde je  $\theta$  traženi ugao. Kako je, nedjutim  $\cos \theta = \frac{a}{c}$ , a na osnovu (2.43) može se uspostaviti odnos između  $Q(n_1)$  i  $Q(n_2)$  na podstanja sa  $n_1 = n_1$  i  $n_2 = n_2$ , na sledeći način:

Najbolje uoglašavanje između I i s - ese postiće se za  $n_x = 1$  pa je zbog toga  $Q(n_x=1)$  najveći nadjeni kvadrupolni električni moment, koji je najbliži kvadrupolnom momentu  $Q_0$ , koji je pak najbliži klasičnim načinom nadjenom kvadrupolnom momentu. Kvadrupolni moment u nekom privremenom stanju  $n_x$  povezan je sa kvadrupolnim momentom u stanju  $n_x=1$ , na sledeći način:

Vidimo da kvadrupolni moment poseduje jonsku čiju raspodelu naselek tricanja nije sferomatsimetridna, pa tako on daje podatke o strukturi jonske atome. Vrednosti kvadrupolnog momenta za neka jonske date su u sledećem tablu. Tablica br. 3.

### 3. HIPERFINA STRUKTURA SPECTRALNIH LINIJA.

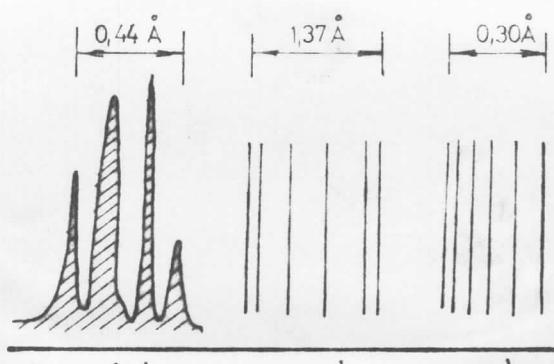
Kada su pojedine multipletne komponente fine strukture emisione spektara atoma ispitivane pomoću spektralnih aparatova velikom mjeri razlaganja prenadjene je da se svaka od tih komponenti fine strukture sastoji iz više vrlo bliskih spektralnih linija. Te linije su na tako malom međusobnom razstojanju da se bez upređivanja sa velikom mjeri razlaganja ne mogu uočiti. Ovo cepljanje spektralnih linijskih linija naziva se h i p e r f i n a s t r u k t u r a s p e k t r a l n i h l i n i j a . Takvo cepljanje je reda veličine  $2\text{cm}^{-1}$  (u vidljivom delu spektra je približno  $0,4 \text{ \AA}$ ), dok je u nekim slučajevima znatno manje.

Na sl.15 pokazano je kako izgleda hiperfina struktura spektralnih linija: a) Bi II - 5270  $\text{\AA}$  sa 6 komponenti i totalnim cepljenjem od  $1,37 \text{ \AA}$ ; b) Bi I - 4122  $\text{\AA}$  sa 4 komponenti i totalnim cepljenjem od  $0,44 \text{ \AA}$ ; c) Pr II - 4362  $\text{\AA}$  sa 6 komponenti i totalnim cepljenjem od  $0,30 \text{ \AA}$ .

Hiperfinu strukturu su proučavali mnogi naučnici, a prvi ju je objasnio Pauli (1927. god.). Drži se njegovog objašnjenja pojava hiperfine strukture uče se reći da je hiperfina struktura posredovanjem osobinama jenogra atoma isto tako kao što je fine struktura (multipletna) posredovana spin-orbitalnom interakcijom elektrona. Uticaj jenogra atoma na atonske emisione spektre može se ogledati u

povećanju mase jenogra (pojava izotopa) i u posedovanju spina jenogra (nuklearni spin), koji se može smatrati sličnim elektronskom spinu. Obzir ova uticaja na pojavu hiperfine strukture su učena. Pored ovih (glavnih) uticaja pri pojavi hiperfine strukture dolazi i do nekih drugih efekata, kao što su:

- relativistički efekti



sl.15

- kvadrupolni efekt
- suprotninski efekti

Ovi efekti utiču na neke nepravilnosti u hiperfinoj strukturi.

#### Sl.1. Isotopski efekti.

Kao što je poznato skoro svi elementi imaju dva ili više iz-

otopa, tj. atoma sa istim rednim brojem (3) u periodnom sistemu ali sa realidititim nesonim brojem (4). Svaki od tih isotopa ima približno iste spektre (takozne duljine odgovarajućih spektralnih linija se međusobno vrlo malo razlikuju). Isotopski efekt se ogleda u činjenici da se spektralne linije, koje odgovaraju istim energijskim prelazima, međusobno razlikuju po takoznoj duljini u suvremenosti od mase jednog atoma. Isotopski efekt je najuočljiviji kod atoma sa malim nesonim brojem, tj. malim rednim brojem u periodnom sistemu. Kao primer isotropskog efekta najčešće se uzima njegova pojava kod atoma vodenika.

a) Isotopický efekt ze atom vodoniku.

Poznato je da vodonik ima tri isotopa i to:  $H_1^1$ ,  $H_2^2$ ,  $H_3^3$ ; vodonik, deuterijum i tricijum respektivno. U prirodi se javljaju samo  $H_1^1$  i  $H_2^2$  i to u odnosu 9999:1. Emisioni spekter vodonika može se predstaviti formулom koju je dobio Balmer, a koju je nedugo ismeo Ritzberg i koja daje oblike:

Ova formula daje spektralne serije vodonikovog spektra i to:

no	no1	no2,3,4,...	Lajcenova
	no2	no3,4,5,...	Balcerova
	no3	no4,5,6,...	Pabonova
	no4	no5,6,7,...	Brekotova
	no5	no6,7,8,...	Fundova

Oven formula mogu se reproducovati sva spektralna linija emisionog spektra vodonika. Urey i saradnici (1932.god.) prvi su pronašli da se uz svaku od Balmerovih linija  $H_{\alpha}, H_{\beta}, H_{\gamma}, H_{\delta}, \dots$  javlja po jedna nova spektralna linija. U granicama eksperimentalne greske ove linije se u potpunosti slazu sa vrednostima iz Balmerove formule (3.1) kada se u Ritzbergova konstantu ( $R_H$ ) uvede mase 2 umesto mase 1; jer znamo da Ritzbergova konstanta ima oblik:

Utvrđeno je takođe da Rittergova konstanta zavisi od nase joprave po formuli:

$$R_{\text{eff}} = \frac{1}{\pi^2 k_B T}$$

(3-4)

gde je  $R_H$  - Rittergova konstanta za aton sa nason jasagra H, a  $R_\infty$  - Rittergova konstanta za aton sa beskonadno velikom nason jasgra. Vidimo da se Rittergova konstanta sa povećanjem nase jasgra povećava u odnosu na  $R_H$  (Nel), a to, prema (3.1), utiče na talasnu dužinu spektrovalnih linija. Tačko je sa sluđaj vodonika i deuterijuma (Nel. 4, Hs2).

pa su vrednosti telesnih duljina spektralnih linija sa Balmerove i ostale serije rasličite (tabela br.4 ).

*tabela br. 4*

oznaka	$\alpha$	$\beta$	$\gamma$	$\delta$
$H_1^1$	6562,846	4861,322	4340,458	4101,731
$D_1^2$	6561,063	4859,992	4339,277	4100,621
$\Delta \lambda_{poem}$	1,783	1,330	1,181	1,110
$\Delta \lambda_{racun.}$	1,783	1,326	1,185	1,119

Is tabele br.4 vidimo da su kod Balmerove serije razlike između  $D_x$ ,  $D_\beta$ ,  $D_\gamma$ ,  $D_\delta$  i  $H_x$ ,  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$ ,  $H_\delta$  znatne, recimo, razlike između  $D_x$  i  $H_x$  je skoro  $2 \text{ Å}$ :  $D_x - H_x = -1,733 \text{ Å}$ . Vidi se takođe da su rezultati dobijeni iz formule (5.1) vrlo dobro poklapaju sa eksperimentalnim vrednostima. Ponašanje ovog slučaja isotropskog efekta prvi put je otkriveno primstvo deuterijuma u prirodnim zemljama vodonika.

### b) Isotope shift on boron hydride atoms

Ukoliko su u pitanju teči atomi sa više izotopa israđivanje komponenti isotopskog efekta je komplikovanije nego za slučaj atoma vodenika. Ovde će biti reči samo o nekim kvantitativnim rezultatima za ovakve atome.

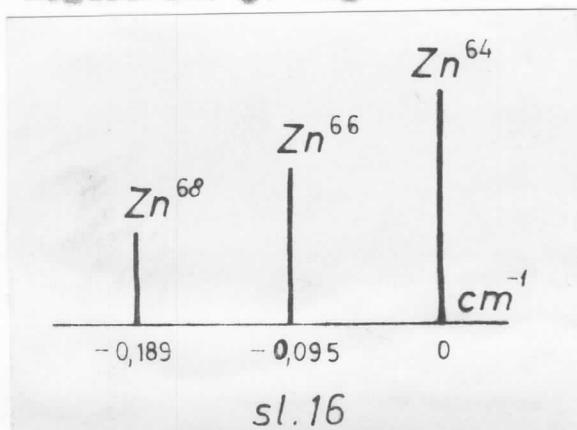
Pronašavajući strukturu resonantne linije Li<sup>6</sup> Schüller i Wurm su utvrdili da ona nije prost dublet, nego se javljaju i komponente hiperfine strukture uzvod pripustva isotopa Li<sup>7</sup>. Ovo tunošenje je provereno porodjenjem intensiteta linija koji odgovaraju Li<sup>6</sup> i lin-

ija, koji odgovaraju  $\text{Li}^7$ . Utvrđeno je da se intensiteti linija odnose međusobno kao i količine izotopa u smesi  $\text{Li}^6$  i  $\text{Li}^7$ . Drugi slučaj, koji je nedju prvima bio objavljen, je spektar neon-a ( $\text{Ne}$ ). Osim nekih retkih izotopa (npr.  $\text{Ne}^{21}$ ) neon ima dva izotopa  $\text{Ne}^{20}$  i  $\text{Ne}^{22}$ , čija je obilnost 9 : 1 i slala se sa odnosom intensiteta spektralnih linija. Ova interpretacija je potvrđena isdvajanjem izotopa (Herts). Isdvojeni izotopi pokazuju samo jednu ili drugu komponentu u dubletu. Sa povećanjem atenskih brojeva elemenata izotopski efekt se smanjuje, jer kretanje jona, koje se unosi u režumu, postaje manje snađajno. Međutim i posred tega izotopski efekt je primoran i kod atoma sa vrlo visokim atenskim brojem i istog reda veličine je kao i hiperfine cepljanje usled uticaja nuklearnog spina. Kako se smanjuje izotopski efekt sa povećanjem mase jona može se uočiti ako diferencirane su (3.4):

gde je  $\Delta\tilde{v}$  - promena talasnog broja,  $\tilde{v}$  - talasni broj koji odgovara datom elektronskom prelazu,  $m_e$  - masa elektrona,  $\bar{N}$  - srednja mase jonske i  $\Delta N$  - odstupanje od srednje mase jonske za pojedini isotop. Vidimo da se vrednost isotopskog efekta smanjuje sa kvadratom mase jonske, tako da je to smanjenje vrlo veliko za jonske sa velikom masom. Ova relacija može dobro da se koristi jedino za izračunavanje isotopskog efekta kod atoma vodonikovog tipa.

Kao primer isotopskog efekta kod atoma sa velikim nasonim brojem dat je na sl. 16 isotopski efekt kod Zn na liniju od  $6215 \text{ \AA}$ . Vidimo da se javljaju 3 komponente, koje odgovaraju isotopima  $\text{Zn}^{64}$ ,  $\text{Zn}^{66}$  i  $\text{Zn}^{68}$ . Linije ovih isotopa leže na međusobno okvidistentnim rastojanjima u redu kao i njihove mase. Iz njihovih intensiteta, dатих višeslova vertikalnih linijsa na slici, može se izračunati isotopski saстав prirodnog smeđe cinka (Zn).

Basilikovanje isotopskog efekta od hiperfine strukture usled delovanja spina jeosgra (magnetske hiperfine strukture) dosta je teško. Za ovu ovazu bitan je intenzitet linijskih komponenti. Rešenje je uvek nesiguro ako je moguće rešiti Zeemanov efekt. Za čiste isotopski efekti



svaka od komponenti može pokazati Zora nov efekt, te tako možemo znati da li je linija nastala usled isotopskog efe kta ili nije.

Objašnjenje isotopskog efekta sa to-  
že atome nije isto, što je već ređe  
no, sa objašnjenja sa atom vodonika,  
jer se ne može dati preko procene li-

Ubergovo konstante. Talasno mehanička procena pokazuje da se sa lekšće atone ( Li, Be,... ) objašnjenje može dati na bazi rasličitih maza jenogra. Za teže atone efekat je izražen i u promeni redij maza jenogra sa proučenom mase. Schäfer i Schmidt našli su u slučaju samarijuma ( Sm ) da tri ista isotopa Sm<sup>150</sup>, Sm<sup>152</sup>, Sm<sup>154</sup> ne daju ekvidistantne linije, kao što je to slučaj sa isotopima cinka ( Zn ) i praktično svih ostalih elemenata. Razdvajanje Sm<sup>150</sup> i Sm<sup>152</sup> poslije ite je od razdvajanja sa Sm<sup>152</sup> i Sm<sup>154</sup>. Ovo se tunski promenom sa dijusem jenogra sa proučenom mase jenogra, što je sasiva fundamentalna proučava u Izgradnji jenogra.

### **3.2. *Nectria hyperfia*, structure.**

Beck i Goudonit su dalii interpretaciju hiperfine strukture spektralnih linija polazeci od sprege nomenata impulsa jesgra i elektrona i energije interakcije magnetnog momenta jesgra i magnetnog polja nastalog usled orbitalnog kretanja elektrona i postojanja spin elektrona. Magnetna hiperfine struktura javlja se samo kod onih atoma čija jesgra poseduju spin različit od nule, a time i magnetni moment. Da bi se dođlo do valjanog objašnjenja pojave hiperfine strukture mora se predpostaviti da u atomu dolazi do sprege izmedju totalnog momenta impulsa elektrona  $\vec{J}$  i totalnog momenta impulsa jesgra  $\vec{I}$ .

### c) Spazio-potenziale impulso-elettrone A. Istruz.

Videli smo u odjeljima 1.5. i 2.1. kako se obrazuju totalni momenti impulsa elektrona i jonega. Ukoliko aton poseduje oba ova momenta  $\vec{J}$  i  $\vec{I}$ , izmedju njih dolazi do sprege. Spreluči se momenti impulsa  $\vec{J}$  i  $\vec{I}$  daju ukupni moment impulsa sistema  $\vec{J}$  prema relaciji:

Podpis od 7 načinu po polaznici

$$|P| = \sqrt{D(D+1)} \quad \text{.....(3.9)}$$

zde lze zadat hodnoty metri sledovací výkonnosti:

$$T_{\alpha} T_{\beta} T_{\gamma} T_{\delta} T_{\epsilon} T_{\zeta} = 1, T_{\alpha} T_{\beta} T_{\gamma} T_{\delta} = 2, \dots, T_{\alpha} = 3 \quad \text{as } \alpha \geq \beta \geq \gamma \geq \delta \geq \epsilon \geq \zeta \quad (3.10)$$

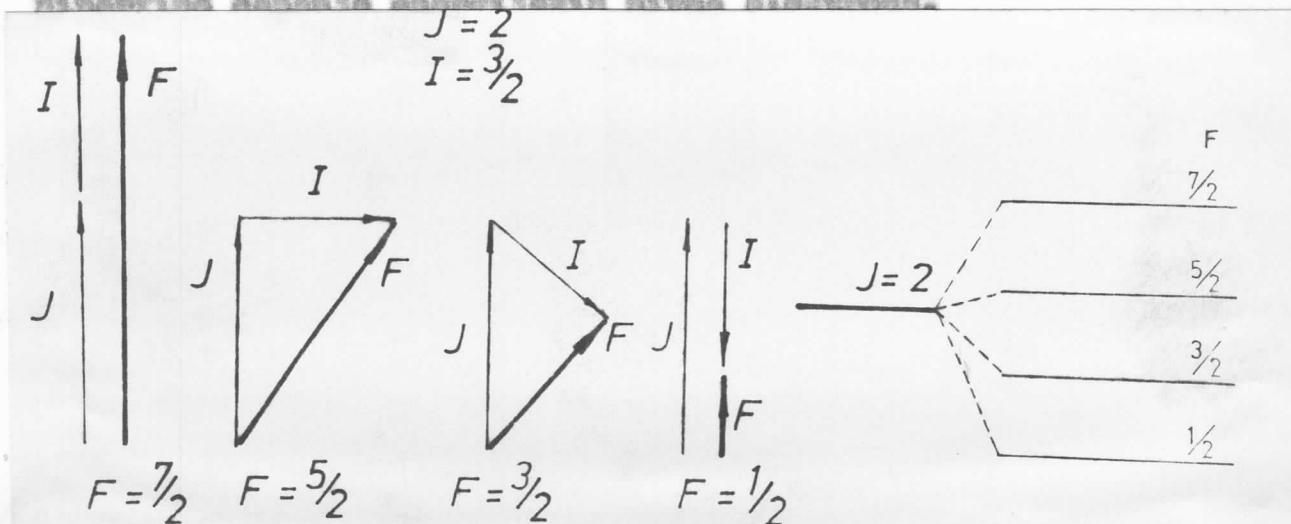
Projekcija momenta impulsa na privilegovani pravac = s jedinicom

gde kvantni broj  $n$ , uzimaju sledeće vrednosti:

Šesnaestoučetková je vektorová modelová sústava na obrazovke.

Zapis da operacijske nivoce karakteriše kvantni broj  $J$ . Zbog itic

aja spina jocgra i dolazi do cepanja energijeskih nivoa karakterističnih sa  $\delta$  na nekoliko podnivoa, koji su sada karakterisani kvantom brojevima  $F$ . Snadi, za jednu vrednost  $\delta$  imaju sada nekoliko nivoa sa realitetskim vrednostima  $F$  i različitim energijama. To je taj, klasificiranje nivoa sa različitim nivou vrednostima.



sl. 17

na sklovi viseće se se naročavaju način na kojem, pod uticajem op-  
tice jasnega 1e3/2, copa na 4 podnivea sa inventari brojedinama  $T=1/2$ ,  
 $3/2, 5/2, 7/2$ . Tačko da vilo namene jednu energiju, koja odgovara niv-  
ou  $\Delta=2$ , uči 4 različite energije vrlo bliske energije nivoa  $\Delta=2$ .

⑤) *Julia latifrons* (Fig. 1)

Usled interakcije sončnata impulsa  $J$  i  $I$  dolazi do povećanja (ceponja) energijakih nivoa karakterisanih sa  $J$ . To znači da dođe do korekcije energije  $E_0$  usled nastale interakcije sa tu energiju interakcije  $\Delta E_0$ . Ova energija interakcije ima oblik:

gde je  $A'$  konstanta sa nivo  $J$ . Ova energija nastaje usled interakcije nuklearnog magnetskog momenta:

$$\dots \rightarrow b_1 = b_2 \rightarrow b_3 \dots \quad (3.15)$$

se magnetni poljen  $B_0$ , koje je paralelno  $\vec{s}$ . Polje u jastru je posljedica magnetskog polja nastalog od orbitalnih momenata elektrona i magnetskog polja nastalog od spinovih magnetskih momenata elektrona. Ta se energija interakcije može počinjati kroz:

Kako je  $B_0$  proporcionalno sa  $J$ , može se pustiti da je njegova vrednost na mestu jasna:  $\rightarrow B_0 \rightarrow$  (5.12)

#### **Table 4: A comparison between Jeager**

$$\vec{r} = \frac{1}{2} \vec{z} \quad \dots \quad (3.10)$$

Zamenjujući ovo u relaciju (3.16) dobijamo:

Evidenčná hodnota výnosu na  $\cos(\beta_1)$  môže sa dostať do jednačky (3.8):

$$\vec{J} \cdot \vec{I} = J I \cos(\theta, \vec{I}) = \frac{1}{2}(r^2 - d^2 - I^2) \quad \dots \dots \dots (3.20)$$

Koristeći se jednačinama (1.42), (2.6) i (3.9) dobijeno da je:

$$\vec{J} \cdot \vec{I} = \frac{1}{2} [ J(J+1) - J(J+1) - I(I+1) ] = \frac{0}{2} \quad \dots \dots \dots (3.21)$$

Zamenimo ovo u relaciju (3.19) i dobijamo da je energija interaci

303

$$\Delta E_0 = -\frac{e^2 \epsilon_0}{4\pi} [ \alpha(\alpha+1) - \beta(\beta+1) - \gamma(\gamma+1) ] = -\frac{A' G}{2} \quad \dots \dots (3.23)$$

a snak A\* je određen međusobnom orijentacijom  $S_0$  i  $J$ . Kada je orijentacija suprotna snak je negativan i obratno. Faktor A\* nesiva se faktore  $e$  i on pokazuje koliko se multipliciteti hiperfine strukture međusobno razlikuju. U prilogu br.3 data su dva slučaja hiperfinog copanja energijskih nivoa i to sa  $J=1/2$  i  $I=1/2$ ; i sa  $J=3/2$  i  $I=3/2$ . Na osnovu relacijs (3.23) vidimo da se nivo  $J=1/2$  copa na dva podnivoa sa  $P=1$  i  $P=0$ , a nivo  $J=3/2$  na četiri podnivoa sa  $P=1, 2, 3, 4$ .

Da bi se mogla izračunati vrednost interakcije nuklearnog magnete-  
tnog momenta i polja  $B_0$ , pod pretpostavkom da su poznati  $J$  i  $I$ , mo-  
gaće se sačeti vrednost polja  $B_0$ . Ona se može doista jednostavno izrač-  
unati u slučaju kada se u  $\sigma$ -stanju naleti samo jedan elektron isv-  
en zatvorenog sloja (slučaj alkalnih metala). Vrednost magnetskog  
polja u ovom slučaju je:

gde je  $\psi(z)$  talasna funkcija dobijena rešenjem Šredingerove jednacine. Uz izveštne aproksimacije Kopferman je izračunao ovu funkciju i dobio:

gde je  $a$  - dato jednačinom (1.76),  $S$  - redni broj jeogra,  $s$  - stepen ionizacije atoma, a  $n_{\text{eff}}$  - je efektivni kvantni broj. U tabeli br. 5 date su vrednosti polja  $B_0$  za neke atome u osnovnom i P stanju.

Videli smo da se u nekim slučajevima  $\lambda_0$  može izračunati ako je posmatrani faktor cijepanja  $\lambda_f$  pod uslovom da je i dato množicu  $\lambda_0$ , isto tako, izračunati i  $\lambda_f$ .

tabela br. 5

atom	$^2S_{1/2}$	$B_0(G) \cdot 10^5$	n	$B_0(G) \cdot 10^4$	$B_0(G) \cdot 10^4$
H	1	1,74		$^2P_{1/2}$	$^2P_{3/2}$
Li	2	1			
Na	3	4,4	3	4,2	2,5
K	4	6,3	4	7,9	4,6
Rb	5	13	5	16	8,6
Cs	6	21	6	28	13

Dvojni, jaki intervali dva termi hiperfine strukture dati su kao:

Ova jednačina je pravilo intervala, pomoću koga se može odrediti I ako je poznato j.

### 3.3. Izračunavanje konstante coponije hiperfine strukture $A'$ .

Resultati u delu 3.2. dobijeni su sa pretpostavke da je pojavljaju u jasnu nastalu od atonskih elektrona. Kvantitativna analiza te potvrđuje i dozvoljava takvo uopštavanje, koje omogućuje da se  $A'$  može izraziti preko osnovnih konstanti. Proračuni za  $A'$  su vrlo komplikovani, pa će ovde biti data samo opšta diskusija. Dobijanje parametra  $A'$  zahteva da se preuze realistični uslovi raspodele energije  $\Delta E_0$ , koja zavisi od raznih fizičkih efekata. Ređeno je u deljku 3.2. da je energija  $\Delta E_0$  posledica interakcije magnetskog momenta jasgra sa magnetskim poljem  $B_0$ , nastalim usled orbitalnog kretanja elektrona i postojanja spinskog magnetskog momenta elektrona. Sada ćemo posebno razmatrati svaki od tih slučajeva, koji dovode do ukupne energije interakcije  $\Delta E_0$ .

a) Intenzitet magnetskog momenta jednoga i orbitalnog momenta elektrona.

Magnetski moment jedra  $\vec{m}_1$  stvara u takmi  $M$  u prostoru, na za-  
stojanju  $\vec{r}$  vektorski potencijal  $A$ , koji je jednak:

Ovaj potencijal stvara dodatnu energiju, koja se može izračunati uvedenjem gustine  $\rho$  u svakoj telki prekora. Koristeći klasični elektromagnetski zolleno izračunati energiju  $V_2$  posudu sa preinakog intervala:

$$v_1 = - \iiint \frac{\vec{u}_0 \cdot \vec{u}_1 (\vec{r} \times \vec{j})}{4\pi\epsilon r^3} dv = - \frac{1}{4\pi\epsilon} \vec{u}_0 \iiint \frac{\vec{u}_1 \times \vec{r}}{r^3} \cdot \vec{j} dv \quad \dots (3.29)$$

Uvodeći pronaljivu dg u težki M, koja je ekstremna vrednost vektora  $\vec{F}_i$ , i kretanje sa brzinom  $\vec{v}$ , dobijeno:

$$v_1 = -\frac{e_0}{4\pi\varepsilon} \iiint \frac{\vec{e}_1(\vec{r} \times \vec{d})}{r^2} dv = -\frac{e_0}{4\pi\varepsilon} \vec{e}_1 \iiint \frac{\vec{r} \times \vec{d}}{r^2} dv \quad \dots \dots (3.30)$$

Kako je orbitalni moment impuls  $\vec{I}_{\text{orb}} = \vec{r} \times \vec{p}$  konstanta kretanja mole se investi ispred znaka integrala. Uvedeći Borov magneten i orbitalni moment maren u jedinice možemo pišuti da je:

( Negativan snak se gubi kada se uvede q= -e i Borev magnetna)

Na kraju, posle uvođenja nuklearnog spin-a, dobijamo da je:

Prethodni rezultat se lako može dobiti uvedeći u tačku B promenu  $q_0 = -\theta$ , koja opisuje klasičnu putanju sa brzinom  $v_0$ . Tada je polje u jesenju:

$$\vec{B}_0 = \frac{\mu_0}{4\pi\varepsilon} qv \times \left(-\frac{\vec{r}}{r^3}\right) = \frac{\mu_0 q}{4\pi\varepsilon} \frac{\vec{r}}{r^3} B_0 v \times \vec{r} = \frac{\vec{r} \times \vec{r}}{4\pi\varepsilon r^3} \quad \dots\dots(3.54)$$

( E do uicerono in Jeogra prena proneni q )

$$\vec{B}_0 = \frac{\mu_0 \vec{q}}{4\pi \epsilon_0} \left\langle \frac{1}{r^2} \right\rangle \vec{z} = - \frac{\mu_0}{4\pi \epsilon_0} 2 \vec{q} \left\langle \frac{1}{r^2} \right\rangle \vec{z} \quad \dots \dots \dots (3.55)$$

po je energija interakcije:

.....(5-36)

b) Interpretasi puklesan posisi magnetik sepanjang L arahnya elektron.

Buklearni magnetni moment  $\vec{\mu}_z$  i elektronski spinski magnetni moment  $\vec{\mu}_s$  suzraju se magnetnim dipolima uočenim na nivou  $E$ . Koristeći jednačine klasičnog elektromagnetizma, energija interakcije može se pisati kao:

$$v_2 = \frac{v_0}{\pi} \left[ \frac{\vec{u}_1 \cdot \vec{u}_2}{r^2} - \frac{3(\vec{u}_1 \cdot \vec{r})(\vec{u}_2 \cdot \vec{r})}{r^3} \right] \quad \dots \dots \dots \quad (3.57)$$

gdje je  $r$  - radijus vektora koji razdvaja ova dva neona.

Pored ovih interakcija na vrednost energije  $\Delta E_0$ , a time i bune auto hiperfinog očepanja  $A'$  utiču još neke korekcije i to: polarizacija

čija unutrašnjih elektronskih ljudski, relativistički efekti i suprotni efekti.

c) Polarizacija unutrašnjih ljudski.

Za više elektronske atome resultante elektronskih spinova ne seće se smatrati apsolutnim nulom, što utiče na promenu elektronskih stanja. Statistički gledano, svaki spin ima neznatnu tendenciju da se postavi paralelno spinovima valentnih elektrona, precesirajući oko polja  $B_0$ , pa je, prema tome, potrebno iznati u vidu ove magnetne polarizacije (magnetizaciju) unutrašnjih ljudski. Korekcija za  $\Delta E_0$  može biti dosta dosta velika, kao što je to slučaj kod atoma Li gde iznosi 30%.

d) Relativistički efekti.

Ovi efekti petaju značajni za atome sa visokim atomskim brojem  $z = Z$ . Kao rezultat velikog elektrostatičkog nadelektrisanja jedra brzina elektrona je velika u blizini jedra ( $v \rightarrow c$ ) i relativističke korekcije su neophodne. Ove korekcije mogu iskoristiti rezultate za  $\Delta E_0$  za teške atome, sa nivou sa malim vrednostima  $J$ , sa faktor drugog reda.

e) Hiperfini efekti.

Zaduži da je veličina protona reda 1/40.000 dela radijusa prve Borove orbite vodonikovog atoma, dimenzije jedra teškog atoma mogu biti reda 1/5000 dela glavnog radijusa trajektorije njegovog valentnog elektrona. U tačnijim preračunima ne može se, zato, smatrati da tačna aproksimacija jedra u tačku. Ovo značajno utiče na dodatnu korekciju energije interakcije  $\Delta E_0$ .

Uzimajući sve ovo u obzir, sa faktor cjenjanja hiperfine strukture dobija se dosta jednostavan izraz u slučaju s-orbita (vodonikov tip atoma):

$$\Delta' = \frac{e^2}{4\pi} 2g_1 \mu_B^2 \frac{R^3}{a^3 n^3 (1 + 1/2)(J + 1)} \quad \dots \dots \dots (3.33)$$

3.4. Korekcije koje utiču na elektrostatičku energiju interakcije između jedra i elektrona.

Hiperfine cjenjanje, izraženo u jedinicama frekvencije, iznosi daju nivoa sa isto  $J$  je obično reda veličine  $10^9$  Hz. Kako je frekvenca spektralnih linija približnog reda veličine  $10^{14}$  Hz, pojava hiperfine strukture se zato javlja kao mala korekcija energije sa relativnim redom veličine  $10^{-5}$ . Za uočavanje takvih promena potrebno je izučavati atom vrlo detaljno. Narodiće je potrebno uzeti u obzir da jedra nije tačka (odnos njegove dimenzije i elektronske orbite je

reda  $10^{-5} - 10^{-4}$ ). To ima veliki uticaj na raspodelu nadelektrisanja u jesaru, pa je sato korisno preučiti električne momente jesara i njihov uticaj na energijska stanja elektrona. Od svih multipolnih električnih momenta, koji mogu da se javi, najznačajniju ulogu u pojavu hiperfine strukture igra kvadrupolni električni moment jesara (odjeljak 2.4.), koji dovodi do korekcije  $F$  - nivea.

**3.5. Korakoj je energetico usled postojanja kvadrupelne sonante.**

Kako, vrlo često, raspodela naselektrisanja u jonaču nije sferno-simetrična dolazi do pojava multipolnih menjanata jonača. Zbog toga se mora useti u interakciji naselektrisanja jonača ( $q_2$ ) i elektrona ( $q_1$ ):

Na osnovu objašnjenja datog u odjeljku 2.4. kvantno-mekanički dipolni moment jona negra ne postoji, tako da se u obzir uzima samo interakcija kvadrupolnog električnog momenta jona negra sa gradijentom električnog polja, kojeg stvaraju elektroni is elektroenskog omotača atoma.

Predpostavimo da jesgre ima neosfernosimetričnu raspodelu naceljektrisanja u okolini OZ - ose, definisaniu ponašu pravega momenta impulsa jesgra  $\vec{I}$ . Raspodela elektrona definisana je u okolini Os - ose ponašu pravega totalnog momenta impulsa  $\vec{J}$ . Gradient električnog polja može se definisati kao jedna komponenta:

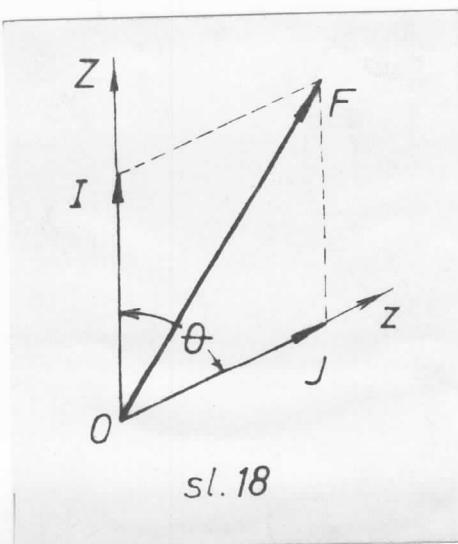
Koristeći parametar  $Q$  - kvadrupolni moment jedra, dodatna energija  $\Delta E_Q$ , koja proisilazi iz kvadrupolne interakcije će biti:

$$\Delta E_1 = \frac{e^2 \phi}{4\pi} \left( \frac{3}{2} \cos^2 \theta - \frac{1}{2} \right) \quad \dots \dots \dots (13.41)$$

gde je  $\Theta$  - ugao između OS - i Oz - ose, tj. između J i I (sl. 18).  
 $\phi_{zz}$  zavisi od nivoa na kome se posmatra interakcija i odgovara da tej konfiguraciji i dotoj vrednosti J, sa koji će se definisati kva grupna konstanta interakcije:

Za hiperfine podnivee sa datim kvantnim brojevima  $J$  i  $I$  neophodna je sbroj toga korekcijske energije:

Kvantno-ehanička vrednost  $\cos\theta$  dobijena je vektorskog modela (3.8)



$$\text{Ans: } \cos\theta = \frac{I(I+1) - J(J+1) - L(L+1)}{2 \sqrt{I(I+1)(J+1)J}} \quad \dots\dots\dots(3.44)$$

Ukoliko bi (3.44) sasocili u (3.45) ne bi dobili tačan rezultat. Ispravan rezultat je dobio Kacimir koristeći se kvantnom mehanikom, i on je:

$$\Delta E_Q = \frac{n_+^3/2 + c(g+1) - 2I(I+1)J(J+1)}{I(2I-1)J(2J-1)} \quad \dots (3.45)$$

gde je  $G$  date relacijen (3.22). Znači, relacija (3.49) daje popravku energije uvedi kva

drupolne interakcije. U prilogu br.3 data je magnetna hiperfina struktura i konstrukcija kvadrupolne interakcije za  $J=1$  i  $I=5/2$ . Vidimo da svaki podnivo karakterisan sa  $P$  tripti konstrukciju uveden kvadrupolne interakcije. Ta konstrukcija će se ogledati u činjenici da spektralne linije koje odgovaraju prelazima sa određenih  $P$  neće imati očekivane vrednosti talasne dužine, već će doći do izvesnih malih odstupanja. Na slike se vidi da je popravka kvadrupolne interakcije, saglasno (3.49), sa  $I=5/2$  jednaka  $+3/4$ ; sa  $I=3/2$  jednaka  $-3$ ; a sa  $I=1/2$  jednaka  $+3/4$ .

Značajno je napomenuti da jenzgra bez nuklearnog spin-a sa spinom jednakim  $I=1/2$  imaju sfernu simetriju, pa prema tome i kvadrupolni moment jednak nuli, tj.  $i \Delta E_0 = 0$ .

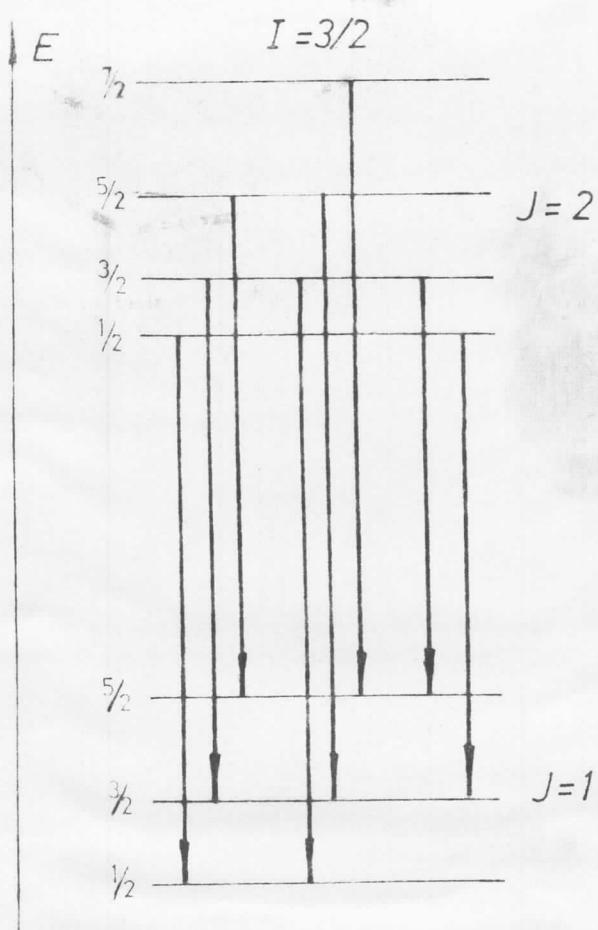
### 2.6. Ultrafina struktura neutrálnih linija.

Videli smo u predhodnja odjeljčina da će energijski nivoi elektrona usled dejstva nuklearnog spina i ostalih efekata copaju na nekoliko podnivoa sa energijom većom ili manjom od energije  $E_0$  (u zavisnosti od vrednosti kvantnih brojeva  $J$  i  $I$ ). To copanje energijskih nivoa elektrona ima za posledicu pojavu copanja spektralnih linija emisionih spektara atoma, tj. pojavu hiperfine strukture spektralnih linija emisionih spektara atoma.

Znano iz odjeljka 1.7. da za emisione električne dipolne struje vali strogo previle isbara  $\Delta J=0, \pm 1$ ; odnosno  $\Delta L=\pm 1$ ; odnosno  $\Delta S=0$ . Međutim, sad posle usimanja u obzir spina jedra I i njegove interakcije sa totalnim momenom impulsa elektrona  $J$ , za elektronske prelase vali još jedno strogo previle isbara i to:

е тин да је преда  $P_1=0$  на  $P_2=0$  строго забранjen првијен избор.

Znati, elektronski prelasi se nude vrlo blisko J - nivoa, sa odgo varajuća  $J_s$ , i elektromagnetsko zrađenje, koje odgovara tis prelaska. Ime različite talasne duline u zavisnosti od vrednosti energije J - nivoa; ali vrlo bliske talasnoj dulini koja odgovara datom  $J = J_s$  prelazu, tj. talasnoj dulini koja odgovara energiji  $E_s$ . Kako je razlike energijekih nivoa elektrona preko faktora  $e^{\alpha}$  karakteristično za da te  $J_s$ , te veličina razlike one energijekih nivoa, a time i spek tralnih linijsa, zavisi od vel ičine kvantnog broja  $J_s$ , ne je to  $I_s$ .



Na sl.19 dati su hiperfini elektronski prelasi sa  $J=2$  na  $J=1$  sa  $I=3/2$ . Vidimo da se nivo  $J=2$  soga na 4 podnivosa sa  $F=7/2, 5/2, 3/2, 1/2$ , a nivo  $J=1$  na 3 podnivosa sa  $F=5/2, 3/2, 1/2$ . Kako su mogući prelasi samo oni koji zadovoljavaju pravilo iz bora ( $\Delta F=0$ ) te sa  $\Delta F=0$  imaju 3 komponente, sa  $\Delta F=1$  imaju 3 komponente i sa  $\Delta F=-1$  imaju 2 komponente. Tako da pri ovim

prelascima dobijamo 6 komponenti hiperfine strukture spektralne lin ije koja odgovara prelazu sa  $J=2$  na  $J=1$ . Ostigledno je da će broj hiperfinih komponenti spektralne linije zavisiti od vrednosti kvantnih brojeva  $J_s$ , sa isto  $I_s$ . Što je  $J$  veće to će biti veći i broj komponenti hiperfine strukture spektralne linije.

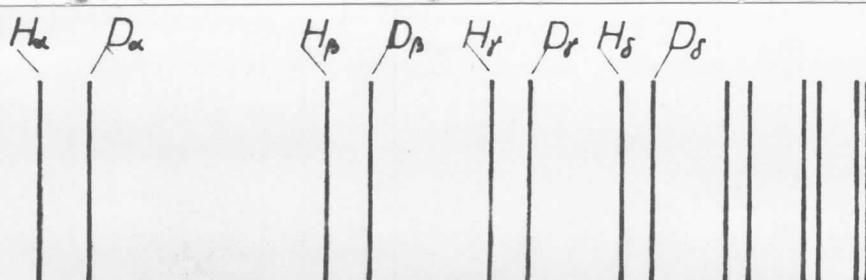
#### 3.7. Razinari hiperfine strukture spektralnih liniija.

Spektralne linije emisionih spektara atoma Širo jezgre poseduju spin različit od nula poscopane su na više hiperfinih komponenti, čiji je broj zavisan od  $J$  i  $I_s$ . Pored komponenti magnetske hiperfine strukture javljaju se i komponente usled isotopskog efekta, čiji broj zavisi od broja isotopa u prirodnoj snelli isotopa, a intenzitet od percentnog sastava isotopa u snedi. Kao primere ova uticaja na pojavu hiperfine strukture daju se hiperfine strukture spektralnih liniija:

- a) Balmerove serije atoma vodonika (isotopski efekt) - sl.20
- b) Bi I - 4122 Å (magnetna hiperfina struktura) - sl.21
- c) Bi II - 5270 Å (magnetna hiperfina struktura) - sl.22
- d) Pr II - 4582 Å (magnetna hiperfina struktura) - sl.23
- e) Hg - 2537 Å (magnetna hiperfina struktura i isotopski efekt) - sl.24

**a) Hiperfina struktura linija Balmerove serije atoma vodonika.**

Pošto je isotopska obilnost  $H_1^1$  i  $H_1^2(D)$  u odnosu 5000:1 te je u prirodnjoj mnoštvi  $H_1^1$  i  $H_1^2$  skoro nemožuće zapaziti isotopski efekt (intensitet komponenti deuterijuma je vrlo mal). Da bi se zapazile komponente isotropskog efekta kod vodonika smatruju se njegove spektarne linije sa lampama obogaćenim isotopom  $H_1^2$  (odnos  $H_1^1$  prema  $H_1^2$  se uzima da je 1 : 2 da bi komponente bili istog intensiteta).



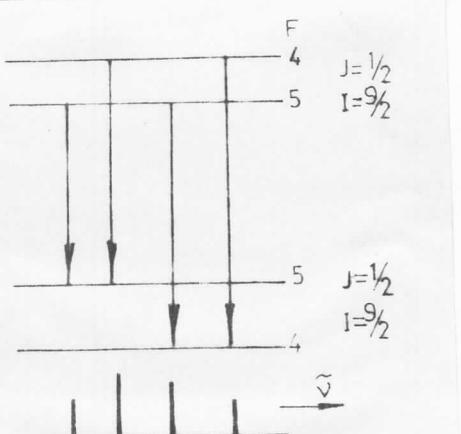
sl. 20

Na sl.20 se vidi da se u svaku komponentu Balmerove serije vodonikovog atoma nalazi po jedna komponenta deuterijuma. Njihovo raspolaganje je, redom,  $H_1^2 - H_1^1 = -1,785(\alpha), -1,550(\beta), -1,181(\gamma), -1,110(\delta)$  angstroma.

**b) Hiperfina struktura linije Bi I - 4122 Å.**

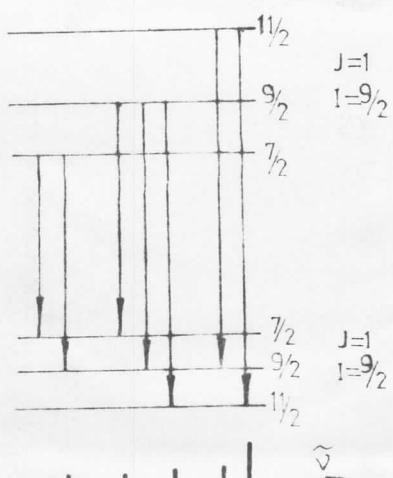
Ova linija nastaje pri prelazu  $J=1/2$  na  $J=1/2$  ( $\Delta J=0$ ). Kako

je za  $Bi\;I=9/2$  polazni nivo prelaza se, prema (3.18), cepta na dva podnivea sa  $F=4,5$ ; a krajnji tekuće na dva podnivea su  $F=5,4$ . Na osnovu pravila izbora (3.46) vidimo da se javljaju 4 hiperfine komponente, čiji su relativni intensiteti dati na donjem dijagramu sl.21.



sl. 21

### c) Hiperfina struktura linije R1 II = 5270 Å.



sl. 22

Ova linija nastaje pri prelazu sa  $J=1$  na  $J=1$  ( $\Delta J=0$ ). Spin je jenogra je  $I=9/2$ , tako da se početni nivo prelaza copa na tri podnivea sa kvantnim brojevima:

$$F = 11/2, 9/2, 7/2$$

a krajnji nivo prelaza, takođe, na tri podnivea sa kvantnim brojevima:

$$F = 7/2, 5/2, 3/2$$

Pri tome pravilu izbora (3.46) imamo sedam prelaza, a time i sedam komponenti magnetne hiperfine strukture za ovu liniju. Relativni intensiteti ovih komponenti dati su na donjem dijagramu sl.22.

### d) Hiperfina struktura linije Pz II = 4382 Å.

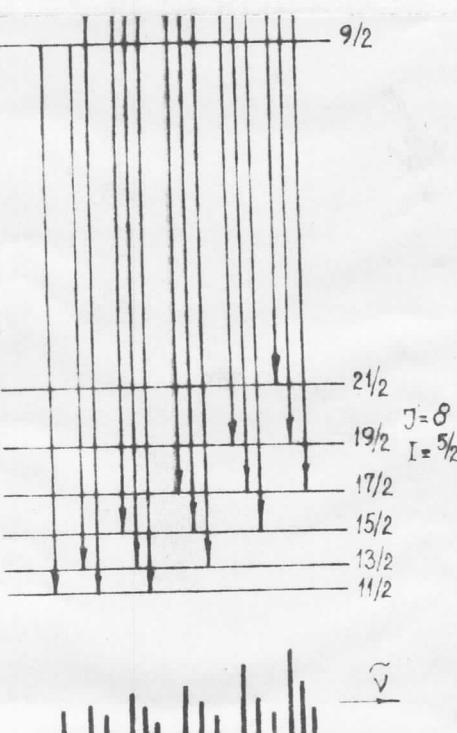
Ova linija nastaje pri prelazu sa  $J=7$  na  $J=8$  ( $\Delta J=1$ ). Spin jenogra preseodina (Pz) imao je  $I=5/2$ . Pod uticajem spina jenogra početni nivo ( $J=7$ ) se, prema (3.11) copa na šest podnivea sa kvantnim brojevima:

$$F = 19/2, 17/2, 15/2, 13/2, 11/2, 9/2$$

a krajnji nivo, takođe, na šest podnivea sa kvantnim brojevima:

$$F = 21/2, 19/2, 17/2, 15/2, 13/2, 11/2$$

Saglasno pravilu izbora (3.46) elektronski prelazi daju 15 komponenti hiperfine strukture (magnetne hiperfine strukture). Relativni intensiteti ovih komponenti dati su na donjem dijagramu sl.23.



sl. 23

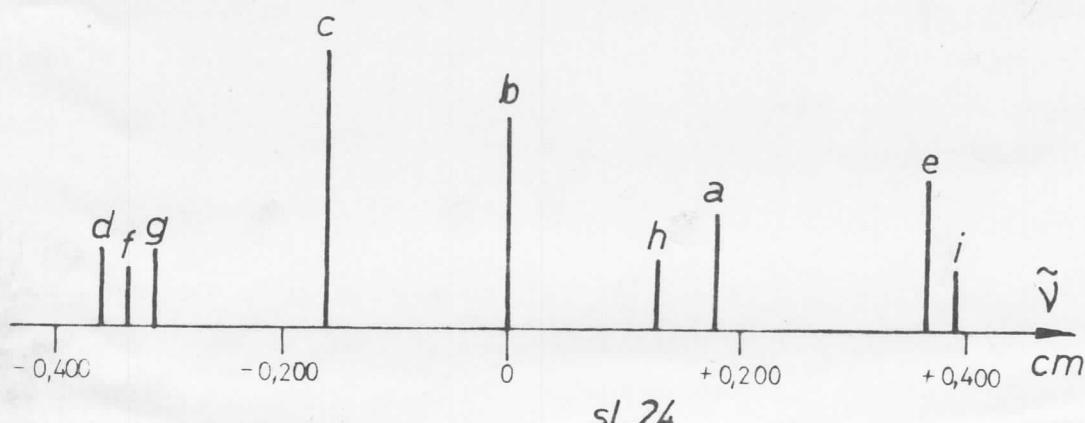
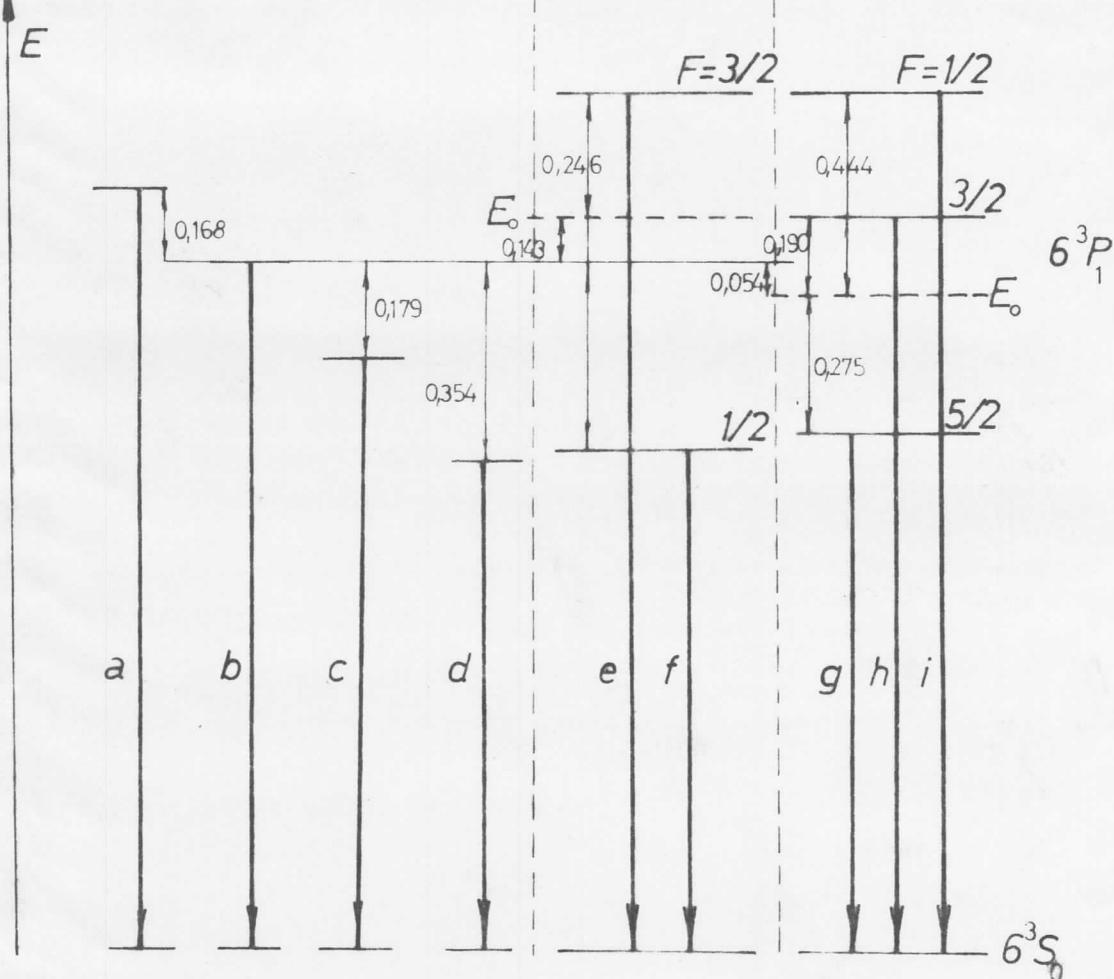
Interesantno je napomenuti da kod ove linije vidi se inverzna simetrija među komponentama hiperfine strukture. Gledajući s desna na levo komponente se redaju tako da prvo dolazi jedna slabijeg intensiteta pa onda jedna nešto intenzivnija, a onda najintenzivnija komponenta, i tako redom.

Na dijagramu relativnih intensiteta vidimo da najintenzivnije komponente odgovaraju prelazu sa isbor  $\Delta F = 1$ , one manje intenzivne sa  $\Delta F = 0$ , a one najslabijeg intensiteta sa  $\Delta F = -1$ .

e) Hiperfinija struktura linije  $\text{Hg} = 2537 \text{ \AA}$

Resonantna linijska živa  $\text{Hg} = 2537 \text{ \AA}$  nastaje pri prelazu sa  $J=1$  na  $J=0$  ( $6^3P_1 \rightarrow 6^1S_0$ ) (sl.24).

198	200	202	204	199	201
$I=0$	$I=0$	$I=0$	$I=0$	$I=1/2$	$I=3/2$



sl. 24

Kod ove linije možemo posmatrati i magnetnu hiperfinu strukturu i isotopski efekat. Ima ih sedam isotopa i to:  $Hg^{196}$ ,  $Hg^{198}$ ,  $Hg^{199}$ ,  $Hg^{200}$ ,  $Hg^{201}$ ,  $Hg^{202}$  i  $Hg^{204}$ . Svi isotopi imaju spin  $Hg^{199}$  i  $Hg^{201}$  i slijaju spin jeogra  $I=0$ , tako da oni isosivaju samo isotopski efekt kod spektralnih linija. Na sl.24 komponente hiperfine strukture a, b, c, d su nastale usled isotopskog efekta. Za referentnu liniju u odnosu na koju su prikazane sve ostale komponente hiperfine strukture učeta je linija b, koja odgovara datom prelazu za  $Hg^{200}$ .

Ostale komponente hiperfine strukture predstavljaju magnetnu hiperfinu strukturu. Tim komponentama odgovaraju prelazi:

na $6^3P_1$	na $6^3S_0$	komponenta	
$F=3/2$	-	e	$I=1/2(Hg^{199})$
$F=1/2$	-	f	
$F=5/2$	-	g	
$F=3/2$	-	h	$I=3/2(Hg^{201})$
$F=1/2$	-	i	

Osnovno stanje  $6^3S_0$  nije pocepcano.

Relativni intensiteti komponenti hiperfine strukture su dati na donjem dijagramu sl.24.

### 3.8. Određivanje spina jeogra preko hiperfine strukture spektralnih linija.

Pored toga što su se na objašnjenju hiperfine strukture preverili zakoni i principi kvantne mehanike, isuđavanje između hiperfine strukture ima veliki značaj pri određivanju spina jeogra, što je od velike važnosti u nuklearnoj fizici.

Spin jeogra atoma može se odrediti iz hiperfine strukture spektralnih linija na više načina, što je u sevisnosti od odnosa kvantnih brojeva  $J$  i  $I$ .

a) Ukoliko je  $J \geq I$  i ako je energija spresanja različita od nule, elektronski term kojem odgovara kvantni broj  $J$  ceo se na  $2I+1$  komponentu. Ako je poznato  $J$ , spin jeogra može se odrediti preotinju obrojavanjem komponenti hiperfine strukture. Napr. ako je  $J=1$  i ima 2 komponente hiperfine strukture, onda je:

$$2J + 1 = 2$$

pa je:

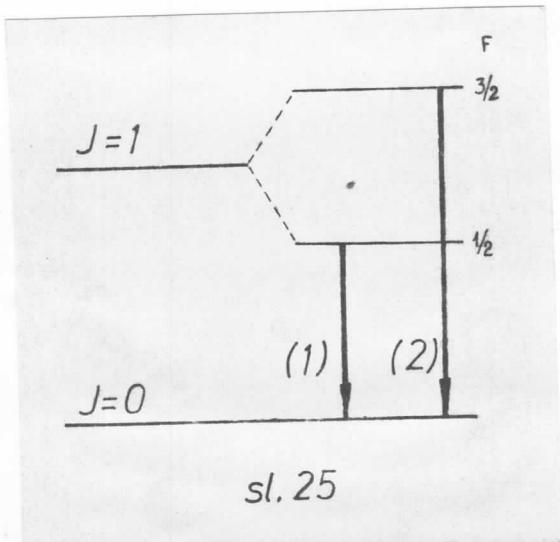
$$I = 1/2$$

b) U odustvu spoljnog polja svako stanje definisano kvantnim brojem  $J$  degenerisano je  $2J+1$  puta. Relativni intensiteti hiperfine

strukture dati su odnosen statističkih težina ( $2F+1$ ) sa one nivoje koji učestvuju u prelaskima:

$$(2F_1+1) : (2F_2+1) : (2F_3+1) : \dots : (2F_n+1) \quad (3.47)$$

Ovo pravilo se primenjuje sa određivanje spina jesgra ukoliko je



се и правиле интервала (3.27) за одређивање I ако се са  $\delta$ .

Pored ove prisutnosti hiperfine strukture, sa astronomiju je znajuće doprinosanje nivoa  $^2S_{1/2}$  osnovnog stanja vodonika ( $I=J=1/2$  i  $F=0,1$ ) što je izvor "galaktičkog" srađenja od 21 cm, koje daje mnoge podatke o sveniru. Isto tako za jedinicu vremena u međunarodnom sistemu jedinica (SI) je useto ("atomska sekunda") vreme potrebno da elektromagnetsko srađenje isvrši 9 192 613 770 oscilacija pri prelazu sa  $F=4$  i  $m_F=0$  na  $F=3$  i  $m_F=0$  hiperfinog stanja 6  $^2S_{1/2}$  atoma cesija  $^{133}\text{Cs}$ .

## **EXPERIMENTAL**

#### 4. Hiperfina struktura spektralnih linija žive.

U eksperimentalnom delu ovog rada snimana je hiperfina struktura spektralnih linija emisionog spektra žive ( $Hg$ ). Snimanje je vrđeno sa spektralne linije talasnih duljina:

$$\lambda = 2936,93 \text{ } \text{\AA}$$

$$\lambda = 4358,96 \text{ } \text{\AA}$$

$$\lambda = 5460,74 \text{ } \text{\AA}$$

$$\lambda = 5769,60 \text{ } \text{\AA}$$

$$\lambda = 5789,66 \text{ } \text{\AA}$$

##### 4.1. Aton žive ( $Hg$ ).

Živa je aton sa velikim brojem elektrona, ali se može ovesti sa dvoelektronski sistem, kakav je npr. aton helijuma ( $He$ ). Elektronska konfiguracija žive je:

$$1s^2 \cdot 2s^2 p^6 \cdot 3s^2 p_d^{10} \cdot 4s^2 p_f^{10} \cdot 5s^2 p_4^{10} \cdot 6s^2$$

Sve podljuske sa glavnim kvantnim brojem  $n=1,2,3,4,5$  su zatvorene jer je za svaku  $J=0$ . Podljuska  $s$  u ljesoci sa kvantnim brojem  $n=6$  jedina nije zatvorena i sadrži dva  $s$ -elektrona, te se tako aton žive svedi na dvoelektronski sistem. Znači, živa ima dva svetločna elektrona čiji su termovi dati u tabeli priloga br.4. Vidimo da živa ima singletni i tripletni sistem termova (sl.26). Pri antiparalelnoj orijentaciji spinova svetločnih elektrona ( $S=0$ ), javljaju se singletni termovi, a pri paralelnoj orijentaciji spinova ( $S=1$ ), tripletni termovi. Za svaku vrednost  $L$  (osim  $L=0$ ) spin se orijentiše u odnosu na orbitalni moment impulsa  $L$  na tri različite načina:

$$J = L \pm 1, \quad L=0, \quad L=1$$

Što živi sistem tripletnih termova kada je  $S=1$ , sa sl.26 vidi se da snimljeni linijsani odgovaraju prelazi:

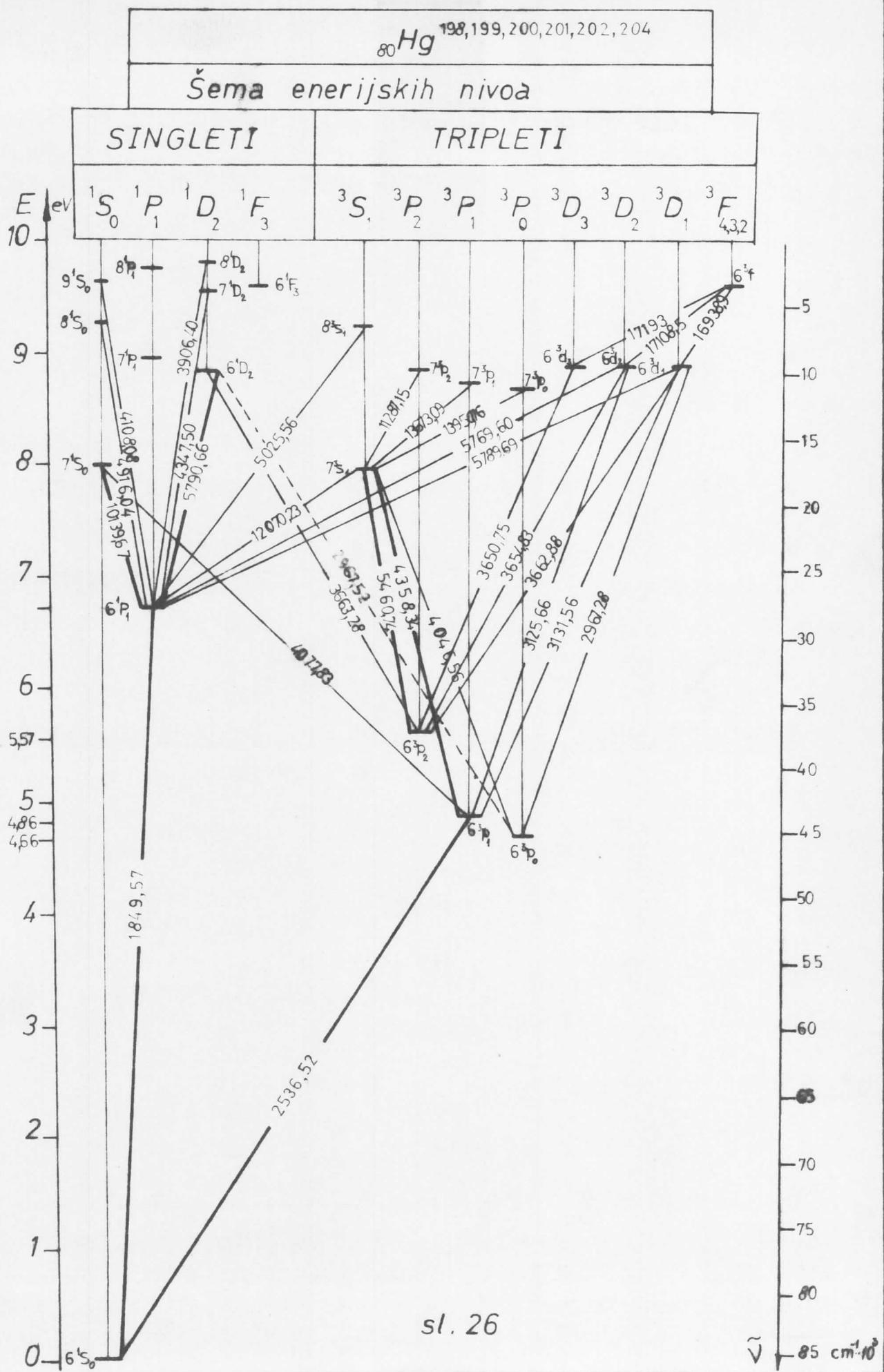
$$\lambda = 2936,93 \text{ } \text{\AA} \quad 6 ^3P_1 \rightarrow 6 ^3S_0$$

$$\lambda = 4358,96 \text{ } \text{\AA} \quad 6 ^3S_1 \rightarrow 6 ^3P_1$$

$$\lambda = 5460,74 \text{ } \text{\AA} \quad 6 ^3S_1 \rightarrow 6 ^3P_2$$

$$\lambda = 5769,60 \text{ } \text{\AA} \quad 6 ^3D_2 \rightarrow 6 ^3P_1$$

$$\lambda = 5789,66 \text{ } \text{\AA} \quad 6 ^3D_1 \rightarrow 6 ^3P_1$$



#### 4.2. Spektralni uredjaji i uslovi snimanja.

Kako su komponente hiperfine strukture na međusobno vrlo malim rastojanjima, za snimanje se moraju koristiti spektralni optički rezni sa velikom moći razlaganja. U ovom redu, za snimanje hiperfine strukture spektralnih linija emisionog spektra Šive, korišćen je Ebert spektrograf Instituta za nuklearna istraživanja u Vinči. Performanse 6,4 m Ebert spektrografa date su u sledećoj tabeli:

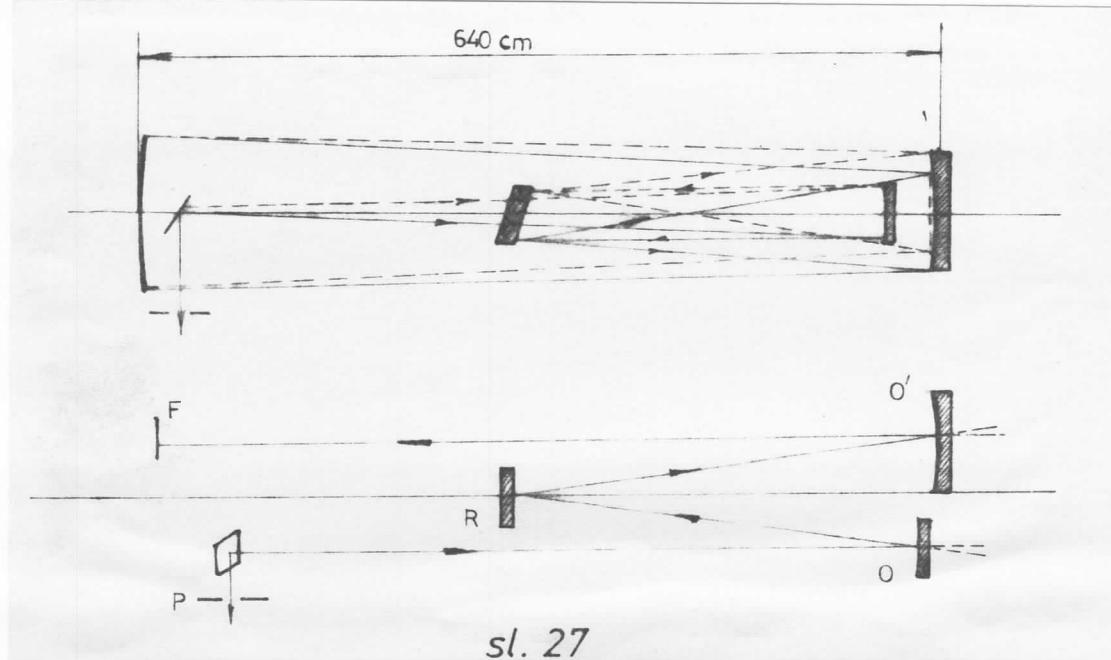
Usljedobljeni kanal	1200	960
Talešna dužina*	5000 Å	
Disperzija (Å/mm)	1,5	2,6
Moć razlaganja**	150.000***	(56.000)*** (400.000)***
Ukupni talešni opseg	2000-15.000	2000-30.500
Fokusna dužina	D=6.400 mm	
Kolinatorsko ogledalo	D=430 mm	
Konorne ogledale	D=220 mm	

\* - podaci sa prvi red difrakcije

\*\* - teorijske vrednosti

\*\*\* - eksperimentalne vrednosti

Optički sistem 6,4m Ebert spektrografa prikazan je na sl.27.



sl. 27

Snimanje se odvija na sledeći način: Svetlost ulazi kroz pukotinu (F), prolazi ispod difrakcijske rešetke (R) i pada na kolimatorsko ogledalo (O). Odbivši se od ogledala (O) svetlost pada na rešetku (R) gde se vrši difrakcija. Difraktovani zraci padaju na konorne

ogledalo ( $0'$ ) sa koga se reflektuju i padaju na fokusnu ploču gde se difraktovani zraci registruju (na filmu ili foto-ploči).

Za snimanje hiperfine strukture spektralnih linija žive korišće na je lampa sa malim pritiskom (ispod  $10^{-3}$  atm). Lampa sa malim pritiskom koristi se zato da bi se izbeglo preokrivanje hiperfinih komponenti usled Šarkovog Bironja spektralnih linijsa, koje je vrlo veliko kod lampi sa većim pritiskom.

U redu je prepoznavanje komponenti hiperfine strukture delimično isbegnuto. Iz fotonetrijskih snimaka može se videti da su neke komponente hiperfine strukture identifikovane, dok su neke prepoznate ne glavnim (najintensivnijem) linijem. Snimanje hiperfine strukture linije Hg - 2536,53 Å nije bilo uspešno (što se može videti iz fotonetrijskog snimka sa tu liniju) jer je, najverovatnije, sa tu liniju pritisak u lampi bio previšek da bi se moglo registrovati komponente hiperfine strukture. Linijska 2536,53 Å je rezonantna linija Šive (vrlo intenzivna) pa se kod nje javlja čak i reapsorpcija. Za njeno snimanje morala bi se koristiti lampa sa pritiskom manjin od onog koji je u lampi sa kojom je vršeno snimanje ostalih linija (mnogo manjin od  $10^{-3}$  mbar).

#### 4.3. Identifikacija komponenti hiperfine strukture spektralnih linija.

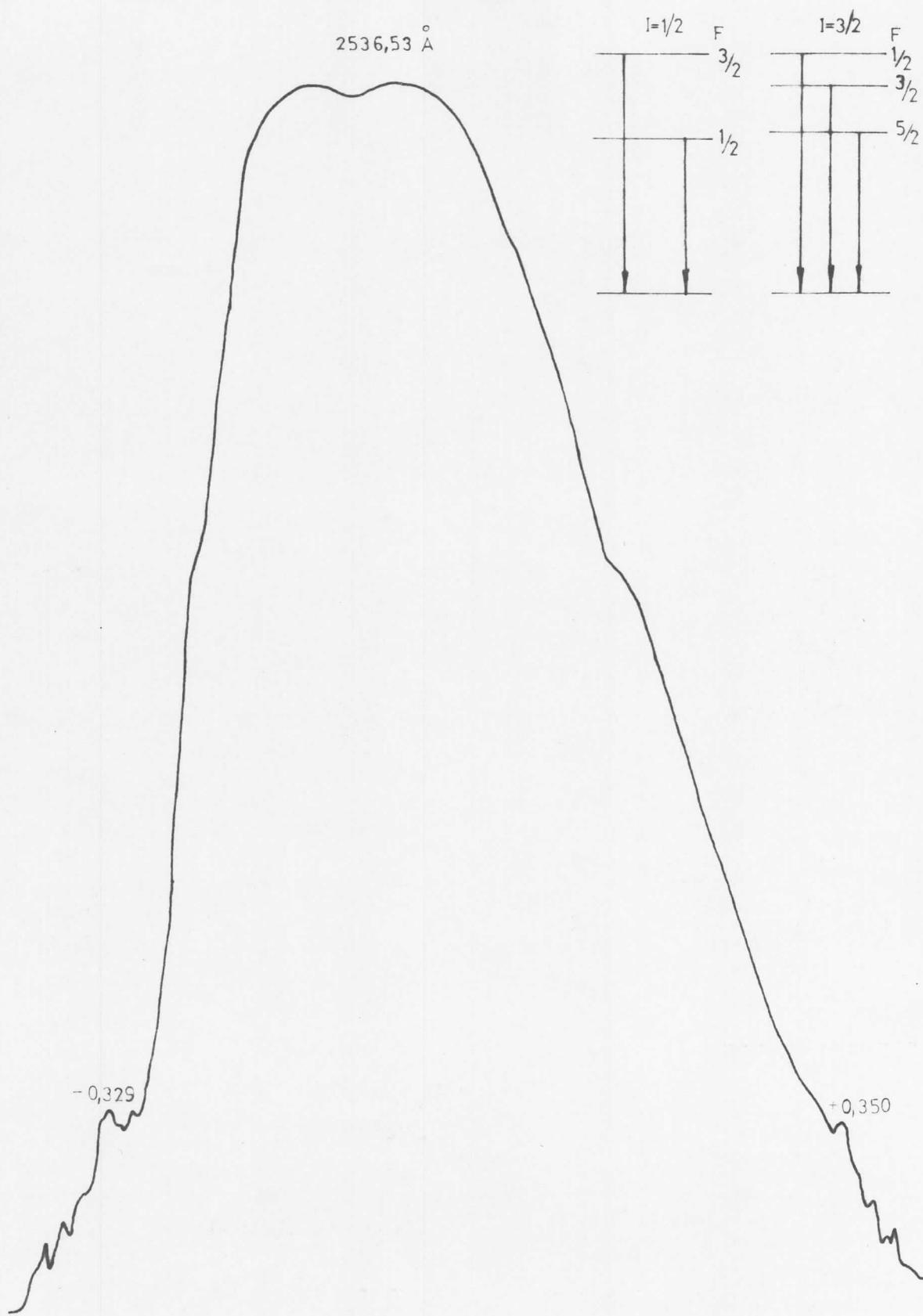
U ovom radu, identifikacija komponenti hiperfine strukture vršena je iz fotonetrijskih snimaka pojedinih linijskih struktura. Pošto je bila posnata mreža raslaganja pri snimanju linijskih struktura na Ebert spektrografu, iz fotonetrijskih snimaka linijskih struktura, komponente hiperfine strukture su bile identifikovane na sledeći način: Svaka linijska struktura je fotonetrirana sa korakom fotonetra od  $0,01 \text{ nm}$  (ostali uslovi fotonetiranja dati su za svaku linijsku strukturu posebno). Kako je posnata mreža raslaganja ( $\Delta \lambda / \text{nm}$ ) i red difrakcije, merenjem rastojanja  $d(\text{nm})$  komponenti hiperfine strukture od najintenzivnije linijske strukture mogla se izračunati razlike talasnih duljina sa svakom komponentom po selekciji:

Na fotonetrijskim snimcima komponente hiperfine strukture date su u talesnim brojevima ( $\Delta\tilde{y}$ ).

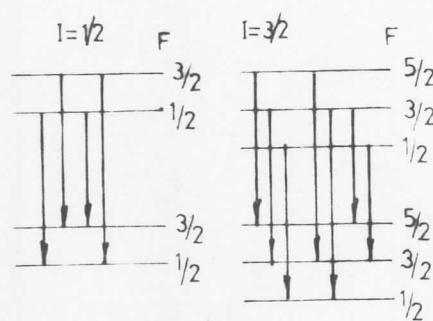
U sledećim prilozima dati su fotonetrijski snimci i vrednosti hiperfinih komponenti za svaku liniju posebno.

Uслови snimanja, kao i uslovi fotometrirenja snimljениh linija dati su na kraju odeljka 4.3. Na fotometrijskim snimcima prikazani su svi mogući elektronski prelazi sa podnivoima karakterisanih sa kvantni brojem  $\gamma$ .

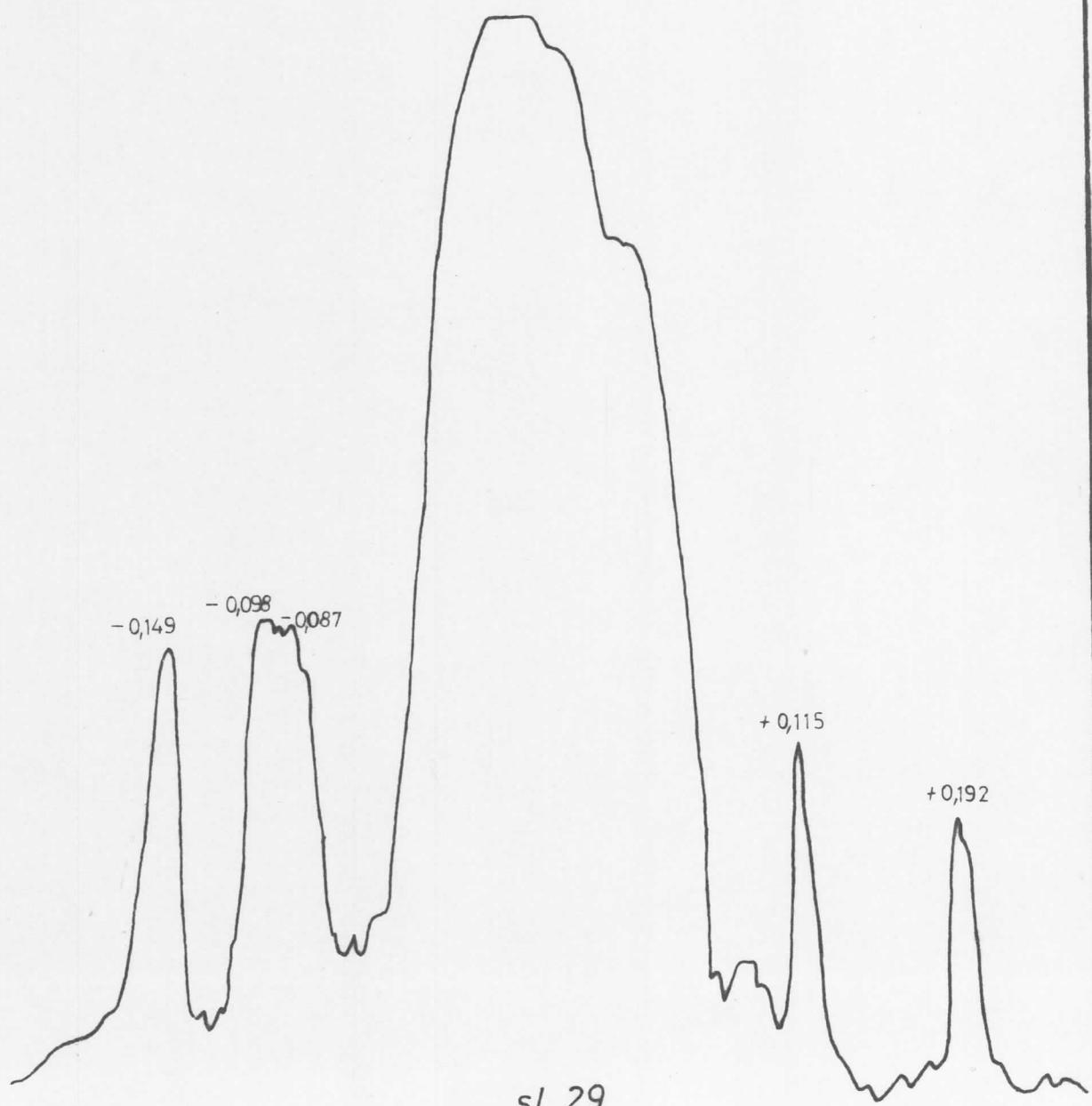
Fotometrijski snimak linije  $Hg - 2536,53\text{\AA}^{\circ}$



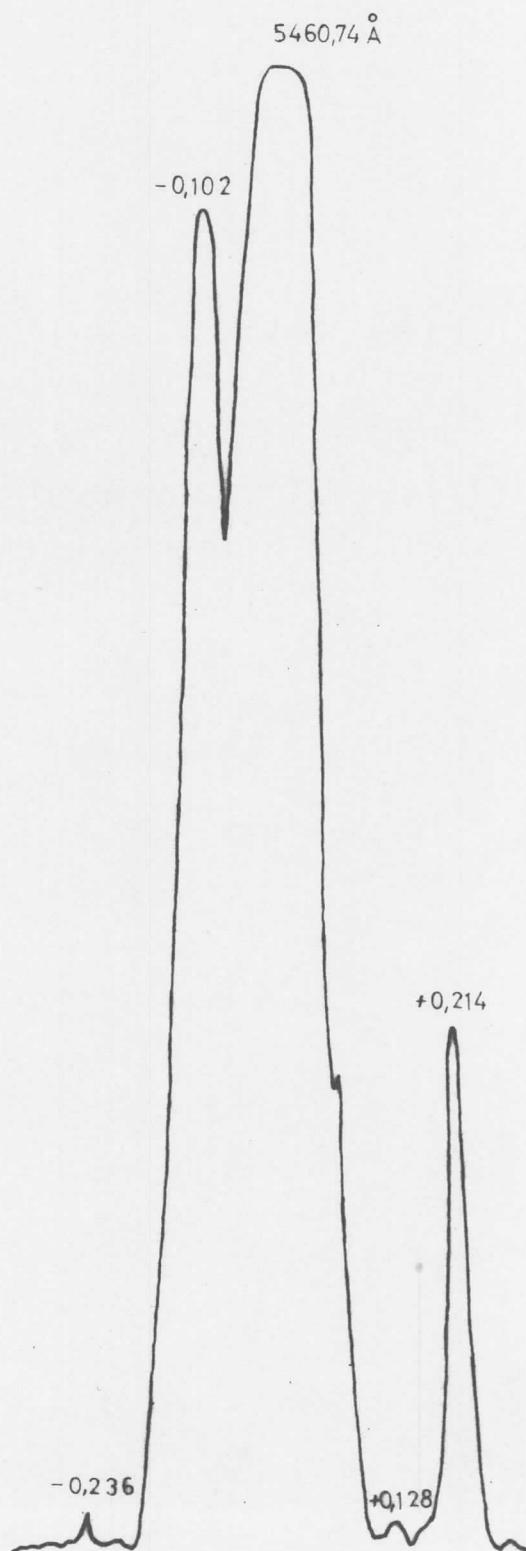
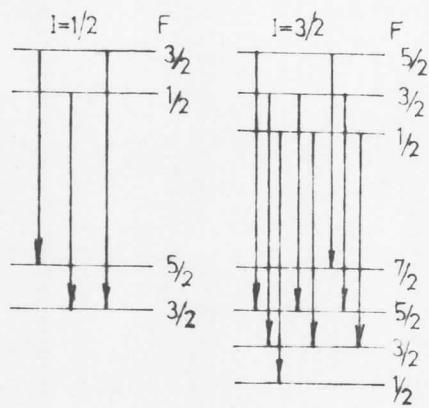
Fotometrijski snimak linije  $Hg - 4358,34 \text{ \AA}^{\circ}$



$4358,34 \text{ \AA}^{\circ}$

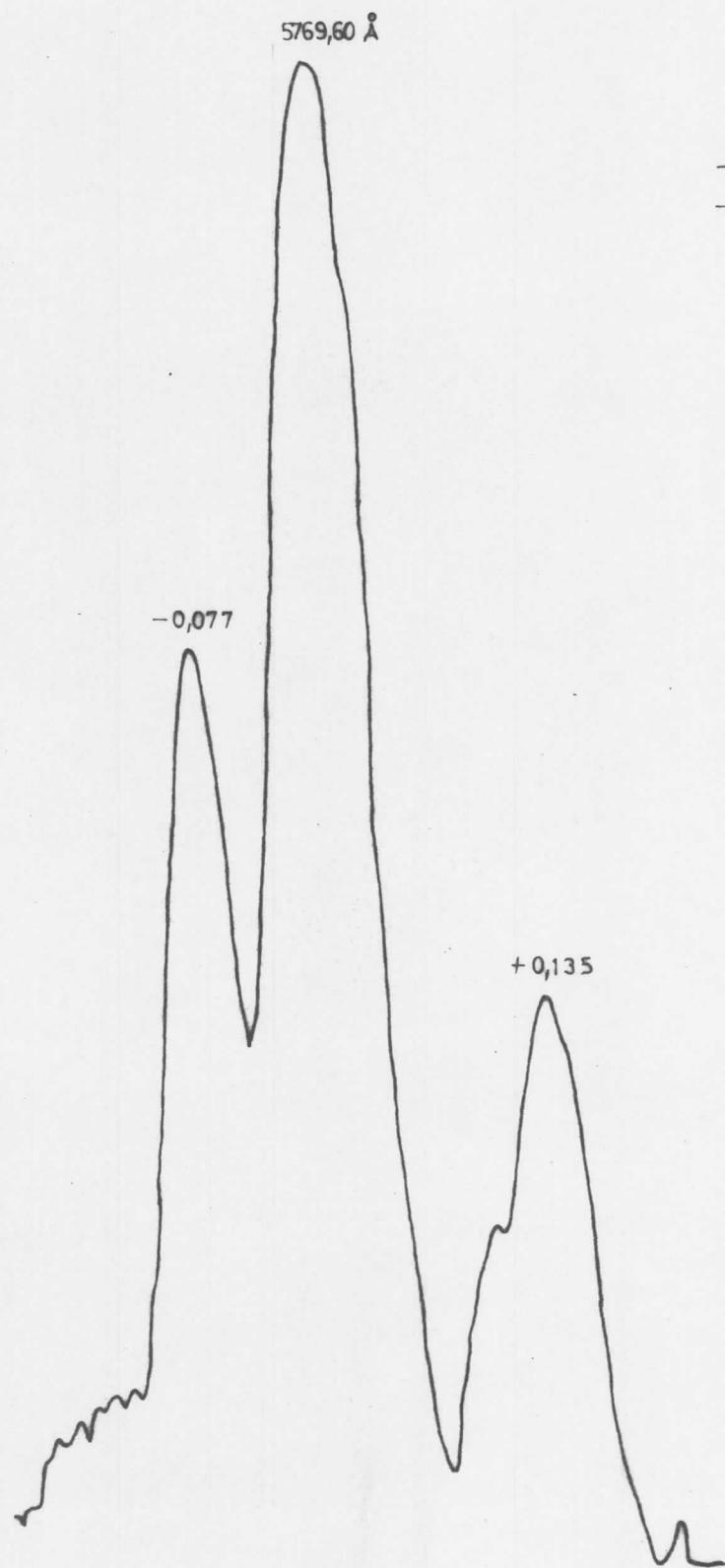
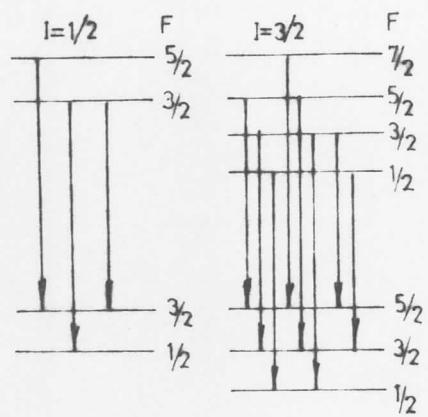


Fotometrijski snimak linije Hg- $5460,74\text{ \AA}^{\circ}$



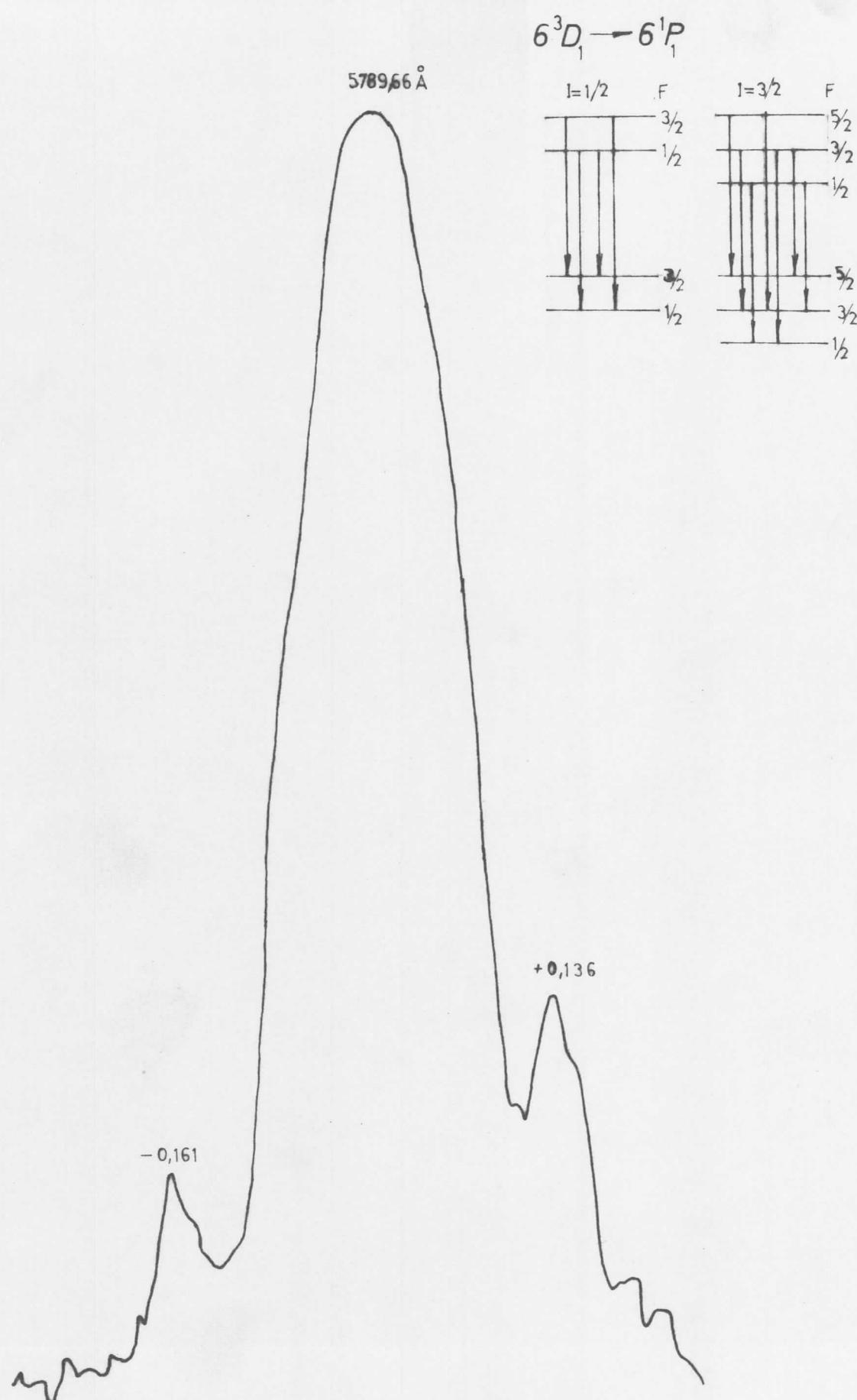
Fotometrijski snimak linije Hg - 5769,60 Å

$$6^3D_2 \rightarrow 6^1P$$



sl. 31

Fotometrijski snimak linije Hg - 5789,66 Å



Na predhodnja slikama (sl.28,29,30,31 i 32) pokazana je fotometrijska analiza snimnih linija. Kao što se vidi, kod svake od snimnih linija se pojavljuje istevan broj komponenti hiperfine strukture. Usevi snimanja, fotometriranja, broj i vrednosti komponenti hiperfine strukture za ove linije su sledeći:

Linija	Ebert spektrograf	Fotonetar
	$\lambda = 30 \text{ mikrona}$	$\lambda = 0,4 \text{ mikrona}$
	IV red	$h = 0,01 \text{ nm}$
2536,52 2	$D = 0,36 \text{ Å/mm}$ = $37,91^\circ$ = $11,8$ $P = 45$	sivi klin= $0^\circ$

Komponente ( $\text{cm}^{-1}$ ):  $-0,329 ; +0,350$

5460 2	$\text{rešetka}= 1200/\text{mm}$ II red $D = 0,6 \text{ Å/mm}$ $R = 250 \text{ 000}$	$\lambda = 0,4 \text{ mikrona}$ $h = 0,01 \text{ nm}$ sivi klin= $10^\circ$
--------	---	---

Komponente ( $\text{cm}^{-1}$ ):  $-0,236 ; -0,102 ; +0,128 ; +0,214$

5769,60 2	$\lambda = 30 \text{ mikrona}$ II red $D = 0,6 \text{ Å/mm}$ $R = 250 \text{ 000}$ = $40,93^\circ$ = $13,3$ $P = 45$	$\lambda = 0,4 \text{ mikrona}$ $h = 0,01 \text{ nm}$ sivi klin= $0^\circ$
-----------	--	--

Komponente ( $\text{cm}^{-1}$ ):  $(+0,135 ; -0,077) \cdot 10$

5769,66 2	$\lambda = 30 \text{ mikrona}$ II red $D = 0,6 \text{ Å/mm}$ $R = 250 \text{ 000}$ = $40,93^\circ$ = $13,3$ $P = 45$	$\lambda = 0,4 \text{ mikrona}$ $h = 0,01 \text{ nm}$ sivi klin= $0^\circ$
-----------	--	--

Komponente ( $\text{cm}^{-1}$ ):  $(-0,161 ; +0,136) \cdot 10$

$P$  = širina pakotine,  $D$  = disperzija,  $R$  = red razlaganja,  $h$  = korak fotometra

Linija  $\text{H}\beta = 4348,34 \text{ \AA}$  snimana je na spektrografu PGS u Vinči, sa rešetkom od  $600/\text{mm}$  u XII redu i noći razlaganja N= 66 000, gde je i fotonetričirana, a njene komponente su:

$$-0,149; -0,098; -0,087; +0,115; +0,192 \quad (\text{cm}^{-1})$$

Pored ovih vrednosti u daljem radu korišćene su i vrednosti komponen-  
ti hiperfine strukture nadjene u literaturi.

Za linije 5769 i 5789 ř nisu nadjene, poređ navedenih, druge komponente te za njih nije mogao biti računat faktor cjevanja  $A'$ . Za ostale linije, vrednosti komponenti nadjenih su anizaka sa ovaj rad i onih nadjenih u literaturi, su:

as 2536,52 2 : +0,390; +0,350; +0,168; +0,136; -0,354; -0,350;  
 -0,329; -0,179 ( $\text{cm}^{-1}$ )

$$\text{sa } 4358, \text{ 34.2} : +0.192; +0.115; -0.149; -0.098; -0.087 \quad (\text{cm}^{-1})$$

sa 5460,74  $\text{\AA}$ : +0,214; +0,128; +0,085; -0,236; -0,102;  
 $-0,069 \quad (\text{cm}^{-1})$ .

Uporedjujući ove podatke sa podatcima sa fotometrijskih snimaka vidimo da je većina komponenti hiperfine strukture identifikovana na snimcima sa ovaj rad. Za liniju 2536  $\text{\AA}$  identifikovane su samo 2 komponente od 8 koliko ih ima. To je zbog toga, jer je navedena linija vrlo intenzivna (resonantna linija H $\alpha$ ) pa je centralna linija pokrila ostale komponente hiperfine strukture. O njenoj intenzitetu svedoči i pojava reapsorpcije (sl.28).

#### 4.4. Izračunavanje faktora sezonija A<sup>4</sup>

Znane da se cejanje nivoa elektrona može prikazati kroz

Lake Joe

[cerendren.com](http://cerendren.com) dobriljano1

Zamenom (4,4) u (4,2) dobijamo da je:

a odabir je faktor cjenjanja.

Zamenjujući vrednosti za  $P_0$ ,  $J$  i  $I_0$ , sa odgovarajuće prelaze, dobijene vrednost faktora  $A'$ :

U ovom radu je faktor ceponja  $A'$  izražen u  $\text{cm}^{-1}$  da bi se iz šene elektronskih prelaza moglo odmah dobiti vrednosti hiperfinih koeficijenata

三

Pri računanju  $A'$  pošte se od šene elektronskih prelaza date na sl.24, sa koje se mogu izračunati, prema (4.6), faktor copenja sa nivo  $6^3P_1$  ( $I=1/2$  i  $3/2$ ). Ovaj nivo, a time i njegovi faktori copenja (sa  $I=1/2$  imenujedan, a sa  $I=3/2$  drugi faktor copenja), javlja se i u drugim prelazima na koje se traže  $A'$ . Na osnovu toga mogu se faktori  $A'$ , za neki drugi nivo, izračunati po ovitoj formuli:

$$A_2^* = \frac{\text{Res}(\Delta\tilde{V}, \Delta\tilde{W})}{\tilde{Q}_1} = A^* Q$$

.....(4.7)

gde je  $\Lambda'_1$  - jedan od faktora copenja koji se traže,  $\Lambda''$  - poznati faktor copenja,  $\Delta\tilde{V}$  i  $\Delta\tilde{\nu}$  - Vrednosti dve bile komponente hiperfine strukture sa datim elektronskim prelazom, koje odgovaraju  $C_1$  i  $C_2$ . Zamenjujući razne vrednosti  $\Delta\tilde{V}$  i  $\Delta\tilde{\nu}$  u (4.7) dobijaju se razni faktori copenja. Da bi se našao pravi  $\Lambda'$  mora se svaki od dobijenih zamenuti u izraz (4.6) da bi se videlo da li može da reproducuje još neku od komponenti hiperfine strukture. Račun je jednostavan, ali vrlo dug tako da će me ovde navesti samo rezultate za  $\Lambda'$  na pojedine nivoce.

### **Results**

Minje 2536,52 2 : prelas 6  $\beta_{D_1} \rightarrow 6 \beta_{D_0}$

$$\text{as } I=1/2 \quad A' = 0.493 \text{ cm}^{-1}$$

Linija 4350,34 Å ; prelaz  $7^3S_1 \rightarrow 6^3P_1$

$$\text{Sn Ie}1/2 \quad A^* = 0.339 \text{ cm}^{-1}$$

Lanija 5460,74 m ; prelaz 7<sup>52</sup> → 6<sup>37</sup>

$$\text{ga } I=1/2 \quad A' = 0.043 \text{ cm}^{-1}$$

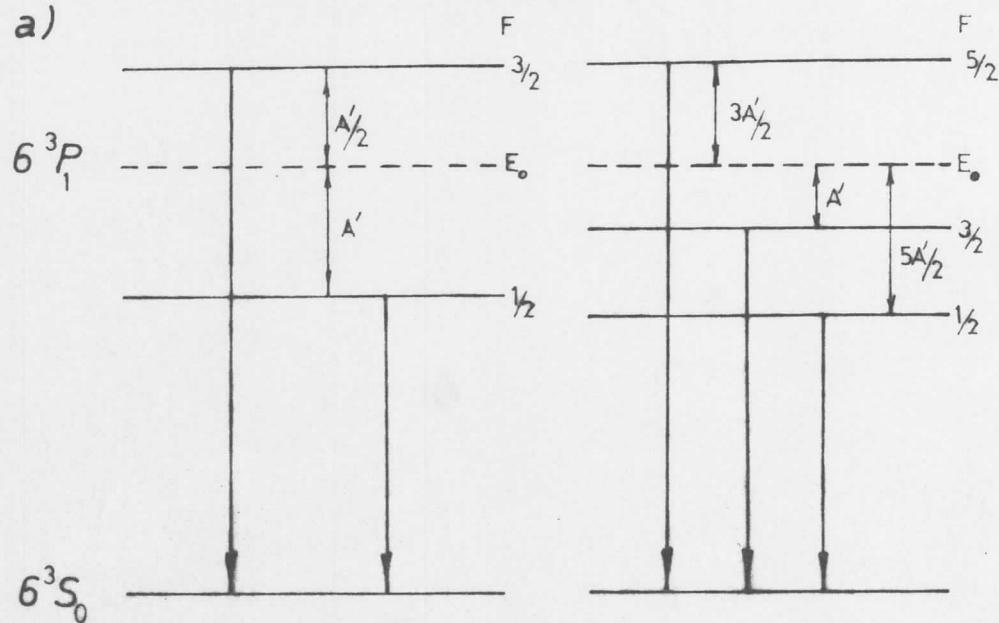
#### **4.5. Identifikacija komponenti hiperfina strukture posložu nadionih faktora cjenanja A<sub>c</sub>.**

Na slikama: 33, 34 i 35, dano su šene elektronskih prelaza sa linije kod kojih su nadjeni faktori ceponja  $A'$ . Dobijim linijama su izvučeni prelazi, koji se mogu identifikovati posedu nadjenih  $A'$ . Tim prelazima odgovaraju komponente hiperfine strukture koje su nadnjene bilo is snimaka sa ovaj rad, bilo is literature. Na datim slikama pod a) dati su prelazi posmatrani sa teorijske tačke gledišta; a pod b) dati su prelazi posmatrani posle uvođenja odradjene konstante  $c$

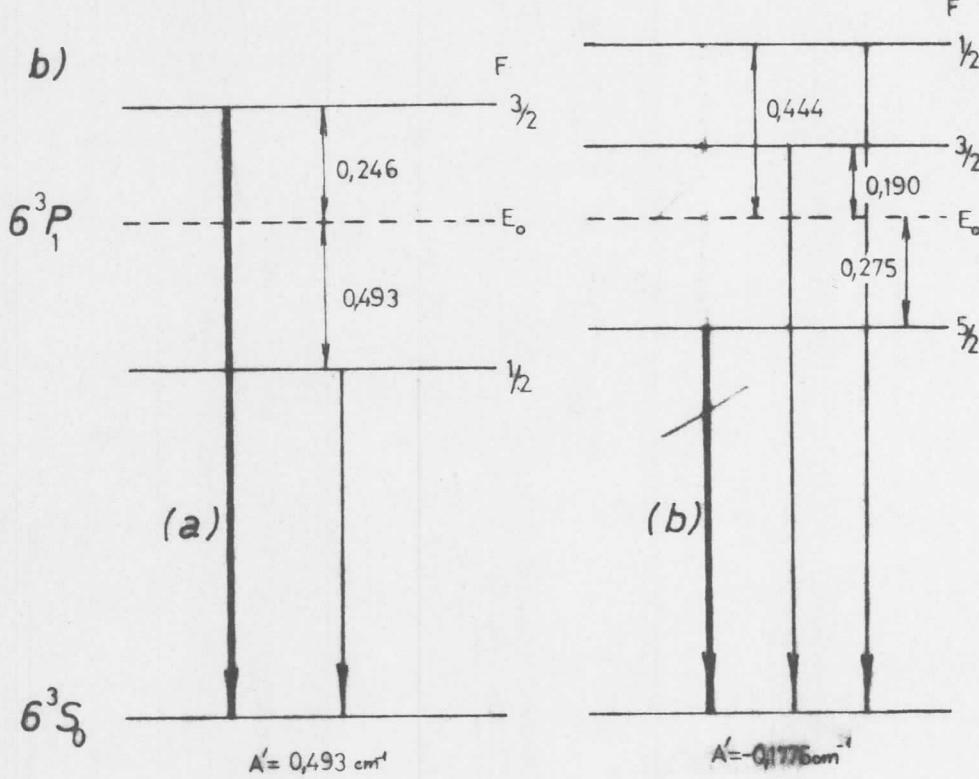
Magnetna hiperfina struktura linije Hg- $2536,53 \text{ \AA}$

199	201
$I = 1/2$	$I = 3/2$

a)

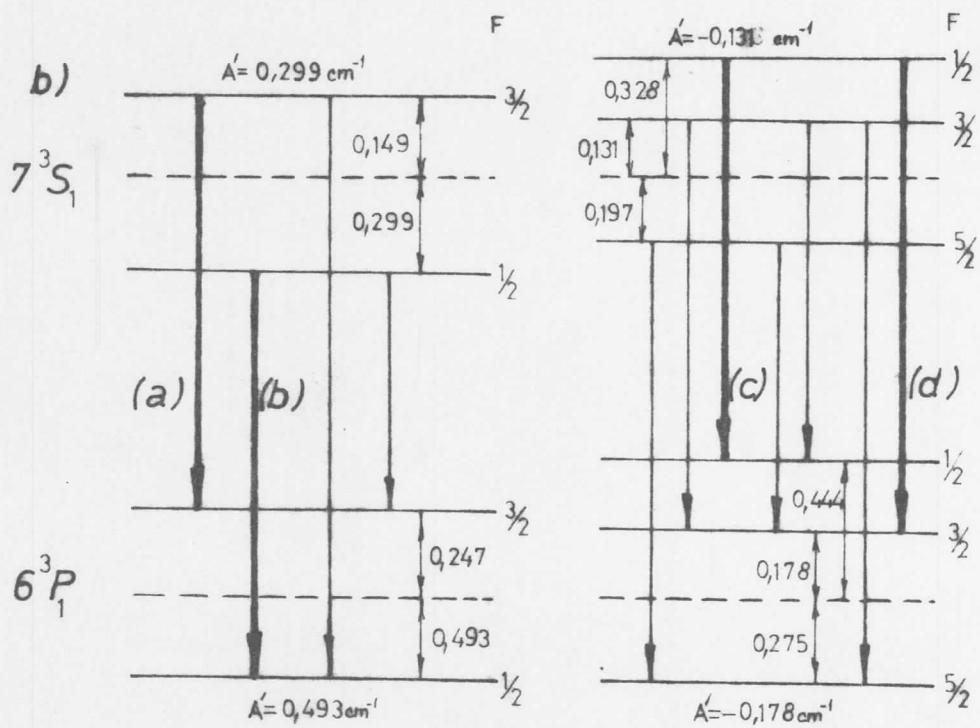
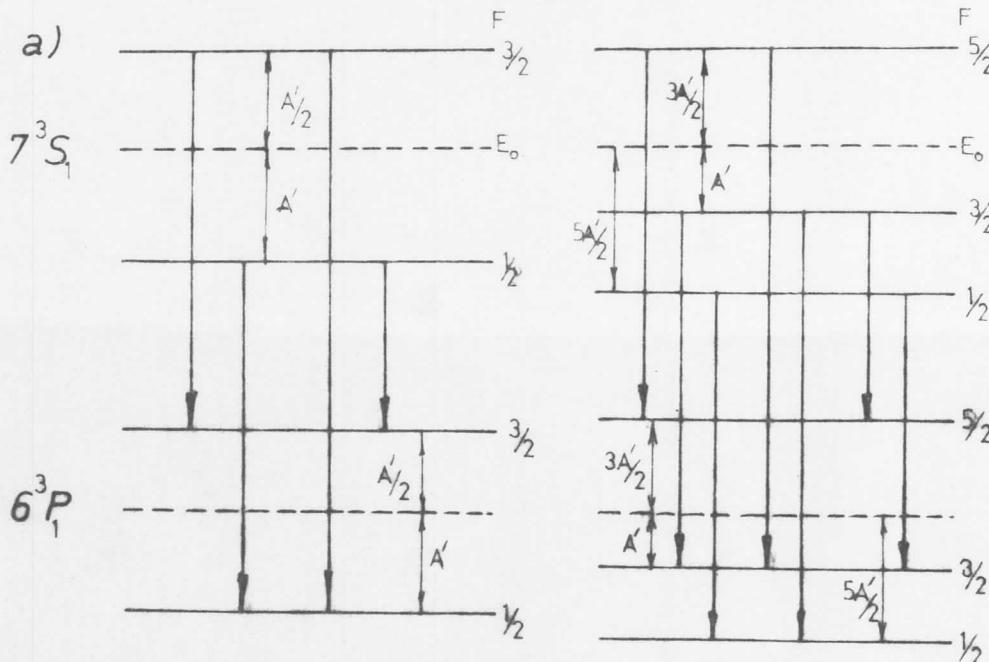


b)



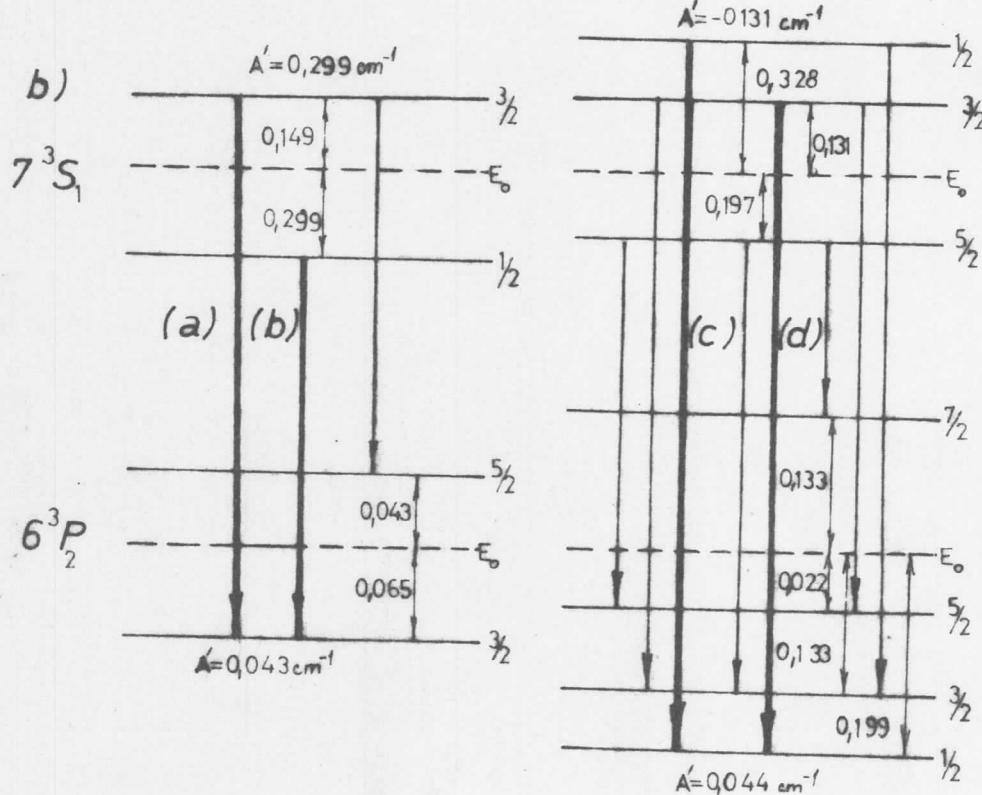
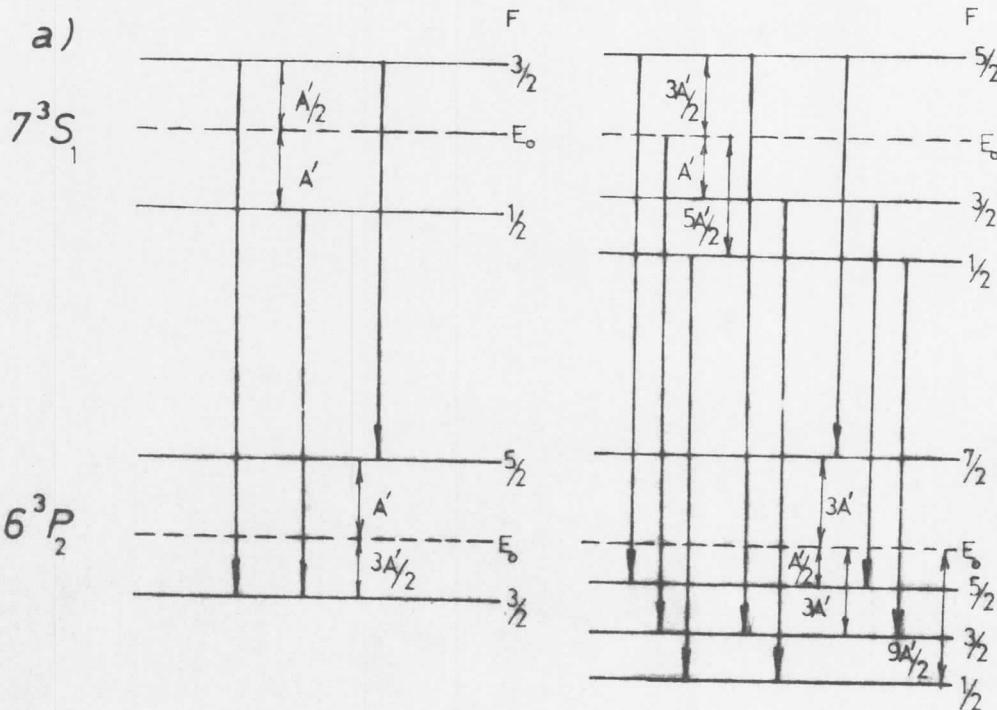
Magnetna hiperfina struktura linije Hg - 4358,34 Å

199	201
$I = 1/2$	$I = 3/2$



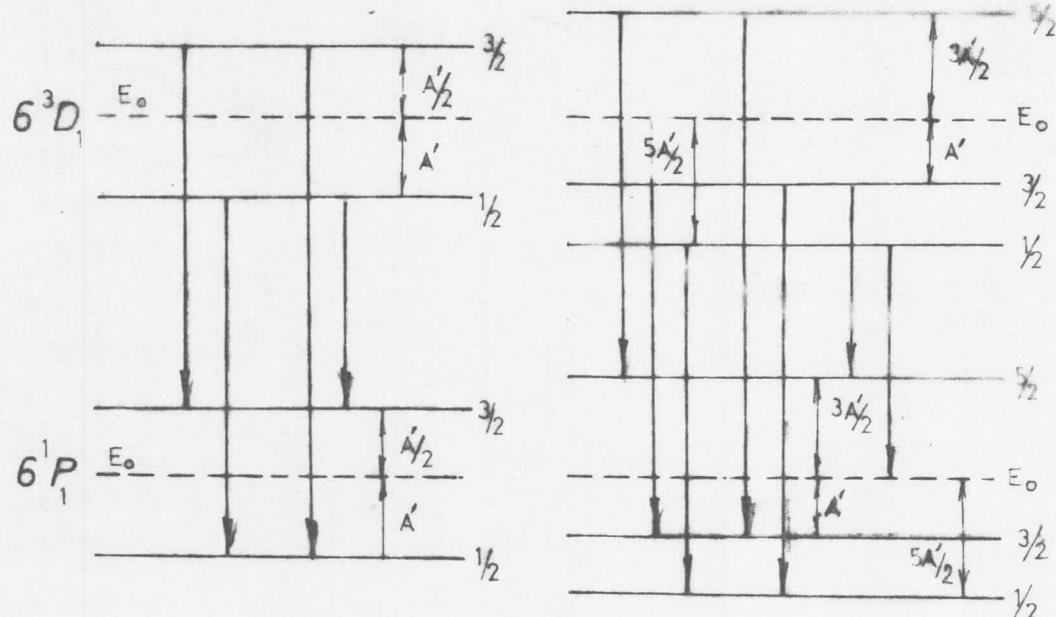
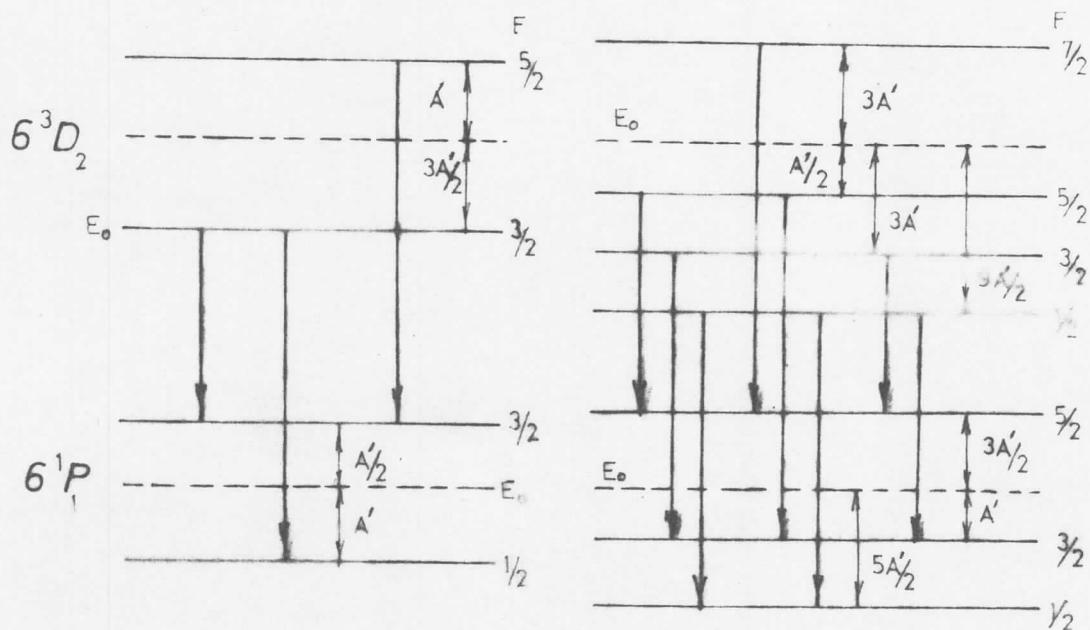
Magnetna hiperfina struktura linije Hg - 5460 74 Å

199	201
$I = 1/2$	$I = 3/2$



Magnetna hiperfina struktura linije Hg - 5769,60 Å

199	201
$I = 1/2$	$I = 3/2$



Magnetna hiperfina struktura linije Hg - 5769,66 Å

panja A'. Elektronski prelazi i komponente hiperfine strukture, koji odgovaraju tim prelazima su sledeći:

sl.35b :  $P=3/2 \rightarrow P=1$  -  $\Delta\tilde{v} = +0,350 \text{ cm}^{-1}$  (a)  
 $P=3/2 \rightarrow P=0$  -  $\Delta\tilde{v} = -0,329 \text{ cm}^{-1}$  (b)

sl.34b :  $P=3/2 \rightarrow P=3/2$   $\Delta\tilde{v} = -0,098 \text{ cm}^{-1}$  (a)  
 $P=1/2 \rightarrow P=1/2$   $\Delta\tilde{v} = +0,132 \text{ cm}^{-1}$  (b)  
 $P=1/2 \rightarrow P=3/2$   $\Delta\tilde{v} = -0,149 \text{ cm}^{-1}$  (c)  
 $P=1/2 \rightarrow P=1/2$   $\Delta\tilde{v} = +0,115 \text{ cm}^{-1}$  (d)

sl.35b :  $P=3/2 \rightarrow P=3/2$   $\Delta\tilde{v} = +0,214 \text{ cm}^{-1}$  (a)  
 $P=1/2 \rightarrow P=3/2$   $\Delta\tilde{v} = -0,256 \text{ cm}^{-1}$  (b)  
 $P=1/2 \rightarrow P=1/2$   $\Delta\tilde{v} = +0,128 \text{ cm}^{-1}$  (c)  
 $P=3/2 \rightarrow P=1/2$   $\Delta\tilde{v} = -0,069 \text{ cm}^{-1}$  (d)

Kako ostale komponente hiperfine strukture nisu mogle biti reproducovane ponoru ovih faktora capanja, datih u odeljku 4.4, to one predaju isotopskog efekta. Kojen od isotopa pripadaju možda bi se moglo oceniti i intenziteta komponenti, koji se odnose međusobno kao količine isotopa u prirodnoj snelli. Za takvo određivanje komponenti potrebni su novi intenziteti svih komponenti koje odgovaraju živinim isotopima. Kako te komponente nisu bile registrovane prilikom snimanja hiperfine strukture (nisu registrovane sve komponente) nije se moglo odrediti kojim isotopima pripadaju komponente koje nisu reprodukovane ponoru faktora capanja A'.

Na sl.36 dati su elektronski prelazi za a) hiperfine komponente linije 5769,60 Å i b) hiperfine komponente linije 5789,66 Å. Za te dve nije faktor capanja nije mogao biti proračunat jer se iz snimaka tih linija dobile male komponente hiperfine strukture (po dve na svaku liniju).

U prilogu br.5 dati su foto-snimci linija kod kojih je posmatrana hiperfine struktura. Sa tih snimaka je teško uočiti komponente hiperfine strukture, tek je fotonetriranje dale izvesan broj tih komponenti.

## S A K L J U Č A K

Kao što je u uvodu rečeno, cilj ovog rada je bilo snimanje hiperfine strukture spektralnih linija, njihova identifikacija i identifikacija elektronskih prelaza sa odgovarajuće komponente hiperfine strukture.

Snimanje hiperfine strukture je, relativno dobro, uspešno za sve linije osim za liniјu 2536 Å, našto je dato objašnjenje. Ponosu imajući faktora oponja, sa pojedino nivoom, reproducovane su neke od dobijenih komponenti hiperfine strukture i nadjeni elektronski prelazi koji ih odgovaraju. Tako je, uglavnom, cilj rada postignut.

Nedostatak ovog rada je u tome što nisu identifikovane komponente isotopskog efekta, tj. što komponente, koje nisu magnetne hiperfine strukture, nisu pridružene odgovarajućim isotopima žive. Uskok tega je taj, jer nisu spektralni uredajeni "uhvaćene" sve komponente isotopskog efekta, tako da nije bilo moguće uporediti ih i na osnovi njihovih intensiteta odrediti kojom od isotopa pripadaju.

Malo se zaključiti da je moguće uspešnije snimanje hiperfine strukture spektralnih linija ukoliko se koriste lampi sa pritiskom manjim od pritiska u lampi sa kojom je vršeno snimanje sa ovaj rad. Time bi se isbegla velika spektralna širina linijsa, koja se javila pri snimanju sa ovaj rad, a time i preokrivljanje komponenti hiperfine strukture. Videli smo da su najbolji rezultati postignuti sa liniјu 4558 Å, snimenu u VI redu sa dvostrukim prelazom, te je uspešnije snimanje sa ostale linije moguće ako se poveđe red difraccije.

LITERATURA

1. I. Janić, Eksperimentalne veštice iz atomske fizike, Univerzitet u N. Sadu, Prirodno-matematički fakultet, N. Sad 1976.
2. L. Marinkov, Osnovi nuklearne fizike, Univerzitet u N. Sadu, Prirodno-matematički fakultet, N. Sad 1976.
3. B. V. Špoljščikov, Atonnaia fizika II, "Nauka" Moskva, Moskva 1974.
4. V. B. Durošan, Nuklearna fizika na fizikom čestica (vod.), "Naučna knjiga" Beograd, Beograd 1974.
5. K. H. Hellwege, Einführung in die Physik der Atome, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York 1970.
6. G. Herzberg, Atomic Spectra and Atomic Structure, Dover Publications, New York 1944.
7. B. Cagnac and J. C. Pebay-Peyroula, MODERN ATOMIC PHYSICS: Quantum Theory and its Applications, The Macmillan Press LTD, London 1975.
8. W. Pauli, Einführung in die Atomphysik, Springer - Verlag, Berlin-Heidelberg-New York 1967.
9. L. D. Landau i E. M. Lifšic, Kvantna mehanika - nerelativistička teorija, "Gradjevinska knjiga" Beograd, Beograd 1966.
10. S. E. Prilić i A. V. Tinorjeva, Kurs opšte fizike III, Savod za izdavanje udžbenika SR Srbije, Beograd 1972.
11. Bulletin of the Boris Kidrič Institute of Nuclear Sciences, Vol.20 Chemistry, No.4, Vinča 1969.

**PRILOGI**

# PRILOG BR. 1

tabela br. 1

Jezgro	Tip * jezgra	Spin	Magnetski moment	Uzajamna orientacija spinova
$^2_1 H$	n - n	1	0,857	p↑ n↓
$^3_1 H$	n - p	1/2	2,978	p↑ n↑ n↓
$^3_2 He$	p - n	1/2	- 2,127	p↑ p↑ n↓
$^4_2 He$	p - p	0	0	p↑ p↑ n↑ n↓
$^6_3 Li$	n - n	1	0,822	p↑ p↑ p↑ n↑ n↓ n↑

\* n - n = neparno - neparna jezgra

n - p = neparno - parna jezgra

p - n = parno - neparna jezgra

p - p = parno - parna jezgra

tabela br. 2

Nukleon	Žiromagnetski momenti	
	$g_l$	$g_s$
neutron	0	- 3,826
proton	5,586	1

## PRILOG BR. 2

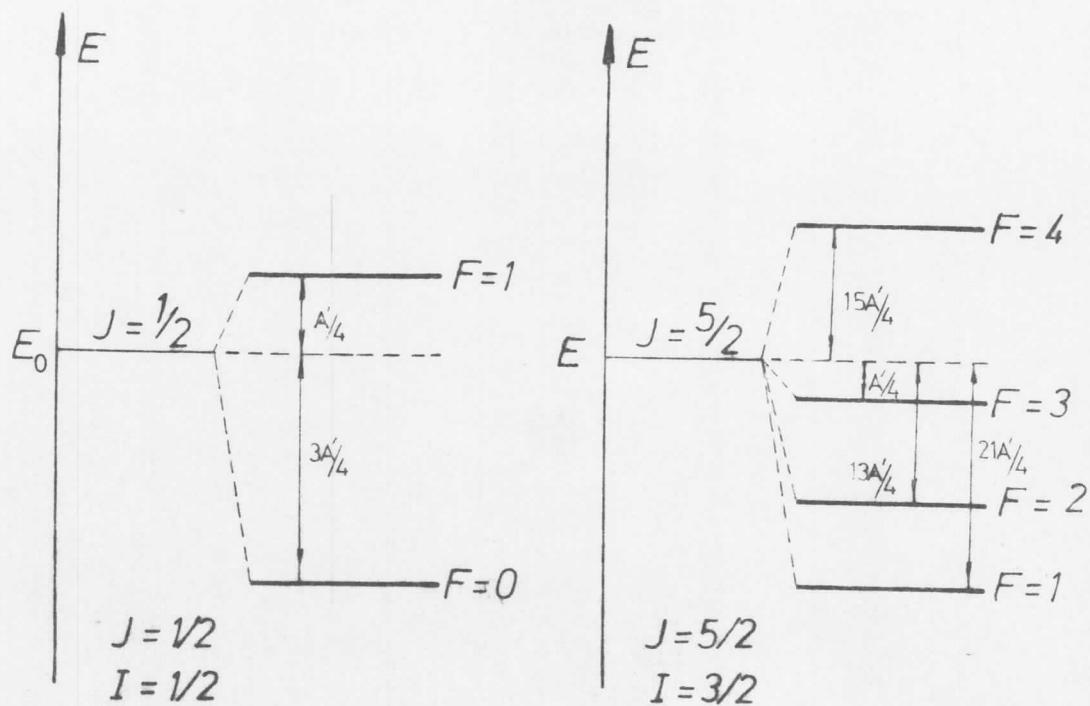
tabela br. 3

Nuklearni magnetni moment ( $\mu_r$ )				Lande - ov faktor	
Atom	I	u nuklearnim magnetonima ( $\mu_n$ )	u Borovim magnetonima ( $\mu_B$ )	$g'_r$	$g_r$
${}_1^1H$	$1/2$	+ 2,79278	0,00152112	5,5883	0,00304226
${}_1^2D$	1	+ 0,85742	0,00046700	0,85742	0,00046700
${}_2^3He$	$1/2$	- 2,1276	- 0,0011588	- 4,255	- 0,002317
${}_{19}^{39}K$	$3/2$	+ 0,3914	0,0002132	0,2609	0,00014212
${}_{30}^{67}Zn$	$5/2$	+ 0,8757	0,0004769	0,35028	0,00019076
${}_{37}^{85}Rb$	$5/2$	+ 1,3527	0,0007367	0,543108	0,00029470
${}_{54}^{129}Xe$	$1/2$	- 0,7768	- 0,0004231	- 1,5536	- 0,00084622
${}_{55}^{133}Cs$	$7/2$	+ 2,579	0,0014097	0,7369	0,00040133
${}_{80}^{199}Hg$	$1/2$	+ 0,5027	0,0002738	1,0054	0,0005477
${}_{80}^{201}Hg$	$3/2$	- 0,5567	- 0,00030321	- 0,3713	- 0,00020214

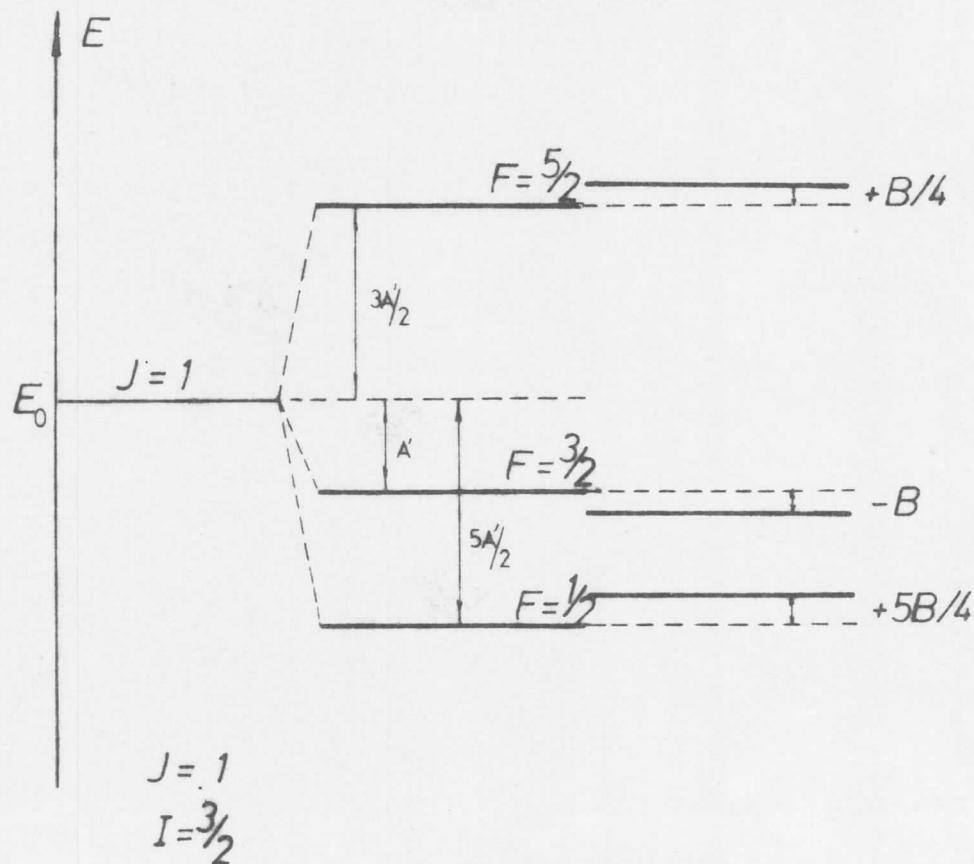
$$\frac{\mu_B}{\mu_N} = 1836,1$$

$$g_r = \frac{1}{1836,1} g'_r$$

Magnetna hiperfina struktura



Magnetna hiperfina struktura sa popravkom kvadrupolne interakcije



PRILOG BR. 4

tabela br. 6

S	$2S+1$	L	J	TERM	broj komponenti	(**)	sistem termova
0	1	0	0	$^1S_0$	1	1	
		1	1	$^1P_1$	1	3	
	2	2		$^1D_2$	1	5	
	3	3		$^1F_3$	1	7	
	itd.	...		...	...	...	
1	3	0	1	$^3S_1$	1*	3	
		1	2	$^3P_2$	3	5	
		1	1	$^3P_1$		3	
		1	0	$^3P_0$		1	
	2	3		$^3D_3$	3	7	
		2	2	$^3D_2$		5	
		2	1	$^3D_1$		3	

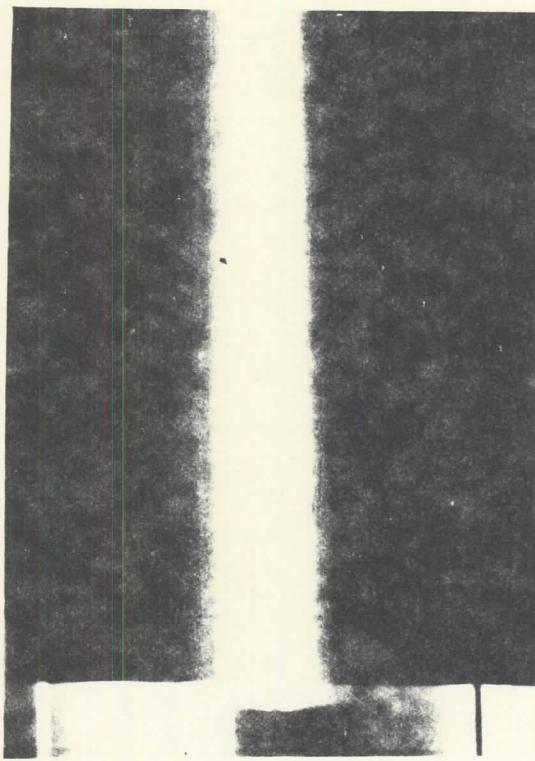
(\*\*) stepen degeneracije  $2J+1$

\*  $L \leq S$  - nepotpuno razvijen multiplicitet

tabela br. 7

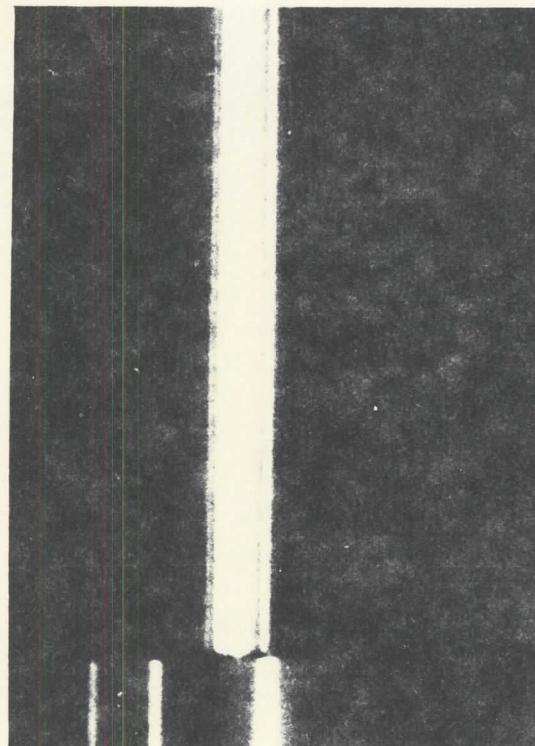
atom	izotop	I	procentni sastav
Hg	196	0	0,15
	198	0	10,12
	199	1/2	17,04
	200	0	23,25
	201	3/2	13,18
	202	0	29,54

PRILOG BR. 5

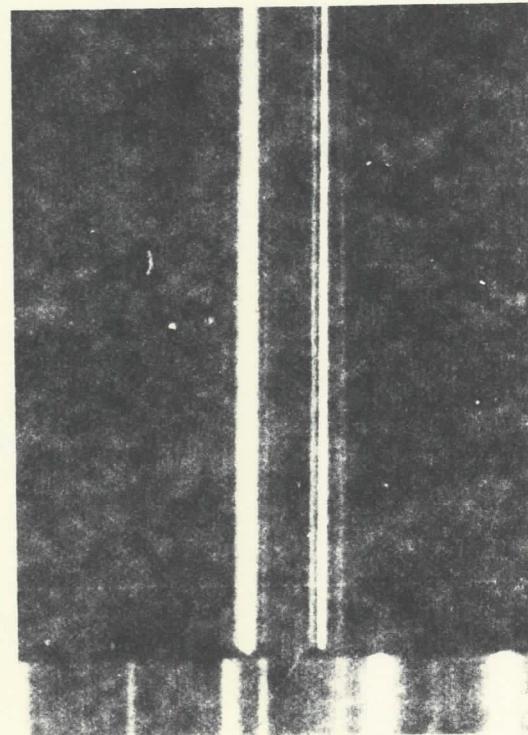


2536,52 Å

4358,34 Å



5460,74 Å



5789,66 Å

5769,60 Å

