

D - 15

PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET
U NOVOM SADU



APSORPCIONI SPEKTRI ATOMA
- Diplomski rad -

Odgovar 16.IX.1977

Pop sučinje : 6 / učenj.
Osećaj : 7 / cezaj

S t u d e n t :
ČOLIĆ DRAGAN

Radjeno u Zavodu za fiziku i Matematiku - Novi Sad

S A D R Ž A J

TEORIJSKI DEO

	Strana
1./ Prirodna širina spektralnih linija	... 1
2./ Doplerov efekt /longitudinalni i transverzalni/	... 5
3./ Starkov efekt	... 12
4./ Širenje spektralnih linija	... 15

EKSPERIMENTALNI DEO

5./ Apsorpcija natrijuma	... 22
6./ Apsorpcija žive	... 28
7./ Apsorpcija kalaja, olova i bizmута	... 30

U V O D

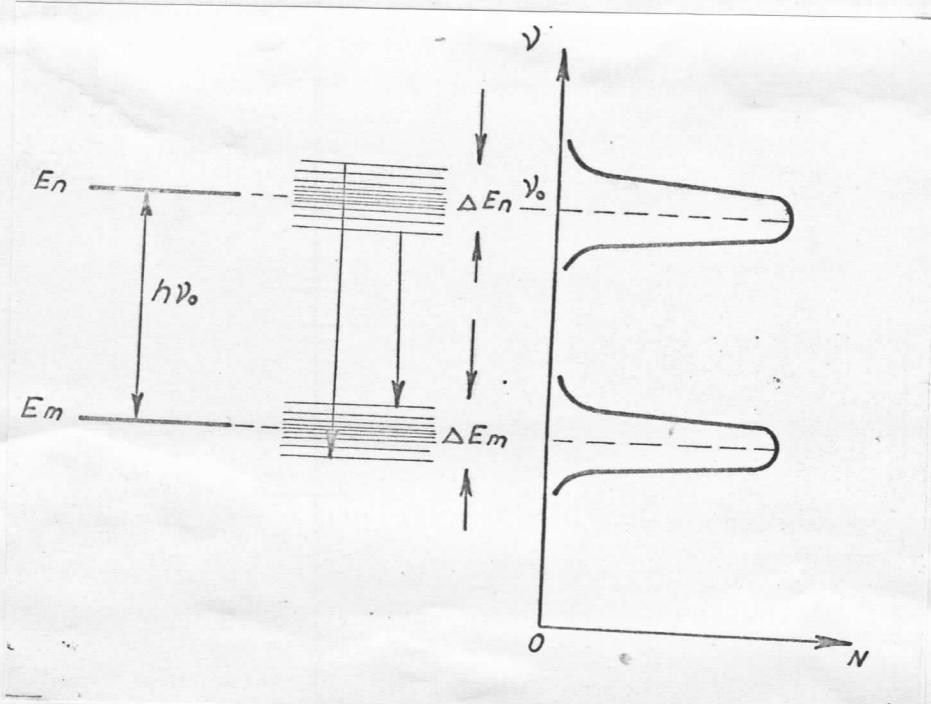
Cilj rada - sastojao se u ispitivanju apsorpcije atoma u laboratoriji za atomsku fiziku i pripremanju vežbe za studente. Pripremljena vežba omogućila je studentima da posmatraju apsorpciju spektralnih linija glavne serije atoma natrijuma i da određuje njihove talasne dužine.

U prvom delu izložena je prirodna širina spektralnih linija i uticaj faktora koji dovode do širenja linija.

U drugom delu su dati rezultati eksperimentalnog rada propraćeni odgovarajućim objašnjenjima.

Prirodna širina spektralnih linija

Prema Borovoj teoriji, atom pri kvantnim prelazima zrači ili apsorbuje fotone strogo odredjene učestanosti $\nu = \frac{E_n - E_m}{h}$, trebalo bi očekivati da će emisioni ili apsorpcioni spektri biti sastavljeni od beskonačno tankih linija. Međutim, u stvarnosti se dobijaju linije konačne širine, a to se objašnjava tvrdnjom da su nivoi energije atoma u realnim uslovima razvučeni, slika 1.



sl. 1

Ovu širinu /poluširinu/ linijske i širinu nivoa zovemo prirodnom širinom i ona je povezana sa verovatnoćom spontanih prelaza. Na sl. 1. N je broj pobudenih atoma u jedinici zapreminе.

Posmatraćemo prirodnu širinu na osnovu kvantno mehaničke relacije neodredjenosti za vreme i energiju. Ako je vreme postojanja nekog sistema Δt , tada je neodređenog energije tog sistema ΔE , pri čemu je $\Delta E \cdot \Delta t \sim \hbar$

Veličina ΔE predstavlja polusirinu stacionarnog nivoa, \hbar je dato odnosom $\frac{\hbar}{2\pi}$ gde je \hbar Plankova konstanta a srednji život nivoa $\tau = \Delta t$. Tada je neodredjenost energije nivoa

$$\Delta E \sim \frac{\hbar}{\tau} \quad \dots (1.1)$$

Kod osnovnog stanja srednji život je bezkonačno veliki tako da je širina nivoa strogo određena, a kod pobudjenih atoma u zavisnosti od τ , širina nivoa je više ili manje neodredjena.

Neodredjenost energije n -og nivoa sa srednjim životom τ_n je

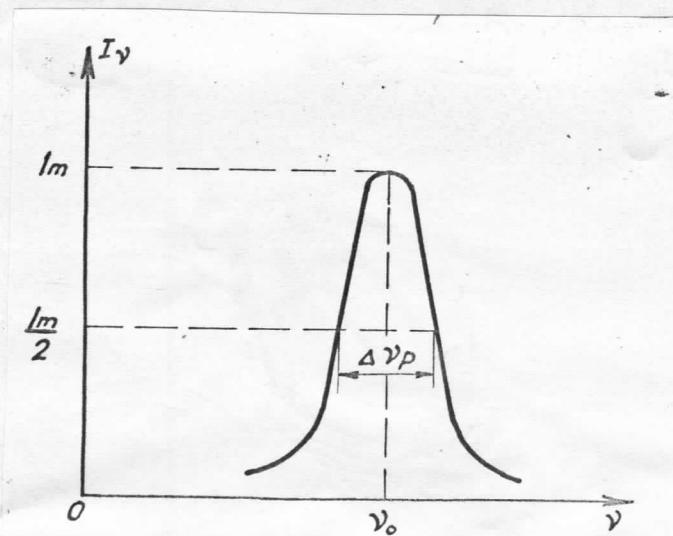
$$\Delta E_n \sim \frac{\hbar}{\tau_n} \quad \dots (1.2)$$

a u jedinicama učestanosti

$$\Delta V_n = \frac{\Delta E_n}{\hbar} \sim \frac{1}{2\pi\tau_n} \quad \dots (1.3)$$

time je određena neodredjenost učestanosti n -og nivoa kao recipročna vrednost srednjeg vremena života posmatranog nivoa.

Pri prelazu fotona sa n -og na m -ti nivo javlja se spektralna linija konačne širine. Na sl. 2 data je raspodela intenzivnosti linija po skali frekvencija.



Širina (poluširina) linije koja se zove širinom njezine konture nalazimo pri vrednosti ordinate koja iznosi polovinu od maksimalne, tj. $I_{max} = \frac{1}{2} I_{max}$. Kako je ova širina /poluširina/ posledica unutrašnjih osobina atoma, zove se - prirodna širina.

Neodređenošć energije fotona pri prelazu sa nivoa E_n na nivo E_m , je zbir neodređenosti energetskih nivoa E_n i E_m , te je

$$\Delta E_{nm} = \Delta E_n + \Delta E_m \sim \frac{h}{2\pi} \left(\frac{1}{\tau_n} + \frac{1}{\tau_m} \right) \quad \dots (1.4)$$

koristeći formulu (1.3) za neodređenost učestanosti dobijamo

$$\Delta V_{nm} \sim \frac{1}{2\pi} \left(\frac{1}{\tau_n} + \frac{1}{\tau_m} \right) \quad \dots (1.5)$$

Prema tome, neodređenog frekvencije je jednaka zbiru recipročnih vrednosti srednjih života energetskih nivoa izmedju kojih se vrši prelaz. Srednje živote $\bar{\tau}_n$ i $\bar{\tau}_m$ možemo zameniti odnosima $\frac{1}{A_n}$ i $\frac{1}{A_m}$, gde su A_n i A_m verovatnoće spontanih prelaza sa nivoa m i n na niže energetske nivoe. Tada je neodređenost učestanosti

$$\Delta V_{nm} = \frac{1}{2\pi} (A_n + A_m) \quad \dots (1.6)$$

a odgovarajuća širina /poluširina/ linije data je formulom

$$\Delta V_p = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{1}{\tau_n} + \frac{1}{\tau_m} \right) = \frac{1}{2\pi} (A_n + A_m) \quad \dots (1.7)$$

Sada ćemo naći red veličine prirodne širine izražene u angstromima. Izrazimo prirodnu širinu linija u skali talasnih dužina, koristeći relaciju $\sigma/\lambda = -\frac{\lambda^2}{c} dV$ minus zanemarujemo jer tražimo apsolutni red veličine/ i formula /1.7/ dobija vid

$$\Delta \lambda_p = \frac{\lambda^2}{c} \Delta V_p = \frac{\lambda^2}{2\pi c} \left(\frac{1}{\tau_n} + \frac{1}{\tau_m} \right) \quad \dots (1.8)$$

Neka je prelaz sa nivoa E_n na nivo E_m praćen emisijom svetlosti talasne dužine $\lambda = 5000\text{\AA}$, i neka je srednji život n-og nivoa $\bar{\tau}_n = 10^{-8}\text{sec}$ /red veličine je zbog dozvoljenog prelaza/, a srednji život m-tog nivoa /ako je on osnovni/ $\bar{\tau}_m = \infty$.

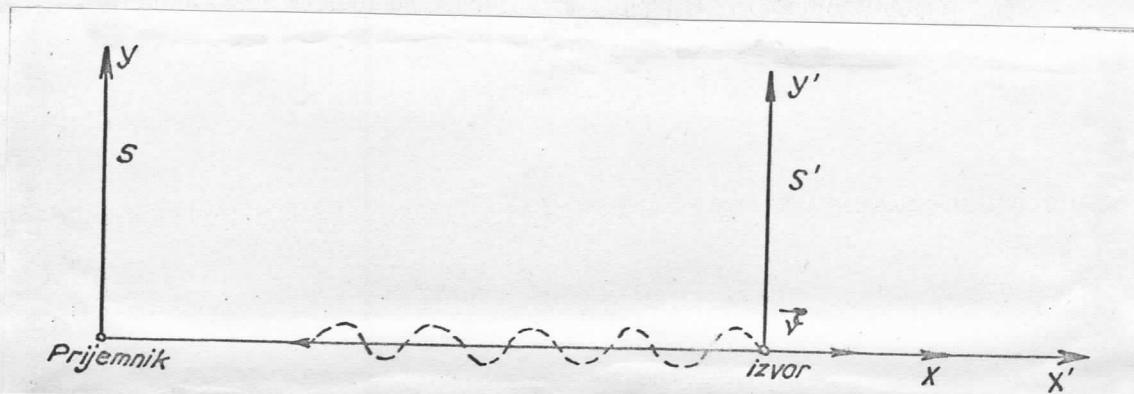
Zamenom ovih vrednosti u formulu (1.8) dobija se $\Delta\lambda_p = 13 \cdot 10^{-4} \text{ Å}$.
Ako se linija javlja pri prelazu izmedju dva nivoa sa srednjim vremenom života $\tilde{\tau}_n < 10^8 \text{ sec}$ tada je $\Delta\lambda_p > 10^{-4} \text{ Å}$ i obratno
ako se linija javlja pri prelazu izmedju dva nivoa sa srednjim životom $\tilde{\tau}_n > 10^8 \text{ sec}$ tada je $\Delta\lambda_p < 10^{-4} \text{ Å}$.

Doplerov efekt

Posmatraćemo Doplerov efekt, i to longitudinalni i transverzalni sa stanovištā talasne i korpuskularne teorije.

Talasna teorija Doplerovog efekta zasniva se na teoriji relativnosti.

Posmatrajmo dva sistema S i S' , kordinantni početak prvog sistema smešten je u prijemniku talasa a drugog u izvoru talasa sl. 3.



sl. 3

Ose oba sistema x i x' postavićemo tako da budu u pravcu brzine \bar{v} , kojom se sistem S' kreće relativno u odnosu na sistem S . Pošto je ovo uniformno kretanje, a znamo da svako uniformno kretanje jednog sistema u odnosu na drugi se razlaže na tri uniformna kretanja duž kordinantrih osa ovog drugog sistema, ovde ćemo posmatrati samo uniformno kretanje duž x - ose.

Ravan svetlosni talas koji polazi od izvora u pravcu prijemnika i kreće se u sistemu S' predstavićemo sledećom formulom

$$E(x; t') = \alpha' \cos[\omega' (t' + \frac{x'}{c}) + \varphi'] \dots (2.1)$$

Ovde α' , ω' , c i α' predstavljaju konstante u S', a $E(x, t')$ veličinu poremećaja svetlosnog talasa /napr. neka komponenta električnog i magnetnog polja u elektromagnetnom talasu/. Konstanta α' je amplituda talasa, $\omega'(t + \frac{x}{c}) + \alpha'$ predstavlja fazu talasa a samo α' je početna faza, ω' je frekvencija talasa kojom osciluje izvor.

Na osnovu teorije relativnosti znamo da prirodni zakoni imaju isti oblik u svim inercijalnim sistemima, tako da će svetlosni talas u sistemu S imati oblik prikazan sledećom formulom

$$E(x, t) = \alpha \cos[\omega(t + \frac{x}{c}) + \alpha] \quad \dots (2.2)$$

Transformisacemo fazu talasa u sistemu S' po kordinatama i vremenu sistema S. Ovo ćemo izvesti pomoću Lorencovih transformacija datih sledećom formulom

$$\begin{aligned} x' &= \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \\ y' &= y' \quad z = z' \\ t' &= \frac{t - \frac{v}{c^2}x}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \end{aligned} \quad \dots (2.3)$$

Posle transformacije faze formula (2.1) dobija sledeći oblik

$$E(x, t) = \alpha' \cos \left[\omega' \left(\frac{t - \frac{v}{c^2}x}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \right) + \frac{x - vt}{c\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} + \alpha' \right]$$

Ovu formulu možemo svesti na sledeći oblik

$$E(y, t) = \alpha' \cos \left[\omega' \frac{1 - \frac{v}{c}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} (t + \frac{x}{c}) + \alpha' \right] \quad \dots (2.4)$$

Formula (2.2) kao i formula (2.4) prikazuje talas u sistemu S.

Izjednačavajući formule (2.2) i (2.4) dobijamo

$$\omega = \omega' \sqrt{\frac{1-\frac{v}{c}}{1-\frac{v^2}{c^2}}} = \omega' \sqrt{\frac{1-\frac{v}{c}}{1+\frac{v}{c}}}$$

prelaskom sa ugaone učestanosti ω na linijsku v , i uzimajući oznake v i v_0 dobijamo

$$v = v_0 \sqrt{\frac{1-\frac{v}{c}}{1+\frac{v}{c}}} \quad \dots (2.5)$$

Pri udaljavanju izvora $v > v_0$ a $v < v_0$, približavanjem izvora $v < v_0$ a $v > v_0$.

Za slučaj kada je brzina izvora mnogo manja od brzine svetlosti $|v \ll c|$, formulu (2.5) ćemo razviti u red i zadržaćemo se samo na najnižim članovima tako da imamo sledeću formulu

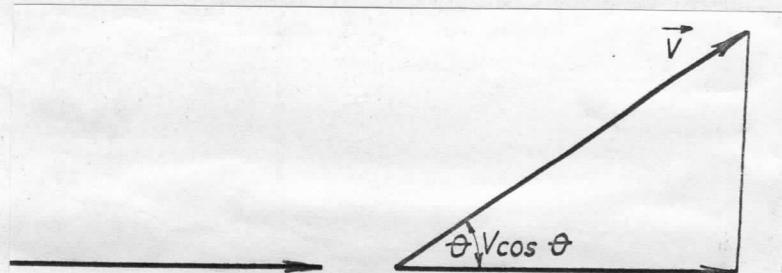
$$v = v_0 \frac{1-\frac{1}{2} \frac{v}{c}}{1+\frac{1}{2} \frac{v}{c}} \approx v_0 \left(1 - \frac{1}{2} \frac{v}{c}\right) \left(1 - \frac{1}{2} \frac{v}{c}\right)$$

Posle množenja ograničimo se samo na članove $\frac{v}{c}$, te dobijamo sledeću formulu koja određuje relativnu promenu frekvencije.

$$\frac{\Delta v}{v_0} = -\frac{v}{c} \quad \dots (2.6)$$

Moramo napomenuti sledeće, da smo pri izvodjenju formule (2.6) posmatrali kretanje sistema S' u odnosu na sistem S i to uniformno. Ako bismo posmatrali obratno dobili bismo znak plus u formuli (2.6).

Ako se prijemnik kreće u odnosu na izvor pod nekim uglom θ kao na sl. 4.



sl. 4

Dobićemo sledeću formulu za relativnu promenu frekvencije

$$\frac{\Delta \nu}{\nu_0} = -\frac{v}{c} \cos \theta \quad \dots (2.7)$$

Za svetlosne talase pored longitudinalnog Doplerovog efekta postoji i transverzalni. On se sastoji u smanjenju frekvencije koju prima prijemnik, kada je vektor relativne brzine \vec{v} normalan na pravac koji spaja izvor i prijemnik.

Pri tome je frekvencija izvora ν_0 povezana sa frekvencijom prijemnika ν sledećim odnosom

$$\nu = \nu_0 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \approx \nu_0 \left(1 - \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2}\right)$$

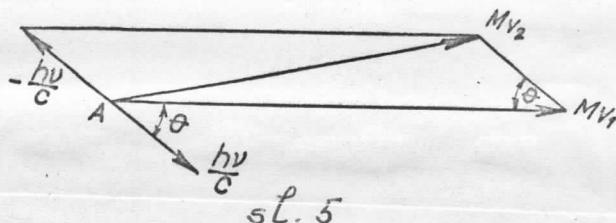
pa će relativna promena frekvencije pri transverzalnom Doplerovom efektu biti

$$\frac{\Delta \nu}{\nu_0} = -\frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2} \quad \dots (2.8)$$

Znači proporcionalna je kvadratu $\frac{v}{c}$ i znatno manja nego pri longitudinalnom efektu Doplera gde je relativna promena frekvencije proporcionalna sa $\frac{v}{c}$ (kada je $v \ll c$).

Formulu za Doplerov efekt možemo izvesti i na osnovu korpuskularne teorije svetlosti koristeći zakon o održanju impulsa /količine kretanja/ i energije.

Neka se izvor /atom/ svetlosti mase M kreće brzinom v , prema posmatraču. Za takav izvor /atom/ kažemo da ima količinu kretanja $M\nu_0$. Posmatrani izvor nalazi se u tački A, emitujući foton sa količinom kretanja $\frac{hv}{c}$, sl. 5.



Prema zakonu o održanju količine kretanja, atom u trenutku emisije stiče dopunski impuls $\frac{hv}{c}$ upravljen u suprotnom smeru.

Posle emisije brzina izvora je v_2 a količina kretanja Mv_2 .

Prema slici 5 koja je konstruisana na osnovu zakona o održanju impulsa vidi se da je približno (pri $v \ll c$):

$$Mv_1 - Mv_2 = \frac{hv}{c} \cos \theta \quad \dots (2.9)$$

Sada još primenimo zakon o održanju energije. Prelaz ne-pokretnog atoma iz stacionarnog stanja sa energijom E_1 , u drugo stacionarno stanje sa energijom E_2 vrši se uz emisiju fotona sa energijom hv , tada je

$$E_1 - E_2 = hv \quad \dots (2.10)$$

Energija pokretnog atoma pre emisije jednaka je

$$E_1 + \frac{1}{2} Mv_1^2$$

a posle emisije

$$E_2 + \frac{1}{2} Mv_2^2$$

Energija fotona koji emituje pokretni izvor iznosi $h(v + \Delta v)$.

Na osnovu zakona o održanju energije dobijamo

$$\frac{1}{2} Mv_1^2 + E_1 = \frac{1}{2} Mv_2^2 + E_2 + h(v + \Delta v) \dots (2.11)$$

sredjivanjem i primenom formule (2.10) dobijamo

$$\frac{M}{2} (v_1 - v_2)(v_1 + v_2) = h \Delta v$$

ili

$$M(v_1 - v_2)v = h \Delta v \quad \dots (2.12)$$

gde je $V = \frac{v_1 + v_2}{2}$ srednja brzina.

Kombinovanjem formule (2.9) i (2.12) dobijamo

$$h \Delta v = V \frac{hv}{c} \cos \theta$$

ili

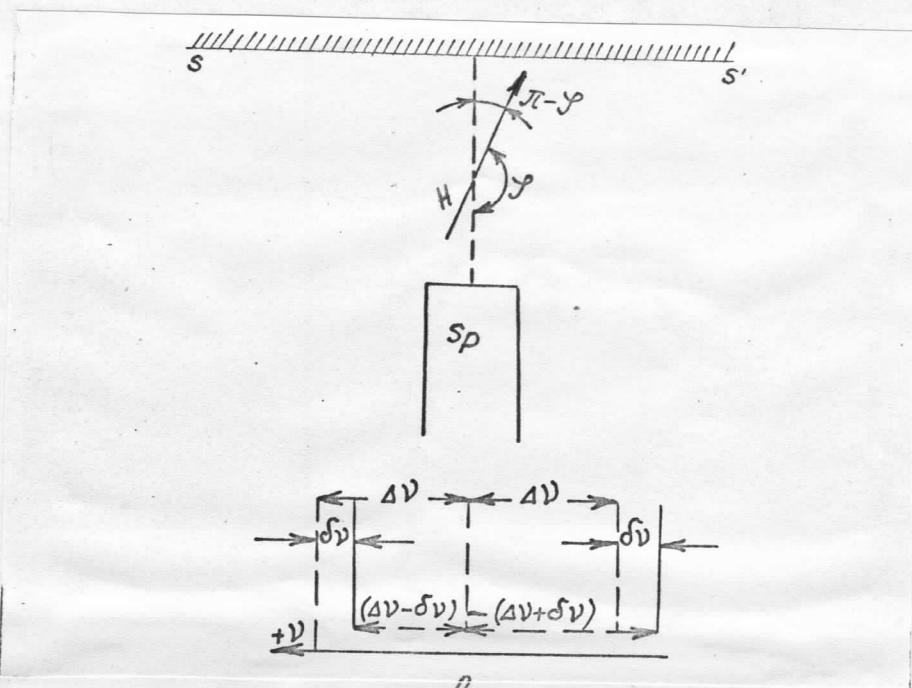
$$\frac{\Delta v}{V} = \frac{h}{c} \cos \theta \quad \dots (2.13)$$

A ovo je formula za longitudinalni Doplerov efekt koju smo dobili na osnovu talasne teorije.

Time sam izložio talasnu i korpuskularnu teoriju Doplerovog efekta. Na kraju će navesti i eksperiment kojim je potvrđen transverzalni efekt Doplera.

Transverzalni efekt Doplera otkrio je Ives /Ajvz/, 1938. godine, posmatrajući svetlost koju ispuštaju kanalski zraci atoma vodonika, čija je brzina bila reda 10^6 m/sec .

Ideja Ivesovog eksperimenta može se razumeti sa sl. 6.



sl. 6

Posmatrani kanalski zrak H usmeren je pod izvesnim uglom prema ogledalu SS', na koje je normalno postavljena osa spektografa Sp, onda važi longitudinalni Doplerov efekt, koji odgovara komponenti brzine duž pravca posmatranja. Neka je ugao izmedju pravca brzine čestice i pravca svetlosti, koja ide neposredno od čestice prema spektografu jednak φ . U tom slučaju, svetlost koja je usmerena od čestice prema ogledalu gradiće sa pravcem brzine ugao $\pi - \varphi$. Pri tome, longitudinalni Doplerov efekt daje pomeranje.

$$\Delta\nu = \frac{\nu}{c} \cos\varphi$$

i

$$\Delta\nu' = \frac{\nu}{c} \cos(\pi - \varphi) = -\Delta\nu$$

koja su simetrična u odnosu na nepomerenu liniju. Transverzalni Doplerov efekt, daje za obe ove komponente pomeranje na istu stranu, prema crvenom delu spektra $\text{H}\alpha$ /.

Kao rezultat oba efekta dobiva se slika asimetrična u odnosu na nepomerenu liniju. Ako konstatovano rezultujuće pomeranje izmerimo $a = -(\Delta\nu + \delta\nu)$ i $b = \Delta\nu - \delta\nu$, možemo izračunati pomeranje

$$-\delta\nu = \frac{a+b}{2} \quad \dots (2.14)$$

koje karakteriše transverzalni efekt Doplera i odgovara promeni talasne dužine prema crvenom delu spektra za veličinu $\delta\lambda$. Ivesova merenja su dala vrednosti za $\delta\lambda$, koja su veoma bliska vrednostima koje je predskazala teorija relativiteta:

očekivano $\delta\lambda = 0,0427 \text{ \AA}$; dobiveno $\delta\lambda = 0,0468 \text{ \AA}$.

Štarkov efekt

Ovaj efekt nastaje unošenjem atoma u električno polje, otkriven je 1913. godine od strane Štarka pri proučavanju spektra atoma vodonika.

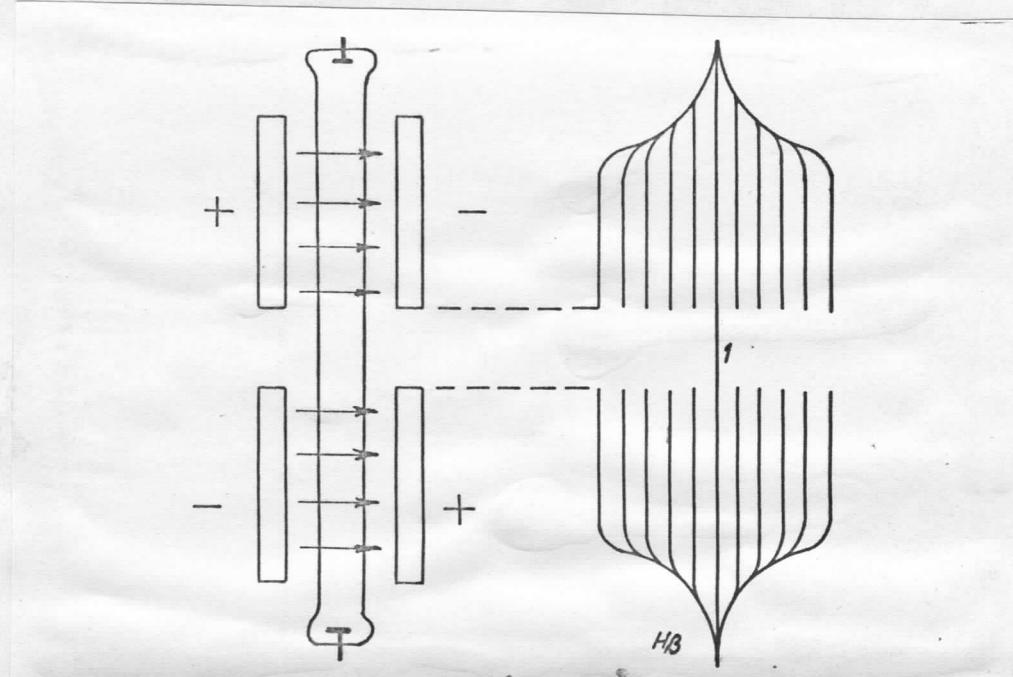
U homogenom električnom polju, projekcije momenta količine kretanja ostaju očuvane. Dopunska energija zavisi samo od apsolutne vrednosti kvantnog broja m . Pa će cepanje nivoa sa celobrojnim vrednostima kvantnog broja J -a na podnivoe sa datim vrednostima $|m|=0, \pm 1, \pm 2$ biti $J+1$ podnivoa, a nivoi sa polucelim vrednostima J -a na podnivoe sa vrednostima $|m|=\frac{1}{2}, \frac{3}{2}$ biti $J+\frac{1}{2}$ podnivca.

Razmotrimo zavisnost Štarkovog cepanja od jačine homogenog električnog polja jačine E .

Atomski sistemi sa centrom simetrije imaju dipolni moment jednak nuli, a za one atomske sisteme kod kojih je dipolni momenat različit od nule, dopunska energija je proporcionalna jačini polja-linearni efekt Štarka.

Linearni efekt Štarka javlja se kod atoma vodonika.

Na slici 7 prikazana je linija vodonika H_β /linija 1/,

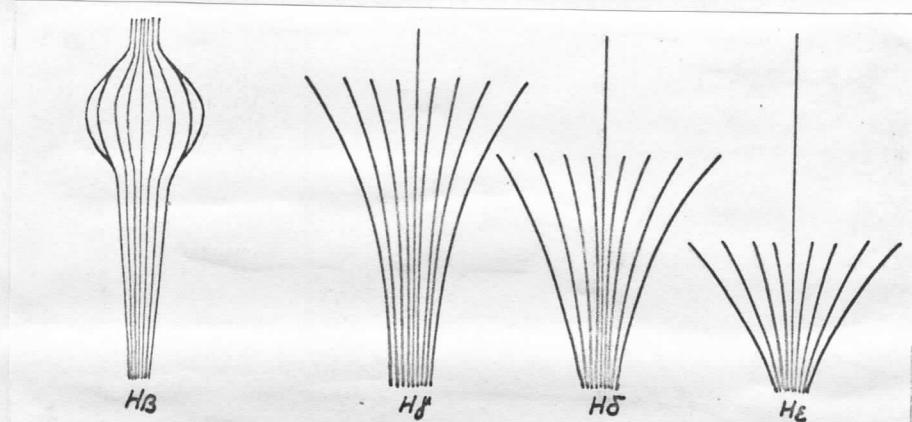


sl. 7

pre dejstva spoljašnjeg električnog polja.

Pri uključenju spoljašnjeg električnog polja linija se cepta. Dobijene komponente imaju oblik kao na slici 7, koji je rezultat nehomogenosti polja duž pukotine. Rastojanje medju komponentama je isto.

Na slici 8 prikazano je cepanje spektralnih linija vodonika $H\beta$, $H\gamma$, $H\delta$ i $H\epsilon$ prema Šarkovom efektu, pri čemu je



sl. 8

izmedju ploča kondenzatora čiji je razmak iznosio 0,1 do 0,3 mm, za električno polje je iznosila od $1,4 \cdot 10^4$ V/m.

Za atomske sisteme u električnom polju kažemo da imaju dipolni moment koji je nastao polarizacijom tog sistema.

Takav indukovani dipolni moment će biti proporcionalan jačini polja,

$$P_{ind} = \alpha E \quad \dots (3.1)$$

α je koeficijent polarizacije. Koristeći formulu (3.1) za dopunsку energiju dobijamo

$$W = - \int_0^E E dP_{ind} = -\alpha \int_0^E E dE$$

$$W = - \frac{\alpha E^2}{2} \quad \dots (3.2)$$

odakle vidimo da je dopunska energija proporcionalna kvadratu jačine električnog polja, a to je karakteristika kvadratnog efekta Štarka.

Širenje spektralnih linija

a) Doplerovo širenje

Prema efektu Doplera, učestanost ν , koja je registrirana prijemnikom a potiče od izvora koji se kreće data je formula (2.7) koju ćemo napisati u obliku

$$\nu = \nu_0 (1 + \frac{v}{c} \cos \theta) \quad \dots (4.1)$$

Gde je ν_0 učestanost svetlosti od izvora, v je relativna brzina prijemnika i izvora a θ je ugao izmedju vektora brzine v i pravca prostiranja svetlosti.

Ako se kao izvor oscilacije javljaju atomi ili molekuli koji se haotično kreću, tada su pravci brzine raspodeljeni u prostoru izotropno i zavisnost frekvencije od brzine v po formuli (4.1) vodi ka simetrično širenju spektralne linije. Tada je dužina slobodnog puta čestice veća od talasne dužine emitovane svetlosti. Takvo širenje nazivamo Doplerovo širenje.

Ako brzina v ima komponentu duž x - ose na kojoj se nalazi izvor i prijemnik, formulu (4.1) napisaćemo u obliku

$$\nu = \nu_0 (1 + \frac{v_x}{c}) \quad \dots (4.2)$$

Pri posmatranju haotičnog topotognog kretanja atoma ili molekula brzine su raspodeljene po zakonu Maksfela pa je verovatnoća da brzina v leži u intervalu $v_x \pm dv_x$, iznosi

$$dP = \sqrt{\frac{m}{2\pi kT}} e^{-\beta \frac{v^2}{c^2}} dv_x \quad \dots (4.3)$$

Gde je $\beta = \frac{m}{2RT}$ je molekulska težina čestice, R gasna konstanta a T temperatura u apsolutnoj skali



Iz jednačine (4.2) imamo za

$$V_x = \frac{c}{\nu_0} (\nu - \nu_0)$$

diferenciranjem dobijamo

$$\partial V_x = \frac{c}{\nu_0} \partial \nu \quad \dots (4.4)$$

Zamenom vrednosti za V_x i ∂V_x u formuli (4.3) dobija se

$$dP = \sqrt{\frac{\beta}{\pi}} e^{-\beta c^2 \left(\frac{\nu - \nu_0}{\nu}\right)^2} \frac{c}{\nu_0} d\nu \quad \dots (4.5)$$

Intenzivnost zračenja $I_{\nu} d\nu$, koji odgovara intervalu frekvencije $\nu \pm d\nu$, proporcionalan je broju čestica sa brzinom v_x . Zračenje koje potiče od ovih čestica sa frekvencijom ν prelazi na interval frekvencija $\nu \pm d\nu$. Ali, broj tih čestica proporcionalan je verovatnoći dP date formulom (4.5).

I u odnosu na to, raspodola intenzivnosti linija prema Doplerovom efektu određuje se formulom

$$I_{\nu} = I_0 e^{-\beta c^2 \left(\frac{\nu - \nu_0}{\nu_0}\right)^2} \quad \dots (4.6)$$

ordinata maksimalna konture određena je uslovom $I_{\max} = I_0$. Širinu linije dobijamo ako zamenimo vrednost ν , za koje je $I_{\nu} = \frac{1}{2} I_{\max}$, ona se javlja kao rešenje transcendente formule

$$\frac{1}{2} = e^{-\beta c^2 \left(\frac{\nu - \nu_0}{\nu_0}\right)^2}$$

logaritmovanjem dobijamo

$$\ln 2 = \beta c^2 \left(\frac{\nu - \nu_0}{\nu_0}\right)^2, \quad \text{a } \nu = \nu_0 \pm \frac{\nu_0 \sqrt{\ln 2}}{c \sqrt{\beta}}$$

a odgovarajuća širina Doplerovske konture iznosi

$$\Delta \nu_D = \frac{2 \nu_0 \sqrt{\ln 2}}{c \sqrt{\beta}} = \frac{2 \nu_0}{c} \sqrt{\frac{2RT}{\pi} \ln 2} \quad \dots (4.7)$$

Prelazeći na skalu talasnih dužina dobijamo

$$\Delta \lambda_D = \frac{2\lambda}{c} \sqrt{\frac{RT 2 \ln 2}{\pi}} \quad \dots (4.8)$$

Zamenom vrednosti za R i c Doplerovska širina linija biće približno jednaka.

$$\Delta \lambda_D = 7,16 \cdot 10^{-7} \lambda \sqrt{\frac{T}{\pi}} \quad \dots (4.9)$$

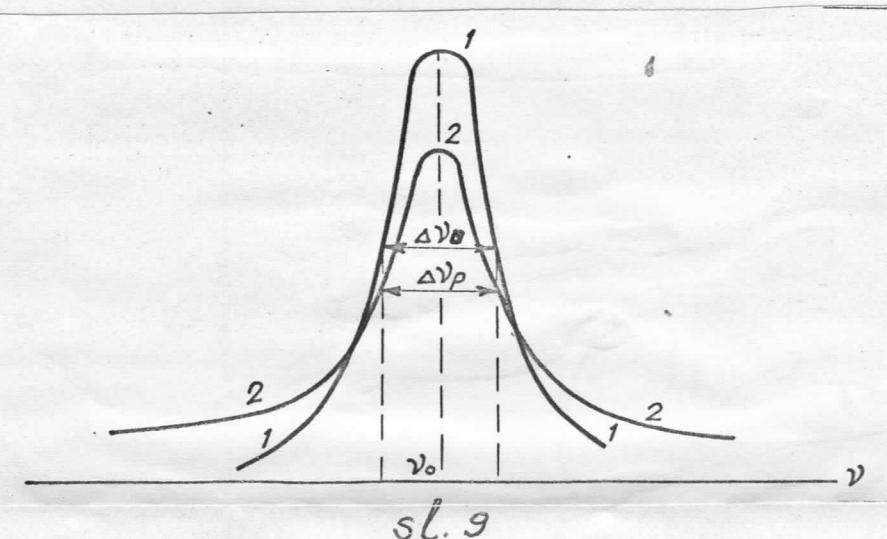
U tablici 1 data je Doplerova širina linijskih različitih elemenata pri nekim temperaturama.

Tablica 1

M	$\lambda [\text{\AA}]$	$\Delta \lambda_D [\text{\AA}]$			$T [^{\circ}\text{K}]$
		100	300	1000	
H	1	6536	0,047	0,081	0,149
H	1	4861	0,035	0,061	0,111
He	4	5876	0,021	0,036	0,066
Ne	20	5852	0,0094	0,016	0,030
Ar	40	4266	0,0049	0,0085	0,015
Kr	84	5570	0,0044	0,0076	0,014
Hg	200	5461	0,0028	0,0045	0,088

Iz ove tablice se može uočiti da je pri temperaturama do 300°K i za elemente ~~za srednje~~ sa srednjom atomskom težinom Doplerovo širenje ~~za~~ dva reda veće od prirodne širine linijske ($1,3 \cdot 10^{-4} \text{\AA}$). Ono što se ovde odmah uočava je to da kontura koja odgovara prirodnoj širini bitno se razlikuje po svom obliku od konture koja odgovara Doplerovu širini linijske.

Na slici 9. predstavljene su obe konture pri jednakim širinama $\Delta\nu_p = \Delta\nu_0$ i jednakih integralnih intenzivnosti $\int I_\nu d\nu$.



Doplerovo i prirodno širenje spektralnih linija su nezavisni jedno od drugog. Tako da se realan oblik kontruje pojavljuje kao rezultat dejstava ova dva faktora.

Možemo reći da svaki deo prirodne konture linije se širi na račun Doplerovog efekta, i obratno, svaki deo Doplerove konture se širi na račun prirodnog širenja.

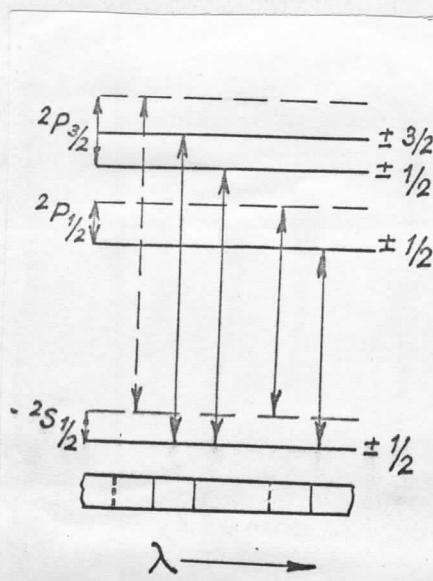
b/ Šarkovo širenje

Ako je atom okružen gustim oblakom iste vrste atoma, izmedju kojih postoji jako uzajamno dejstvo, usled čega se stvara električno polje \bar{E} (srednje).

Pod uticajem ovog polja javlja se efekt Šarka. Ukoliko je \bar{E} različito u različitim tačkama i menja se sa vremenom linijski ne trpi cepanje na pojedine komponente već se te komponente slivaju obrazujući jednu proširenu linijsku liniju.

Cepanje linijskih atoma vodonika u spoljašnjem električnom polju je simetrično u odnosu na prvobitni položaj linijskih u spektru, dok se linijski drugih elemenata cepaju nesimetrično u odnosu na njihov prvobitni položaj linijskih u spektru.

Šarkov efekt osim atoma vodonika i alkalnih metala detaljno je proučavan i u spektru drugih elemenata. Za linijske koje pripadaju glavnoj seriji atoma natrijuma važi samo kvadratni efekt Šarka. Ovo je prvi otkrio Ladenburg u apsorpcionoj linijskoj natrijuma i to D-liniji. Na slici 1.1. prikazan je Šarkov efekt linijski D / 5889,93 Å i 5895,96 Å). Na toj slici isprekidanim linijskim označeni su prvobitni termovi, prelazi koji odgovaraju $2P_{1/2} - 2S_{1/2}$, $2P_{3/2} - 2S_{1/2}$ i prvobitni duplet. Neprekidnim linijskim su prikazani prelazi, termovi i linijski u električnom polju.



Poznavajući činjenicu da je energija indukovanih dipola negativna, energija atoma u spoljašnjem električnom polju će se snižavati, a sniženje će biti veće za više termove i to dovodi do pomeranja spektra na stranu većih talasnih dužina. Razmotrimo primer dati na slici 1.1. Sva tri terma $S_{1/2}$, $P_{1/2}$ i $P_{3/2}$ pomeraju se na stranu manjih energija u zavisnosti od odgovarajućih koeficijenata polarizacije. Term $P_{3/2}$ se cepta u električnom polju na dve komponente a termovi $P_{1/2}$ i $S_{1/2}$ na po jednu komponentu. Cepanje linijskih natrijuma usled kvadratnog efekta Štarka u električnom luku koji gori u vazduhu eksperimentalno je ispitano u radovima V. F. Kitaevog. Rezultati su priloženi u tablici 2. U tablici 2. su karakteristični kvadratni efekti ŠTARKA.

Tablica 2.

	$\lambda [\text{\AA}]$	prelazi	$C_4, \text{cm}^4 \text{sec}^{-1}$
Na	8194,8	$3P_{3/2} - 3D_J$	$6,4 \cdot 10^{-14}$
Na	5688,2	$3P_{3/2} - 4D_J$	$1,3 \cdot 10^{-12}$
Na	4982,8	$3P_{3/2} - 5D_J$	$6,4 \cdot 10^{-12}$
Na	6160,8	$3P_{3/2} - 5S_{1/2}$	$3,5 \cdot 10^{-12}$
Na	5153,4	$3P_{3/2} - 6S_{1/2}$	$1,8 \cdot 10^{-13}$
Na	4751,8	$3P_{3/2} - 7S_{1/2}$	$6 \cdot 10^{-13}$
Na	5890	$3S_{1/2} - 3P_{3/2}$	$1,6 \cdot 10^{-15}$

U tablici 3. data su poređenja Doplerovog i Štarkovog širenja linijskih atoma vodonika pri temperaturi $T = 4 \cdot 10^{4.0} \text{K}$ i različitim koncentracijama elektrona u plazmi.

Tablica 3.

$T = 10^{4.0} \text{K}$		$T = 4 \cdot 10^{4.0} \text{K}$		
Koncentracija	10^{14}cm^{-3}	10^{17}cm^{-3}	10^{14}cm^{-3}	10^{17}cm^{-3}
$\Delta\lambda_s$	$0,48 \text{\AA}$	48\AA	$0,42 \text{\AA}$	50\AA
$\Delta\lambda_D$	$0,35 \text{\AA}$	$0,35 \text{\AA}$	$0,70 \text{\AA}$	$0,70 \text{\AA}$

Vidimo da se promena Doplerove širine linijsa usled promene koncentracije elektrona neznači, dok se širina linijsa usled Štarkovog efekta znatno menja sa koncentracijom elektrona.

c/ Sirenje usled pritiska

Povećanje ^m pritiska povećava se broj atoma u jedinici zapremine a to ima za posledicu povećanje broja sudara u jedinici vremena. Vrednost frekvencije neke spektralne linijske zavisnosti od razlike energije početnog i konačnog nivoa. Međutim, pri sudaru se menjaju energetski nivoi a samim tim i frekvencija odgovarajućih linijskih struktura. Posledica povećanja broja sudara je proširenje spektralne linijske strukture i pomeranje ka nižim frekvencijama.

d/ Instrumentalna širina

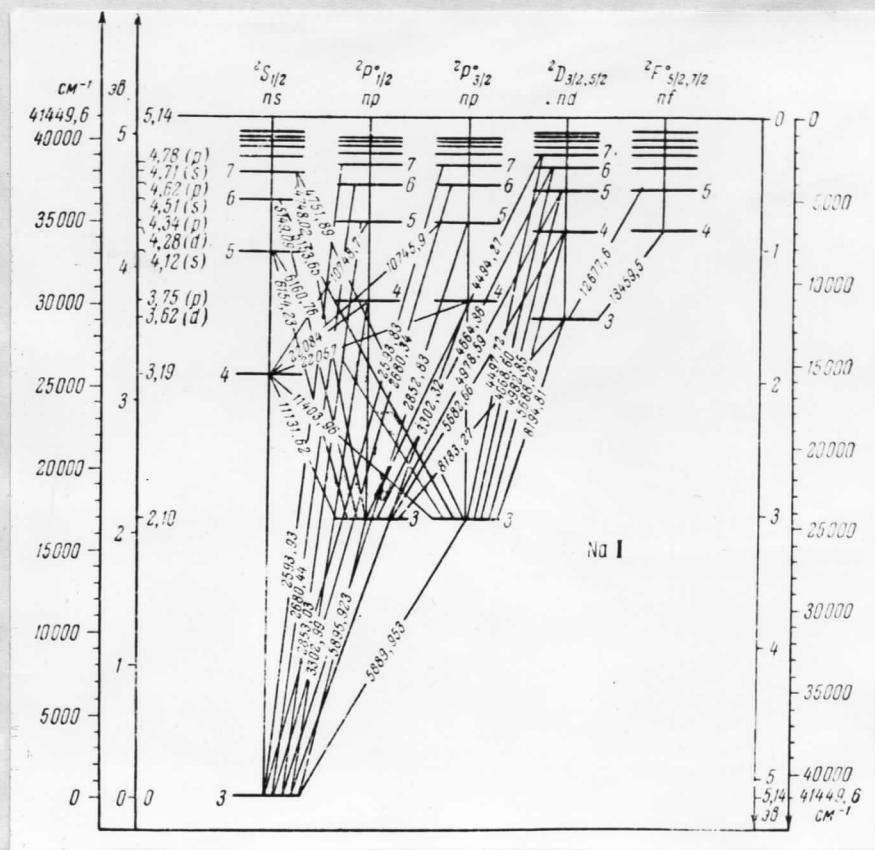
Spektralna linijska struktura je monochromatski lik pukotine i njena širina određuje se širinom pukotine. Za povećanje mogućnosti razdvajanja bliskih linijskih struktura, treba pribrojiti smanjenju pukotine spektralnog aparata. Smanjenje širine pukotine je korisno samo do neke odredjene granice. Pri vrlo uskim pukotinama smanjuje širine linijske strukture postepeno zaostaje za smanjenjem pukotine, pri veoma uskoj pukotini prikazana linijska struktura ima konačnu širinu. Ta neproporcionalnost između širine pukotine i širine linijske strukture uslovljena je difrakcijom svetlosti na objektivu i prizmu spektografa.

Granično značenje širine linijske strukture pri veoma uskoj pukotini određuje minimalnu razliku u talasnim dužinama dveju linijskih struktura $\Delta\lambda$, pri kojima linijske strukture mogu biti razdvojene. Na širinu spektralnih linijskih struktura utiče i inklinacija ploče, ona je postavljena pod ugлом u odnosu na svetlosni zrak koji pada na nju. Kod nas je taj ugao oko 30° . Ako za širinu pukotine uzmemos dva mikrona, onda će linijske strukture biti šire oko dva puta usled inklinacije. Dalje, širenje linijske strukture vrši emulzija na filmu usled zrnaste strukture. Ovo fotografsko širenje se može svesti na minimum smanjenjem vremena ekspozicije.

Eksperimentalni dio

a/ Apsorpcija natrijuma

Termska šema atoma natrijuma /sa jednim valentnim elektronom/ data je na slici 1. 2. Na toj slici kratke horizontalne linije označavaju energetske termove /nivoe/ a kose linije odgovarajuće energetsko prelaze. Cifra kod svake linije označava talasnu dužinu odgovarajuće spektralne linije u \AA .



sl. 1.2

Kod natrijuma prve dve ljudske su popunjene, njihov ukupan orbitalni i spinski momenat su nula, pa osobine natrijuma zavise od elektrona koji se nalazi u poslednjoj ljudsci. Sa termske šeme možemo odrediti i prelaze koji odgovaraju pojedinim serijama kod atoma natrijuma.

1. Glavna serija pri prelazu sa $3s$ - np.... / $n=3,4\dots$ /
2. Difuzna " " " $3p$ - nd ... / $n=3,4\dots$ /
3. Oštra " " " $3p$ - ns.... / $n=4,5\dots$ /
4. Osnovna " " " $3d$ - nf.... / $n=4,5\dots$ /

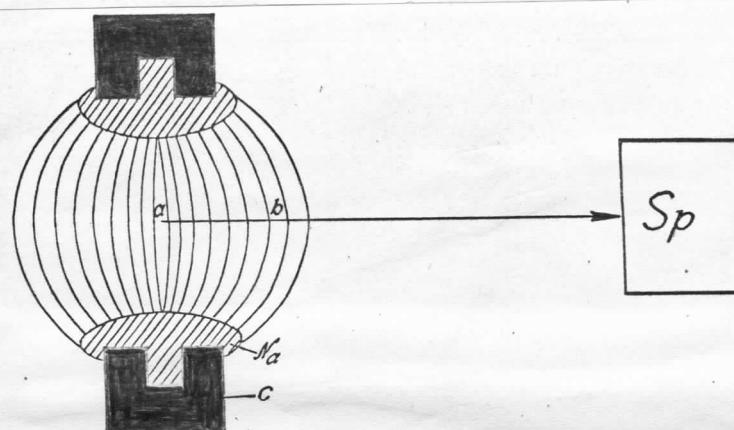
Glavna serija polazi sa osnovnog stanja i zato se može javiti kako pri emisiji tako i pri apsorpciji. Međutim, u slučaju visoke temperature mogu se pri apsorpciji javiti i linije drugih serija /kao kod nas, difuzna linija/. Sve ove linije zadovoljavaju pravilo izbora $\Delta l = \pm 1$, izuzetak je linija 3.427 \AA za prelaz $3s - 3d$.

Opisaćemo apsorpciju kod atoma natrijuma. Kao izvor svetlosti služio je luk izmedju natrijumovih elektroda. Generator za napajanje luka ima dva strujna kola i to jedno vrlo visokog napona, do 25000 V. koji je potreban za paljenje luka i drugo kolo koje obezbeđuje radni napon od oko 40 V. Uslovi za rad generatora bili su maksimalna struja $19,6 \text{ A}$ i frekvencija od 10 Hz . *Korišćenje spektograf KCA-1.*

Zračena svetlost potiče iz lučnog prostora, a nastaje električnim pražnjenjem izmedju natrijumovih elektroda. Održavanje pražnjenja kroz gas pri takо niskom naponu od $40V$. tumači se jonizacijom usled visoke temperature $10\frac{3}{5} \text{ K}$ i emisijom elektrona sa usijanih elektroda.

Gas u lučnom prostoru nalazi se na temperaturi $10\frac{3}{5} \text{ K}$. Posledica tako visoke temperature je pobudjivanje atoma Natrijuma (usled sudara prve vrste) koji čine gas.

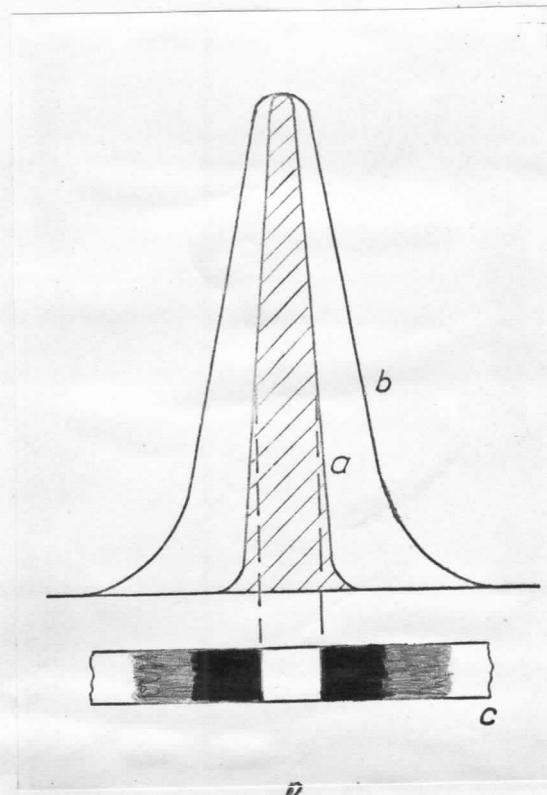
Na slici 2.2. prikazene su ugljene elektrode punjene natrijumom u stanju kada luk gori u vazduhu.



sl. 2.2

Ne i jono

U sredini luka /a/ koncentracija natrijuma je velika pa je tu i Štarkovo širenje najveće. Tako, da ako bismo uspeli da snimimo emisiju centralnog dela dobili bismo široke dublete, slika 2. 3. kriva b.



sl. 2.3

Ne

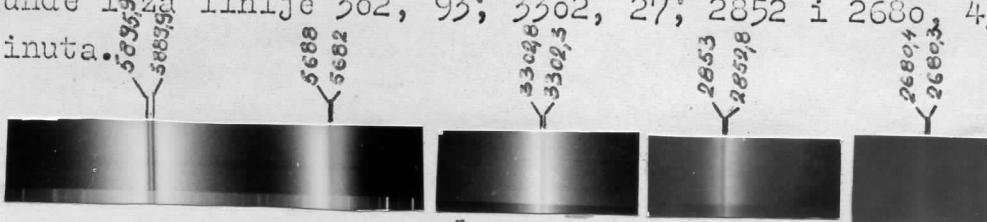
Prema periferiji /b/ manja je koncentracija natrijuma a samim tim i Štarkovo širenje. Svetlost koja potiče iz unutrašnjosti luka sa proširenim linijama biće apsorbovana u atmosferi natrijuma /na periferiji luka/ i dobićemo apsorpciju centralnog dela linije, dakle isti onaj deo koji bismo dobili pri emisiji, kriva a. Na slici 2.3c je prikazana odgovarajuća reapsorbovana linija.

U tablici 4 date su talasne dužine apsorpcionih linija atoma natrijuma, prelazi za odgovarajuće linije i linije gvožđja izmedju kojih se nalaze ove apsorpcione linije.

Tablica 4.

	Fe	Na	
Prelazi	$\lambda_1 [\text{\AA}]$	$\lambda_2 [\text{\AA}]$	$\lambda_x [\text{\AA}]$
$3S_{1/2}-3P_{1/2}$	5914,16	5859,60	5895,38
$3S_{1/2}-3P_{3/2}$	5916,16	5859,60	5890,04
$3S_{1/2}-4P_{1/2}$	3303,56	3298,13	3302,97
$3S_{1/2}-4P_{3/2}$	3303,56	3298,13	3302,27
$3S_{1/2}-5P_{3/2}$	2852,89	2851,79	2852
$3P_{1/2}-4D_{3/2}, 5/2$	5917,84	2658,82	5682,08
$3S_{1/2}-6P_{3/2}$	2682,51	2679,06	2680,43

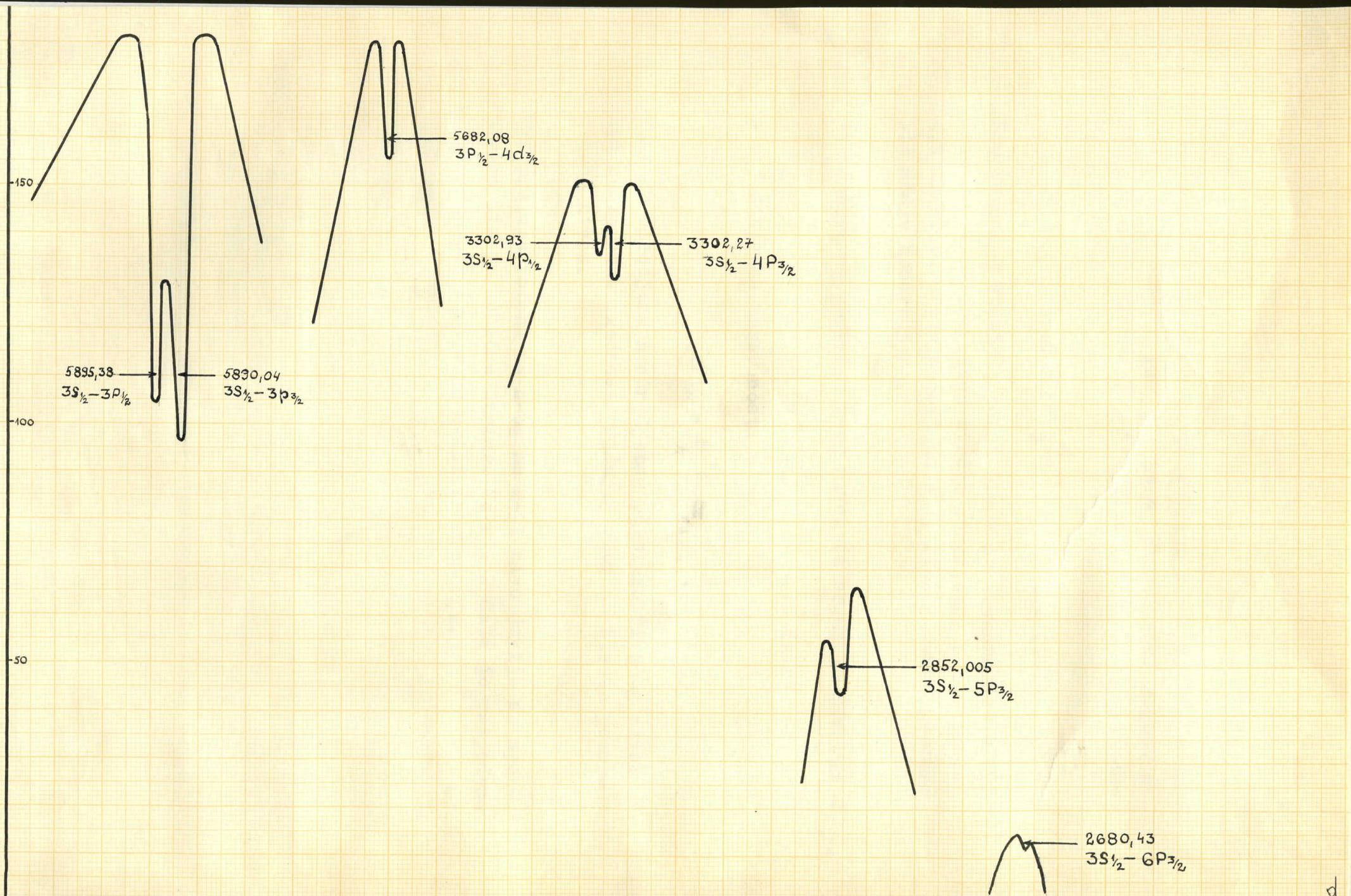
Na slici 2.4. prikazane su apsorpcione linije dobivene pod navedenim uslovima. Vreme eksponaže za pojedine linije je sledeće: za liniju 5895, 38; 5890, 04 i 5682, 08 je 2 sekunde i za linije 302, 93; 3302, 27; 2852 i 2680, 43 je 5 minuta.



sl. 2.4.

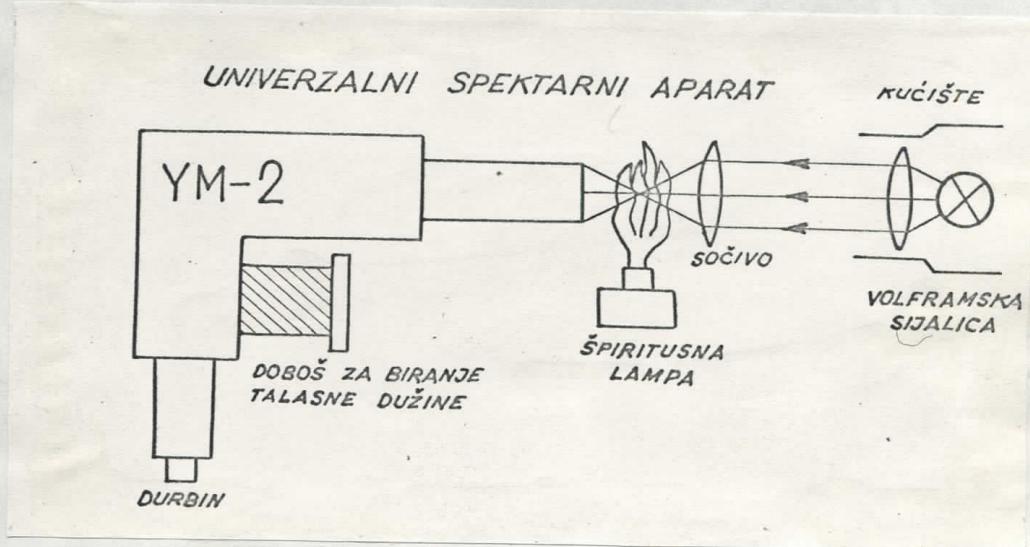
Linija iz difuzne serije se javlja je posledica visoke temperature, usled koje se nalazi veliki broj atoma u stanju $3P_{1/2}$, odakle vrši prelaz u stanje $4D_{3/2}, 5/2$. Ovde je trebalo da se javi dublet razvojen ali to nije, tako da sam odredio talasnu težinu samo jedne linije. Isto važi i za dublete /2853,03 Å - 2852,83 Å/ i /2860,44 Å - 2680,34 Å/.

Daleko jasniju sliku apsorpcionih linija dobijamo ako izvršimo fotometriranje filma. Fotometriranje se sastoji u propuštanju kroz film uskog svetlosnog snopa čiji se intenzitet posle prolaska kroz film méri pomoću foto Čelije i galvanometra kod mikrofotometra. Kad snop nađe na zacrnjenje onda je transparencije mala, a pošto instrument ne registruje transparenciju već denzit i logaritma njene recipročne vrednosti, to će očitana vrednost



biti velika, za razliku od one koja se dobija kad žesnops naidje na mesto koje odgovara apsorbovanoj liniji. Intenziteti apsorpcionih linija dati su na slici 2.5.

Apsorpciju natrijumove D linije posmatrali smo propuštanjem svetlosti volframske sijalice kroz plamen špiritusne lampe koja je sadržala i natrijumove pare. Ove pare dobijene su od kristala natrijum-hlorida koji se nalazio na fitilju špiritusne lampe. Posmatranje smo vršili pomoću univerzalnog spektroskopa YM-2, slika 2.6.



sl. 2.6.

Na slici 2.7. prikazan je kontinuirani spektar volframske sijalice i na njemu dve crne linije D_1 i D_2 , kao posledica apsorpcije natrijumovih para u plamenu.



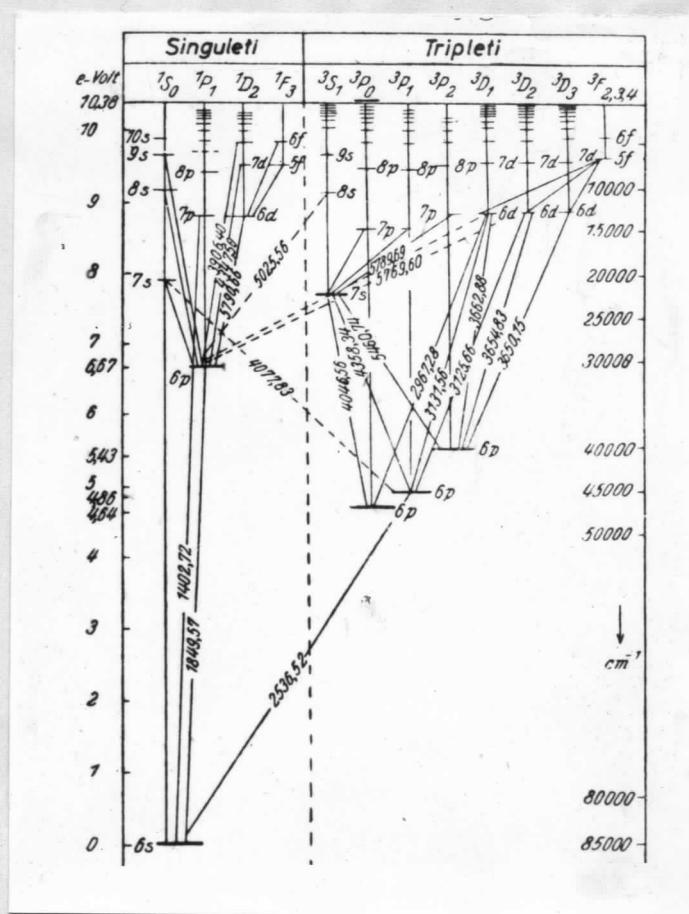
sl. 2.7

Ovo je slično pojavi Franhoferovih tamnih linija u spektru sunca, jer elementi /H, He.../ u sunčevoj atmosferi apsorbuje delove kontiniiranog spektra svetlosti koja polazi iz unutrašnjih delova Sunca.

Apsorpcioni spektar natrijuma snimio sam na već opisan način. Međutim, treba reći i to da sam taj isti spektar pokušavao pre toga snimiti pomoću špiritusne lampe na čijem se fitilži nalazili kristalni natrijum-hlorida i kroz njen plamen prolazila svetlost ~~kseobke~~ lampe, ali u tome nisam uspeo. Ni snimanje sa uglenim elektrodama punjenjem natrijumom ne ide baš tako glatko. Zbog brzog isparavanja natrijuma ugljene eltktrode se moraju puniti dva do tri puta u toku snimanja.

Apsorpcija žive

Tempska šema atoma žive /sa dva spoljna elektrona/ data je na slici 2. 8. na kojoj su razdvojeni singleti i tripleti.



sl. 2.8

Rezonantna linija žive 2537 Å javlja se pri prelazu sa singletom na triplet i ako taj prelaz nije dozvoljen selepcionim pravilom $\Delta S=0$. Kod žive postoji i druga rezonantna linija u dalekoj ultra-ljubičastoj oblasti čija je talasna dužina 1850 Å. Ona se dobija vakuumskom tehničkom jer se u vazduhu apsorbuje.

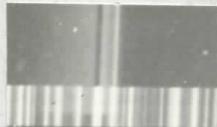
Rezonatnu liniju 2537\AA dobio sam propuštanjem svetlosti vodonikove lampe kroz kivetu /dužine oko 5 cm/ u kojoj se nalazila hladna živina para. Ona je dobijena isparavanjem žive u kivetu usled zagrevanja fenom. Atomi živine parc apsorbovali su izsvetlosti vodonikove lampe liniju talasne dužine 2537\AA i iz osnovnog stanja prešli u prvo pobudjeno stanje. Pri obrnutom prelazu emitovala bi se ta ista linija. Takve spektralne linije nazivaju se rezonantnim linijama, jer je njihova talesna dužina tačno jednaka talesnoj dužini apsorbovanog zračenja pri opštičkom pobudjivanju.

Na slici 2.9. prikazana je apsorpcija rezonantne linije 2537\AA dobijene na opisani način.



sl. 2.9

Na slici 2.9. prikazana je rezonantna linija 2537\AA dobijena pomoću živine lampe. Spektralna linija je raširena usled Starkovog efekta.



sl. 3.0

Vreme eksponaže za oba načina dobijanja spektralne linije 2537\AA je 3 minuta.

Apsorpcija kalaja, olova i bizmuta

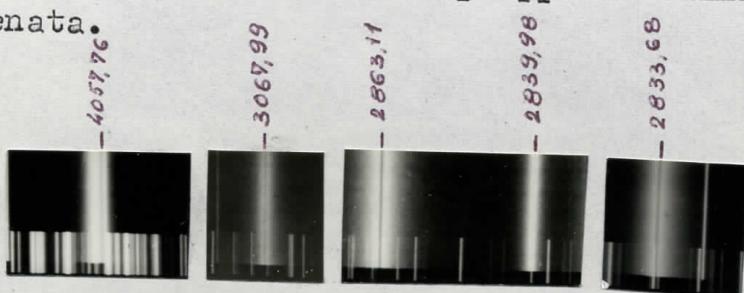
Apsorpciju kod atoma ovih elemenata dobili smo na istovetan način kao kod natrijuma.

U tablici 5 su date talasne dužine tako dobijenih linija i linije gvoždja izmedju kojih se nalaze. Energetske prelaze za ove apsorpcione linije nisam pronašao.

Tablica 5.

	Fe		
S_n	$\lambda_2 [\text{\AA}]$	$\lambda_1 [\text{\AA}]$	$\lambda_x [\text{\AA}]$
S_n	2864,97	2858,34	2863,11
S_n	2848,32	2835,95	2839,98
Pb	4058,76	4045,81	4057,76
Pb	2840,42	2832,43	2833,68
Bi	3070,69	3062,23	3067,99

Na slići 3.1. prikazane su apsorpcione linije gore navedenih elemenata.



sl. 3.1

Vreme eksponaže za liniju $4057,76 \text{\AA}$ je 2 sekunde a za sve ostale 5 minuta.

Z A K L J U Č A K

Apsorpcione linije natrijuma, žive, olova, kalaja i bizmuta koje sam dobio na opisani način imaju talasne dužine koje se poklapaju sa talasnim dužinama iz standardnih tablica.

Određivanje talasnih dužina tih linija je obuhvatilo standardni postupak uporedjivanja spektra koji sadrži apsorpcione linije sa spektrom gvoždja čije su talasne dužine date u tablicama. Snimanje svih apsorpcionih linija koje sam dobio vršio sam spektografijom KCA-1.

Apsorpcioni spektar atoma natrijuma dobio sam pomoću električnog luka koji gori u vazduhu. Isti način dobijanja spektra za ~~te~~ natrijuma primenuo je Kitaevou, prilikom ispitivanja širenja linijskih usled kvadratnog efekta Šarka.

Izloženu talasnu teoriju Doplerovog efekta dao sam sa dva stanovišta i to talasnog i korpuskularnog. Ova osobina svetlosnih pojava poznata je pod imenom dualizam. Tu pojavu utvrdio je Francuski fizičar Luj de Broglji.

Pažljivo proučavanje navedenog dualizma pokazalo je, međutim, da ta dvojnost leži u samoj prirodi supstance, a ne može se objasniti savršenoću naših shvatanja.



LITERATURA

1. I. B. Soveljev, Kurs opšte fizike, Moskva, 1968,
/171-174, 294-301/
2. E. V. Špoljski, Atomska fizika, Beograd, 1963, /326-329/
3. G. S. Lanzberg Optika, Beograd 1963, /324-325/
4. Eljašević Atomska i Molekularna spektroskopija, Moskva, 1963,
/104-108, 152-156, 409-419/.
5. G. R. Harrison, Praktična spektroskopija, Beograd, 1962.
6. S. L. Mandeljštam, Uvod u spektralnu analizu.
7. S. E. Friš i A. B. Timorjeva, Kurs opšte fizike 3, Beograd, 1966,
8. V. N. Kondratjev, Struktura atoma i molekula, Beograd, 1966,
/197-203, 178-188/.
9. D. Ivanović i V. Vučić, - Fizika II, Beograd, 1965,
10. M. Mitrovića, Diplomski rad, Novi Sad, 1968, /19,24/.
11. Terlecki, Statistička fizika.
12. Sokolov, Kvantna mehanika, Beograd, 1965.
13. Dj. Mušicki, Uvod u teorijsku fiziku I i II, Beograd, 1964.
14. D. Ivanović i V. Vučić, Atomska i nuklearna fizika, Beograd,
1965.