

DO AS. 11

UNIVERZITET U BEOGRADU

Prirodno-matematički fakultet

OOUR za matematiku, mehaniku i astronomiju

VINCE I. IŠTVAN

UTICAJ SUDARNIH PROCESA NA LIMB-EFEKT

- DOKTORSKA DISERTACIJA -

ОСНОВНА ОРГАНИЗАЦИЈА УДРУЖЕНОГ РАДА  
ЗА МАТЕМАТИКУ, МЕХАНИКУ И АСТРОНОМИЈУ  
БИБЛИОТЕКА

Број: Dokt. 11/1

Датум: 1.09. 1986.

BEOGRAD, 1986

Ova disertacija je realizovana na Astronomskoj opservatoriji u Beogradu pod rukovodstvom dr. Milana Dimitrijevića, kome dugujem zahvalnost za svestranu pomoć naročito u primeni teorijskih rezultata u oblasti sudarnog širenja spektralnih linija.

Želim da izrazim zahvalnost prof. dr. Mirjani Vukičević-Karabin za korisne savete i kritičke primedbe u završnoj fazi rada.

Zahvalan sam dr. Aleksandru Kubičeli za permanentne diskusije i pomoć tokom rada.

Takođe se zahvaljujem Vladimiru Kršljaninu za korisne diskusije i pomoći u izradi kompjuterskih programa. Prilikom kompjuterskih izračunavanja korisne sugestije i rešenja sam dobio od Slobodana Jankova, kome se i ovom prilikom zahvaljujem.

Zahvalan sam kolegama sa Opservatorije koji su mi omogućili rad na disertaciji.

Vince Ištvan

СЕРВИСНА ОРГАНИЗАЦИЈА УДРУЖЕНОГ РАДА  
ЗА МАТЕМАТИКУ, МЕХАНИКУ И АСТРОНОМИЈУ  
БИБЛИОТЕКА

Б р о ј: \_\_\_\_\_

Д а т у м: \_\_\_\_\_



# SADRŽAJ

1. UVOD	I
2. KRATAK OSVRT NA ISTORIJU LIMB-EFEKTA	I
2.1. OTKRICE LIMB-EFEKTA	I
2.2. VAŽNIJI REZULTATI U TOKU ISTORIJE ISTRAŽIVANJA LIMB-EFEKTA	2
2.3. PREGLED DANAŠNJIH ZNANJA O LIMB-EFEKTU	7
3. FORMIRANJE SPEKTRALNIH LINIJA	14
3.1. MODEL ZVEZDANIH ATMOSFERA	14
3.1.1. <u>Model tople i hladne zvezde</u>	17
3.1.2. <u>Modeli Sunčeve atmosfere</u>	20
3.1.2.1. Neki modeli Sunčeve atmosfere	20
3.1.2.2. HSRA model Sunčeve atmosfere	23
3.1.3. <u>Model Sunčeve pege</u>	29
3.2. PRENOS ZRAČENJA KROZ SUNČEVU ATMOSFERU	35
3.2.1. <u>Funkcija izvora</u>	36
3.2.2. <u>Optička dubina</u>	38
3.3. ŠIRENJE SPEKTRALNIH LINIJA	39
3.3.1. <u>Prirodna širina spektralnih linija</u>	41
3.3.2. <u>Dopplerovo širenje spektralnih linija</u>	42
3.3.2.1. Termalno širenje spektralnih linija	43
3.3.2.2. Širenje usled turbulencije	44
3.3.3. <u>Širenje pritiskom</u>	47
3.3.3.1. Širenje usled sudara sa neutralnim česticama	50
3.3.3.1.1. Van der Waalsov potencijal	51
3.3.3.1.2. Lennard-Jonesov potencijal	54

3.3.3.1.3. Smirnov-Roueffov potencijal	59
3.3.3.2. Štarkovo širenje	66
3.3.4. <u>Volgtov profil spektralnih linija</u>	70
<b>4. ANALIZA POMAKA I ASIMETRIJE SPEKTRALNIH LINIJA</b>	<b>73</b>
4.1. OPIS PROGRAMA ZA NUMERIČKO REŠAVANJE PRENOSA ZRAČENJA	73
4.1.1. <u>Centralni programi</u>	74
4.1.2. <u>Pomoćni programi</u>	75
4.1.3. <u>Kratak opis fizičkog i matematičkog sadržaja programa</u>	76
4.2. SPEKTRALNE LINIJE ATOMA NEUTRALNOG NATRIJUMA U ATMOSFERI SUNCA I U PEGI	81
4.2.1. <u>Izbor elementa i spektralnih linija</u>	81
4.2.2. <u>Naseljenost energetskih nivoa i dubina formiranja spektralnih linija</u>	86
4.2.3. <u>Profili spektralnih linija iz serije <math>3p^2 P^0 - ns^2 S</math> neutralnog natrijuma u atmosferi Sunca i u pegi</u>	92
4.2.4. <u>Limb-efekt</u>	109
4.2.4.1. Limb-efekt u pegi	140
4.2.5. <u>Bisektori</u>	145
4.2.5.1. Bisektori u pegi	165
4.3. SPEKTRALNE LINIJE NEUTRALNOG NATRIJUMA I HELIJUMA U ATMOSFERI HLADNE I TOPLE ZVEZDE	169
4.3.1. <u>Izbor spektralne linije</u>	170
4.3.2. <u>Limb-efekt i bisektori</u>	172
<b>5. ZAKLJUČAK</b>	<b>183</b>
<b>LITERATURA</b>	<b>187</b>

## I. UVOD

Limb-efekt, poseban fenomen u fizici Sunca, je od njegovog otkrića pokretačka snaga mnogih istraživanja. On daje podsticaj istraživačima zbog svoje fenomenološke jednostavnosti s jedne strane, i nepotpuno razjašnjenih fizičkih uzroka sa druge.

Šta je limb-efekt?

Kad se posmatrana talasna dužina Fraunhoferovih linija svede na talasnu dužinu u koordinatnom sistemu vezanom za Sunce i izvrši popravka za Einsteinov gravitacioni pomak, dobija se da su talasne dužine spektralnih linija iz centra Sunčevog diska pomerene ka plavom delu spektra, u odnosu na laboratorijske vrednosti. Ovaj plavi pomak se smanjuje kad se heliocentrični ugao posmatrane tačke na Suncu povećava. U relativnim merenjima, u odnosu na centar Sunčevog diska, spektralne linije se pomeraju ka crvenom delu spektra sa povećanjem heliocentričnog ugla posmatrane tačke. Ovaj fenomen je nazvan limb-efektom. U poslednje vreme pored limb-efekta se intenzivno proučavaju i promene oblika profila spektralnih linija u funkciji heliocentričnog ugla.

Proučavanje limb-efekta u poslednjih nekoliko godina je postalo jedan od značajnijih zadataka u okviru fizike Sunca, a planira se njegovo izučavanje i kod zvezda. Naime, očekuje se da iz promene talasne dužine i oblika profila spektralne linije u zavisnosti od heliocentričnog, odn. astrocentričnog ugla, mogu izvesti zaključci o fizičkim parametrima materije i njenom kretanju u tri dimenzije sloja gde se formiraju spektralne linije.

Mogućnosti da se u nekim slučajevima veoma verno reprodukuju posmatrani pomaci i profili spektralnih linija pomoću tzv. teorije konvektivnih strujanja (Beckers, 1978) često dovodi do jednostranog zaključka da su drugi



procesu, koji učestvuju u formiranju spektralnih linija zanemarljivi kad je reč o limb-efektu.

U ovom radu se detaljno ispituje uticaj sudara sa elektronima i atomima na pomak i oblik profila spektralnih linija u zavisnosti od helio- odnosno astrocentričnog ugla.

U tom cilju izabran je HSRA model (Gingerich, 1971) Sunčeve atmosfere i razmatran prenos zračenja u intervalu talasnih dužina unutar profila spektralnih linija serije neutralnog natrijuma ( $3p^2 P^0 - ns^2 S$ ). Primenjeni su rezultati novijih istraživanja sudarnih procesa u plazmi na uslove u Sunčevoj atmosferi. Izvršena je analiza raspodele izlaznog intenziteta zračenja Sunca u funkciji talasne dužine unutar profila spektralnih linija. Ispitana je zavisnost talasne dužine, promena oblika profila (bisektora) od heliocentričnog ugla.

Neka posmatranja pokazuju da u Sunčevim pegama nema limb-efekta (Beckers, 1977). To je jedan od najbitnijih argumenata da se uzrok limb-efekta često traži samo u okviru konvektivnih teorija. Da bi se ispitalo i udeo sudarnih procesa u limb-efektu unutar pega, usvojen je model jedne tipične pege i razmatrano je ponašanje jedne sintetičke spektralne linije neutralnog natrijuma iz već pomenute serije.

Ideja da će se u buduće, primenom ogromnih teleskopa (npr. prečnika 20 m), moći spektroskopski proučavati pojedini delovi diska zvezda (Dravins, 1982), podstiče na ispitivanje uticaja sudarnih procesa na limb-efekt i kod zvezda. U radu je ispitan uticaj ovih procesa na limb-efekt kod dva tipična prestavnika zvezda glavnog niza. Shodno tome, izabran je model jedne zvezde veće i druge manje efektivne temperature od Sunčeve i pomoću jedne sintetičke spektralne linije istražen je uticaj sudarnih procesa na limb-efekt kod ovih zvezda.

U zaključku rada je data procena udela sudarnih procesa u limb-efektu i njihovog uticaja na bisektore spektralnih linija u mirnoj Sunčevoj fotosferi

u pegama i u atmosferama izabranih zvezda. Takođe je ukazano na mogućnosti nastavka istraživanja uticaja sudarnih procesa na limb-efekt i bisektore spektralnih linija.

## 2. KRATAK OSVRT NA ISTORIJU LIMB-EFEKTA

### 2.1. OTKRICE LIMB-EFEKTA

Prvi posmatrački podaci o crvenom pomeranju Fraunhoferovih linija u odnosu na njihov položaj u laboratoriji potiču iz 1896. godine (Jewell, 1896). Međutim, tek je nekoliko godina kasnije postalo jasno da crveni pomak nije isti u svim tačkama Sunčevog diska. Godina 1907, kad je objavljen rad Halma (1907) "O jednoj nepoznatoj osobini Fraunhoferovih linija Sunčevog spektra" smatra se početkom istraživačkog rada o fenomenu koji će se kasnije zvati limb-efekt. Da se podsetimo, ukratko, početka istraživanja ove neobične pojave.

1901. godine Halm je započeo spektrografsko posmatranje Sunca sa nametom da u toku jednog ciklusa aktivnosti proučava brzinu njegove rotacije Dopplerovom metodom. Za posmatranje brzine Halm je koristio, danas dobro poznatu, kombinaciju telurskih linija molekula kiseonika i spektralnih linija neutralnog gvoždja:  $O_2$  ( $\lambda = 630.22$  nm,  $\lambda = 630.30$  nm) i FeI ( $\lambda = 630.17$  nm,  $\lambda = 630.27$  nm). Mereći na spektrogramu relativni položaj linije gvoždja u odnosu na telurske linije u centru i u dijagonalno suprotnim tačkama na rubu Sunčevog diska, primetio je da su na rubu spektralne linije gvožđa pomaknute u srednjem za 1.2 pm ka crvenom delu spektra u odnosu na mereni položaj u centru diska. Halm je ustanovio da relativni pomak linija gvožđa neprekidno raste od centra ka rubovima.

Na osnovu svojih posmatračkih podataka Halm je zasnovao i prve hipoteze o limb-efektu. Obrazlažući svoje viđenje o mogućem dopplerovskom uzroku limb-efekta Halm je prvi razmatrao mogućnost objašnjenja limb-efekta na bazi hipoteze o radijalnim strujanjima. Na osnovu tadašnjih znanja on je odbacio ovu hipotezu.



$$\Delta \nu = G \cdot M_{\odot} \cdot \nu / (R_{\odot} \cdot c^2), \quad (2.1)$$

$h$  je Planckova konstanta,  $G$  je gravitaciona konstanta,  $M_{\odot}$  je masa Sunca,  $R_{\odot}$  je poluprečnik Sunca,  $c$  je brzina svetlosti,  $\nu$  je frekvencija zračenja.

Iz gornje formule lako se dobija promena talasne dužine zračenja koje dolazi sa Sunca. Ako uvrstimo odgovarajuće parametre Sunca u jednačinu (2.1), za promenu talasne dužine dobijamo sledeću formulu

$$\Delta \lambda_G = 2.12 \cdot 10^{-6} \lambda. \quad (2.2)$$

Kad se od merene talasne dužine spektralne linije na Suncu oduzme  $\Delta \lambda_G$  dobija se da su u centru Sunčevog diska spektralne linije pomaknute ka plavom delu spektra u odnosu na laboratorijske.

Plavi pomak spektralnih linija u centru Sunčevog diska St. John (1928) je objasnio radijalnim strujanjem materije u donjem delu atmosfere Sunca. Komponenta brzine ovog strujanja ka posmatraču na rubu Sunčevog diska je nula i ostaje crveni gravitacioni pomak.

Tridesetih godina našeg veka proučavanje limb-efekta ima buran tok. Ukazano je na postojanje asimetrije profila spektralnih linija na Suncu (npr. Burns, i dr., 1929, Evershed, 1931). Ovim se pojavila još jedna teškoća u objašnjenju limb-efekta. Posumnjalo se da uzrok merenih pomaka spektralnih linija leži u asimetriji profila. Postavljalo se fundamentalno pitanje: kako izmeriti talasnu dužinu asimetrične spektralne linije? Odnosno, šta je definicija položaja spektralne linije asimetričnog profila. Ukazano je na zavisnost crvenog pomaka od intenziteta spektralne linije - Burns-efekt (Burns, 1929). U centru diska Sunca plavi pomak je manji ako je linija jača. Za veoma jake linije postaje nula, pa čak može preći i u crveni pomak. Kod nekih spektralnih linija na limbu se dobija veći crveni pomak nego što predviđa opšta teorija relativnosti (St. John, 1928). To je nazvano supergravitacionim-pomakom ili -efektom.

Halm je imao podatak o tome da se spektralne linije pomeraju ka crvenom ako se povećava pritisak gasa koji apsorbuje zračenje. Takođe, znao je da su spektralne linije Sunca pomerene ka crvenom u odnosu na laboratorijske linije. Smatrajući da efektivni pritisak raste ka rubu Sunčevog diska on je kvalitativno uspeo objasniti limb-efekt i sa tim je zasnovao ideju o tome da je limb-efekt izazvan efektima pritiska ili što se u krajnjoj liniji svodi na procese interakcije apsorbujuće čestice i okoline.

## 2.2. VAŽNIJI REZULTATI U TOKU ISTORIJE ISTRAŽIVANJA LIMB-EFEKTA

Limb-efekt sa svojim zagonetkama privukao je pažnju mnogih istraživača. Istorija istraživanja u ovoj oblasti fizike Sunca, duga skoro osam decenija, veoma je bogata. Ovde će biti izneseni samo neki detalji te bogate istorije.

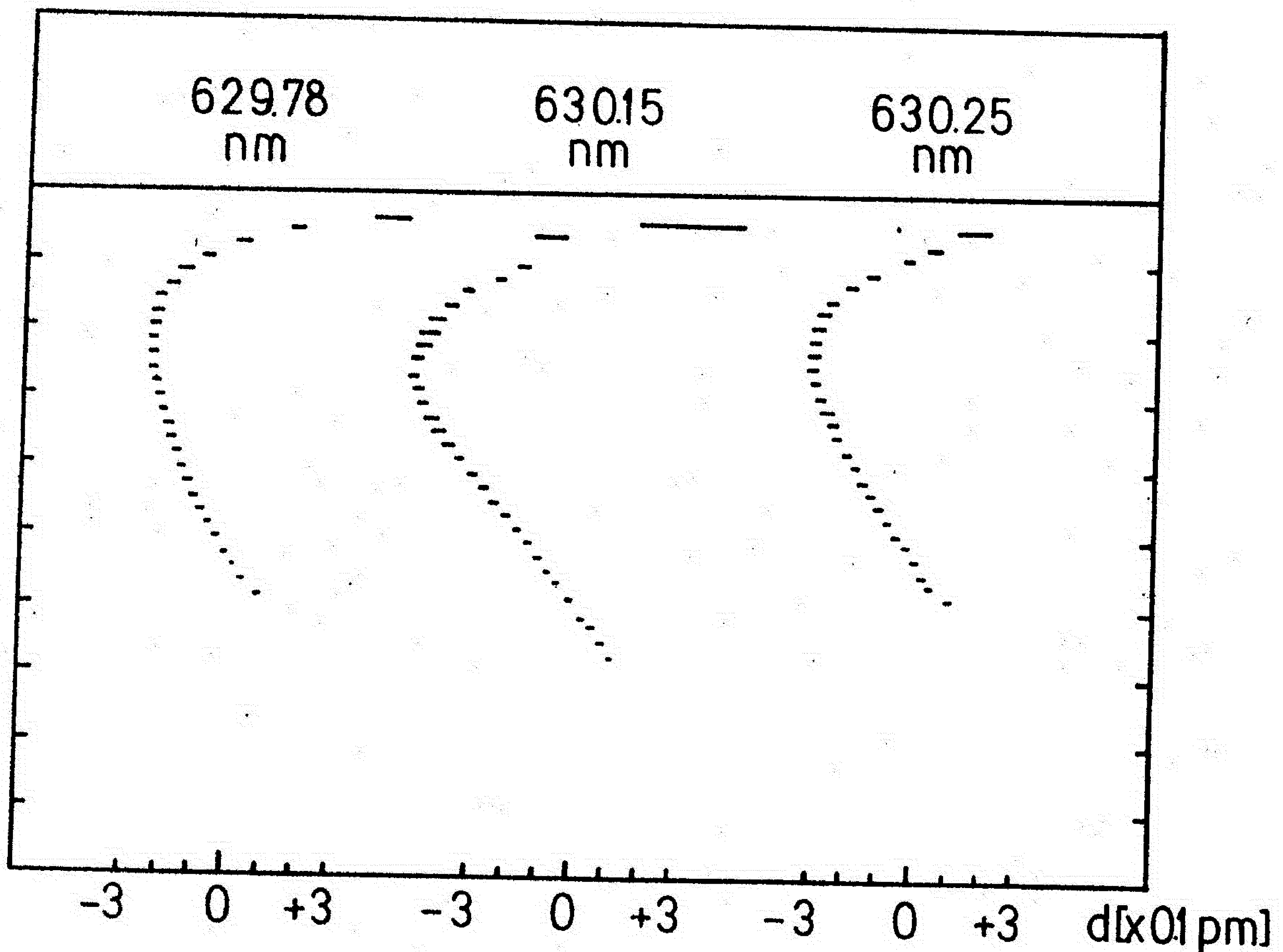
Na prvi pogled lepo uklapanje posmatračkih činjenica u Halmovu hipotezu da je limb-efekt izazvan povećanjem efektivnog pritiska gasa ka rubu Sunca, vrlo brzo upada u velike teškoće. Naime, njegova hipoteza o efektu pritiska nije se mogla održati, jer je za posmatrane pomake bio bi potreban pritisak od 5 do 6 hiljada bara. Pokazalo se i posmatrački iz spektroskopskih merenja, a i teorijski, na osnovu stepena jonizacije atoma da je pritisak u Sunčevoj atmosferi mnogo manji.

Einsteinova opšta teorija relativnosti je unela veliki preokret u izučavanje i tumačenje limb-efekta. Poznato je da opšta teorija relativnosti predviđa crveni pomak spektralnih linija ako se izvor svetlosti nalazi u gravitacionom polju. Napuštajući površinu Sunca, foton gubi energiju od

$$\Delta E = G \cdot M_{\odot} \cdot h \cdot \nu / (R_{\odot} \cdot c^2),$$

tj. smanjuje se njegova frekvencija za



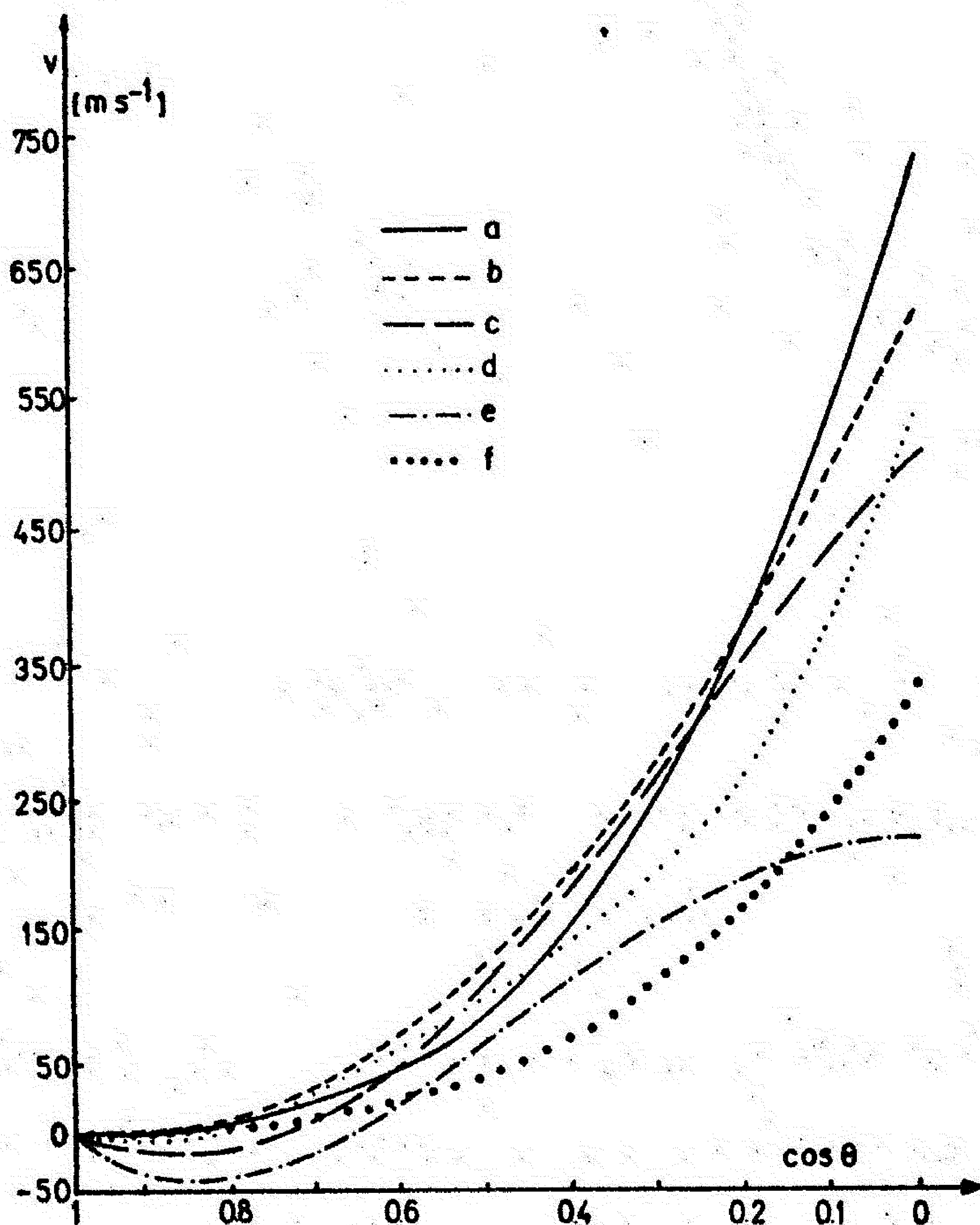


Sl. 1. "C"-oblik bisektora tri spektralne linije neutralnog gvožda (slika je iz Adam i dr., 1976).

Pored navedenih teorija pokušalo se sa objašnjenjem limb-efekta i pomoću raznih drugih mehanizmima. Tako se smatra da prostiranje na primer akustičnih, magnetohidrodinamičkih i sličnih talasa u atmosferi Sunca ima svoj doprinos limb-efektu. Oni izazivaju tzv. talasni pomak spektralnih linija (Erikson i Maltby, 1967, Kostik i Orlova, 1972). Comptonov efekat, tj. rasejanje fotona na slobodnim elektronima je takodje ispitan kao jedan od mogućih uzroka limb-efekta. Međutim, pokazalo se (Pasachoff i Silk, 1968, Maltby, 1977) da su pomaci izazvani Comptonovim efektom suviše mali da bi bitno doprineli limb-efektu.

Koliko je limb-efekt složena pojava najbolje pokazuju pokušaji da ga objasne na osnovu novih, dosad nepoznatih fizičkih procesa. Ovi pokušaji se zasnivaju na ideji o raspadanju fotona prilikom interakcije sa dru-

gim fotonima (Freundlich, 1954, Gazanalidze, 1971) ili gravitacionim poljem (Crawford, 1979). Neki tvorci ovih teorija, limb-efekt smatraju posmatračkim dokazom svojih ideja.



Sl. 2. Limb-efekti raznih spektralnih linija posmatrani od strane raznih autora:

- a - Howard i dr. (1980), FeI 525.0 nm,
- b - Plaskett (1973), FeI linije  $\approx 630$  nm,
- c - Bruning (1981), FeI 525.0 nm,
- d - Kubičela i dr. (1985), FeI 630.25 nm,
- e - Bruning (1981), FeI 557.6 nm,
- f - Howard i Harvey (1970), FeI 525.0 nm.

Četrdesetih godina je u istraživanju limb-efekta nastupilo miran period.

Ovaj predah od nekoliko godina kao da je služio za pripremu jednog veoma aktivnog istraživačkog perioda u proučavanju limb-efekta, koji i danas traje.

1948. godine Adam (1948) je objavila rezultat svojih merenja sa analizom. U njenoj teoriji limb-efekta se pojavljuje ponovo uticaj pritiska na pomak spektralnih linija i ulazi u račun kao korekcionni faktor. Na ovaj rad se nadovezuje rad Spitzera (1950), koji je primenio tadašnje rezultate proučavanja sudarnih procesa u gasu na pomak spektralnih linija. On uspeva da objasni limb-efekt kod nekih spektralnih linija u potpunosti. Odatle on zaključuje da je uticaj strujnih procesa zanemarljiv u nastanku limb-efekta.

Posle pedesetih godina limb-efekt postaje predmet proučavanja velikog broja istraživača. Više pažnje je posvećeno i detaljima profila spektralnih linija. Proučava se ponašanje asimetrije profila linija u raznim položajima na disku. Uvodi se, danas već odomaćeni pojam, "C"-oblik bisektora profila spektralnih linija (sl. 1, Higgs, 1962, Adam i dr., 1976). Proučava se promena oblika bisektora u zavisnosti od heliocentričnog ugla i od ekscitacionog potencijala (Erikson i Maltby, 1967, Magnan i Pecker, 1974). Neki istraživači (Adam, 1948, Hart, 1954, Higgs, 1960, itd.), ukazuju na monotoni rast relativnog pomaka spektralnih linija sa rastom heliocentričnog ugla, dok drugi (Schröter, 1959, Appenzeller i Schröter, 1967, Kubičela i Karabin, 1977, itd.) ukazuju na nemonotonost rasta pomaka. Naime, nedaleko od centra Sunčevog diska (na oko  $30^{\circ}$  heliocentričnog ugla) postoji mali plavi pomak. Međutim, ova inverzija rasta pomaka se ne dobija kod svih spektralnih linija (sl. 2).



### 2.3. PREGLED DANAŠNJIH ZNANJA O LIMB-EFEKTU

Promena talasne dužine ( $\Delta\lambda$ ) u koordinatnom sistemu vezanom za Sunce i sa izvršenim popravkom za gravitacioni crveni pomak može se napisati pomoću opšte jednačine:

$$\Delta\lambda(\theta) = f_{\lambda}(\theta) + \Delta\lambda,$$

gde je  $f(\theta)$  neka funkcija promene talasne dužine u zavisnosti od heliocentričnog ugla ( $\theta$ ), koja zadovoljava uslov da je  $f_{\lambda}(\theta=0)=0$ ;  $\Delta\lambda$  je pomak spektralne linije u centru Sunčevog diska u odnosu na laboratorijsku vrednost.

U mnogim razmatranjima je zgodnije izraziti pomak spektralnih linija, pomoću Dopplerove funkcije, u brzinskim jedinicama:

$$v(\theta) = v_f(\theta) + v_0.$$

Prikupljeni posmatrački materijal u toku 80 godišnje istorije limb-efekta dozvoljava nam da ukažemo na nekoliko njegovih glavnih karakteristika.

1. Fraunhoferove linije umerenog i slabog intenziteta, odnosno ekvivalentne širine (EQ) se pomeraju ka crvenom delu spektra sa porastom heliocentričnog ugla posmatrane tačke na Sunčevom disku:

$$\partial v(\theta) / (\partial \theta) > 0.$$

U centru Sunčevog diska spektralne linije imaju plavi pomak (tj.  $v_0 < 0$ ) koji iznosi oko 400 do 500  $\text{ms}^{-1}$ .

Plavi pomak u centru Sunčevog diska se smanjuje sa porastom ekvivalentne širine:

$$\partial |v_0| / (\partial \text{EQ}) < 0.$$

Ovaj fenomen se zove Burns-efekt.



3. Asimetrija monotono opada sa povećanjem heliocentričnog ugla.

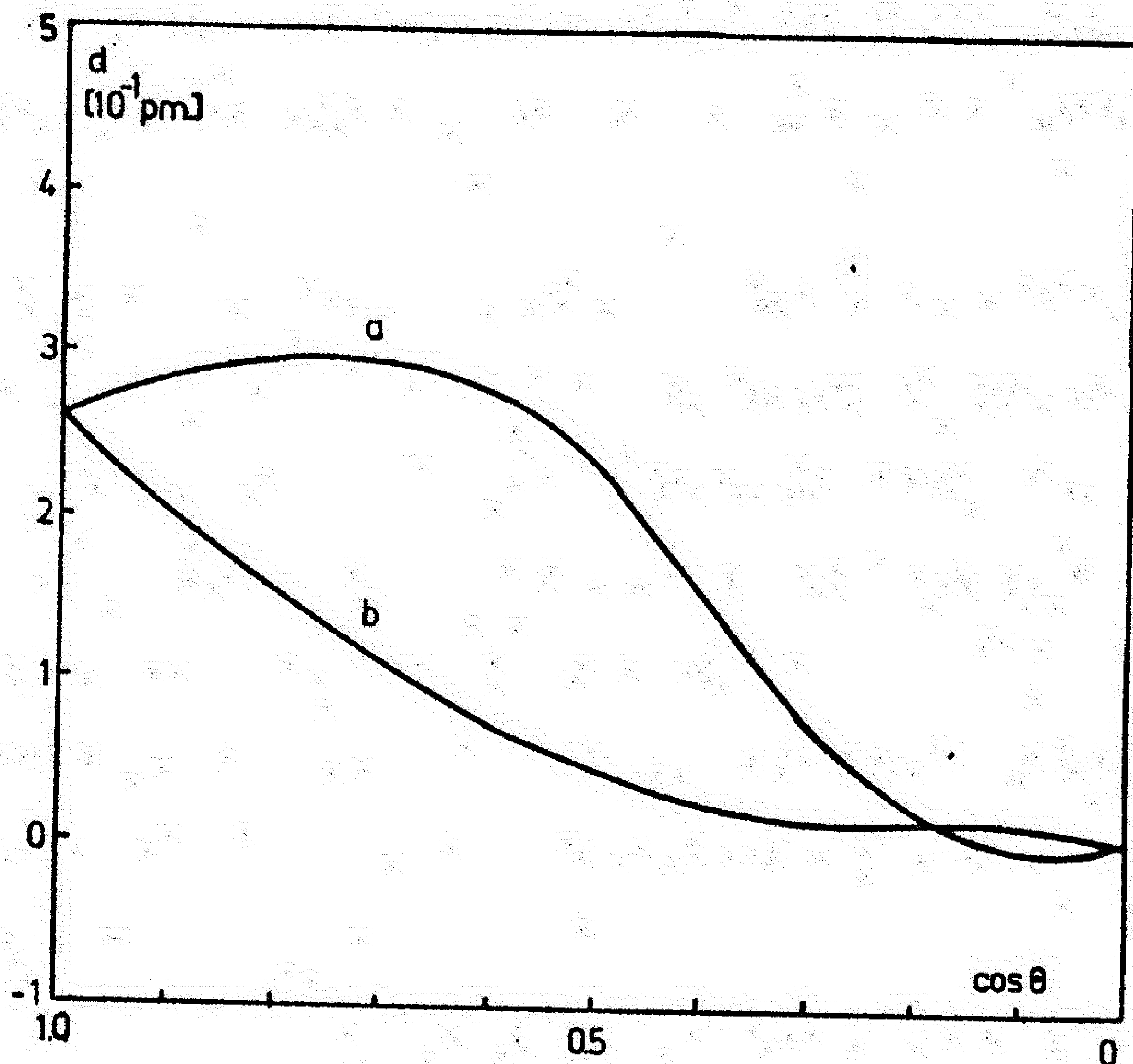
Statistički gledano asimetrija opada sa povećanjem ekvivalentne širine.

Asimetrija u centru diska raste sa povećanjem ekscitacionog potencijala, dok na rubu opada. Ovaj zaključak je takode statističke prirode i ne može se primeniti na pojedinačne linije. Inače, zavisnost asimetrije od ekscitacionog potencijala je slabo izražena i maskirana je sa drugim efektima, tako da neki istraživači osporavaju je.

Plava asimetrija opada sa dubinom formiranja spektralnih linija, tako da neke linije koje se formiraju u dubokim slojevima imaju umesto plave crvenu asimetriju.

Svaka teorija koja pretenduje da reši problem limb-efekta mora da objasni gore navedene karakteristike. Danas je najbliža tom cilju teorija konvektivnih strujanja (Beckers i Nelson, 1978) u granularnim ćelijama, čiji je rezultat prikazan na sl. 3. Na slici se vidi tok promene crvenog pomaka u funkciji heliocentričnog ugla u dva slučaja. Prvi slučaj (kriva b) je grafik te funkcije kad se uzima u obzir samo radijalna komponenta konvektivnih strujanja, a drugi slučaj kad se uzimaju u obzir i radijalna i horizontalna komponenta konvektivnih strujanja (kriva a). Poslednja zavisnost fenomenološki potpuno zadovoljava zahteve pod tačkama 1 i 4. Asimetrija profila spektralnih linija se takode dobija na osnovu konvektivne teorije limb-efekta.

Po konvektivnoj teoriji u formiranju oblika profila spektralnih linija učestvuju razni delovi konvektivnih ćelija, koje imaju različit intenzitet zračenja i brzinu kretanja materije. Odgovarajuća raspodela brzina i intenziteta zračenja unutar konvektivnih ćelija može dovesti do posmatrane asimetrije profila spektralnih linija.

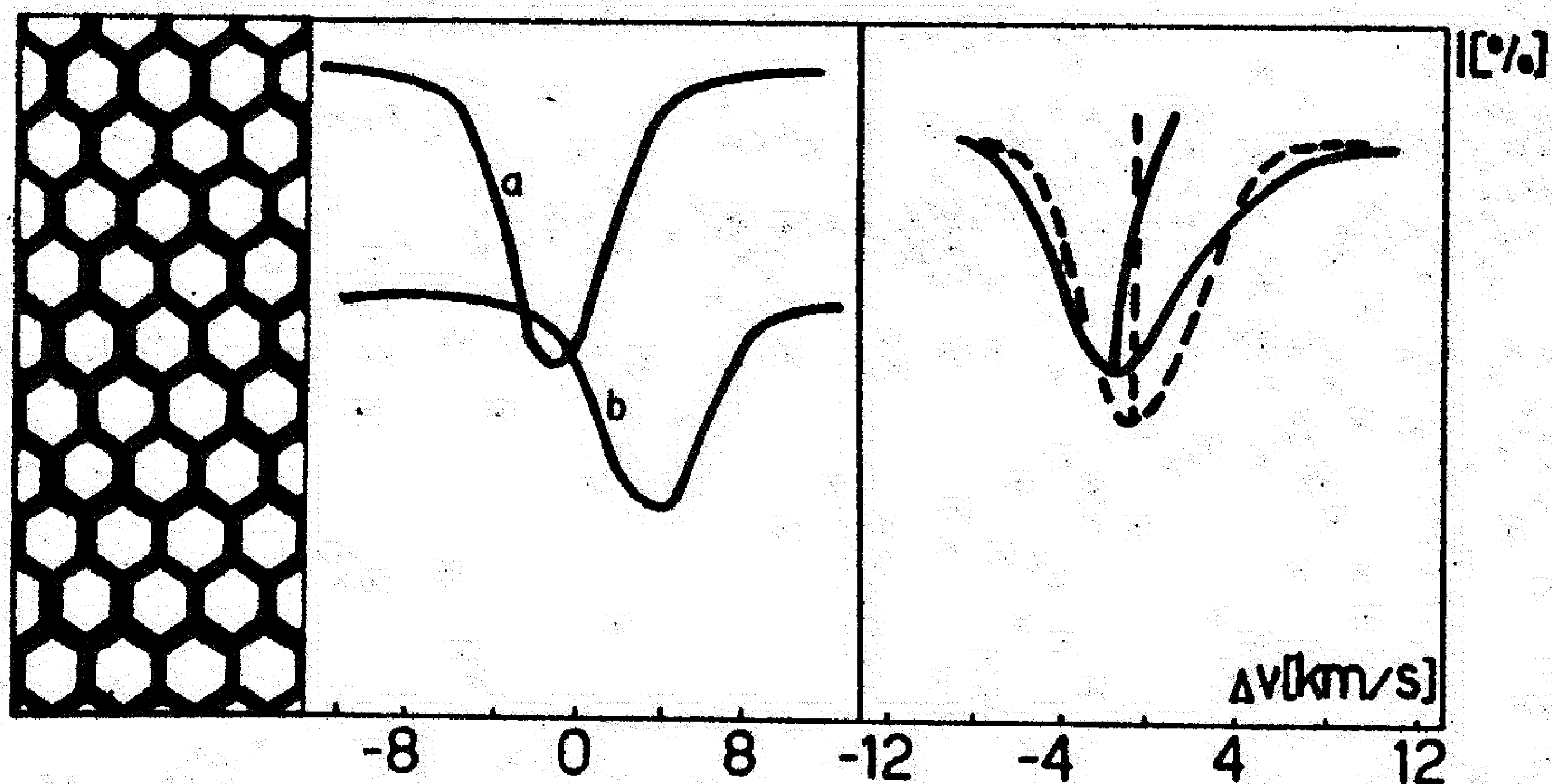


Sl. 3. Računati uticaj granularnog kretanja na talasnu dužinu spektralnih linija u zavisnosti od heliocentričnog ugla. Kriva a uključuje i radijalnu i tangencijalnu komponentu, dok kriva b samo radijalnu komponentu brzine granularnog kretanja. (Slika je uzeta iz rada Beckersa i Nelsona, 1978).

Kako se formira asimetrični profil u slučaju spektroskopskih posmatranja konvektivnih ćelija šematski je prikazano na sl. 4. U levom kraju slike se vidi idealizovana granulaciona struktura jednog dela Sunčeve površine. U centru granularne ćelije materija struji u radijalnom pravcu nagore, prouzrokujući lokalni plavi pomak apsorpcione spektralne linije (posmatra se centar Sunčevog diska), dok se na ivicama granularnih ćelija materija kreće nadole i spektralne linije iz te oblasti su pomerene ka crvenom delu spektra. Horizontalno kretanje materije ima uticaja na polo-



žaj spektralne linije van centra Sunčevog diska. Intenzitet pozadinskog zračenja je veći u centru (toplija materija), nego na granici (hladna materija) granularnih ćelija. Posmatrajući ovu strukturu spektrografom male prostorne razdvojne moći dobiće se spektralna linija predstavljena u desnom delu slike (puna linija). Spektralna linija je asimetrična i pomerenjena je ka plavom delu spektra u odnosu na "neporemećenju" liniju (isprekidana linija). Detaljnija analiza sintetičkih profila spektralnih linija (Dravins, 1982) u višekomponentnom modelu Sunčeve atmosfere može da objasni i promenu profila spektralne linije sa promenom heliocentričkog ugla posmatrane tačke.



Sl. 4. Konvektivno poreklo asimetrije i pomaka spektralnih linija. Levo: šematski prikaz granulacije. U centru: profil linije u centru granule (kriva a) i u međugranularnom prostoru (kriva b). Desno: profil i bisektor koji se dobija iz prostorno usrednjenog granularnog polja (puna linija) i profil linije bez granulacije (isprekidana linija). (Slika je uzeta iz rada Dravinsa, 1982).

2. U slučaju intenzivnih spektralnih linija limb-efekt je mali u poređenju sa slabim linijama:

$$\partial v / (\partial \theta) \approx 0.$$

U centru diska nestaje plavi pomak, pa čak može da pređe u mali crveni pomak ( $v_0 \gtrsim 0$ ).

3. U slučaju nekih Fraunhoferovih linija crveni pomak na limbu Sunčevog diska premašuje gravitacioni pomak:

$$v_f(\theta \approx \pi/2) > v_G = 636 \text{ m s}^{-1}.$$

4. Neke Fraunhoferove linije pokazuju nemonotoni rast talasne dužine sa rastom heliocentričnog ugla. Ove spektralne linije imaju najveći plavi pomak u okolini heliocentričnog ugla od  $30^\circ$ :

$$(\partial v / \partial \theta)_{\theta=\theta_0} = \text{const.}, \text{ a } (\partial^2 v / \partial \theta^2)_{\theta=\theta_0} < 0 \text{ za } \theta \approx 30^\circ.$$

5. Nerazjašnjena je dilema da li plavi pomak u centru diska raste sa porastom ekscitacionog potencijala ( $\chi_{ex}$ ) donjeg energetskog nivoa prelaza, tj. da li je

$$(\partial |v_0| / \partial \chi_{ex})_{EQ} > 0?$$

6. Oblik profila spektralnih linija je asimetričan i menja se u zavisnosti od heliocentričnog ugla, ekvivalentne širine, ekscitacionog potencijala i od dubine formiranja spektralne linije.

Zavisnost asimetrije od heliocentričnog ugla nije ista za sve spektralne linije. Po ponašanju asimetrije, spektralne linije mogu da se podele u tri grupe:

1. Asimetrija opada idući od centra diska ka limbu, postićući minimum vrednosti negde između  $\cos \theta = 0.8 - 0.6$ . Daljim povećanjem heliocentričnog ugla asimetrija raste do blizu limba, gde naglo opada.
2. Promena asimetrije sa heliocentričnim uglom je ista kao u prvom slučaju, izuzev što nema naglog pada na limbu diska.

Vince i Dimitrijević (1985) iskoristivši Hartov (1974) postupak za proračun pomaka za seriju spektralnih linija neutralnog natrijuma, potvrđuju Hartove zaključke i ukazuju na prisustvo regularnosti u ponašanju pomaka spektralnih linija u seriji sa rastom glavnog kvantnog broja gornjeg nivoa prelaza. U drugom radu Vince i dr. (1985) još jednom potvrđuju da pomak spektralnih linija usled sudara može da ima veliki udeo u limb-efektu, a istovremeno ukazuju na to da Lennard-Jonesov potencijal postaje nerealan za visoke članove spektralne serije i da umesto njega treba koristiti Smirnov-Roueffov potencijal.

U ovom radu proračune limb-efekta vršimo za mnogo realnije uslove nastanka spektralnih linija. Veoma detaljna analiza rezultata naših proračuna potvrđuje, kao što ćemo videti, da sudarni procesi utiču na limb-efekt.



$$dP/(d\tau) = g \cdot \rho / \kappa \quad | \quad dT/(d\tau) = 3/16 \cdot T_{ef}^4 \cdot (1 + q'(\tau)/T^3),$$

gde je  $P$  ukupni pritisak (gasni, radiacioni, turbulentni, magnetni),  $g$  je gravitaciono ubrzanje,  $\rho$  je gustina gasa,  $\kappa$  je neprozračnost za neku standardnu talasnu dužinu ili neka od srednjih neprozračnosti,  $\tau$  je odgovarajuća optička dubina,  $T_{ef}$  je efektivna temperatura,  $q'(\tau)$  je izvod neke funkcije  $q(\tau)$  po optičkoj dubini. Iz gornjih jednačina se vidi da je jedan od najbitnijih elemenata prilikom konstruisanja modela zvezdane atmosfere poznavanje neprozračnosti ( $\kappa$ ). Nekorektna vrednost neprozračnosti dovodi do modela sa pogrešnim temperaturom, zastupljenošću, mikroturbulencijom itd.

Izvori neprozračnosti mogu biti podeljeni na osnovu stanja i energetskih prelaza na sledeće kategorije:

- a) Vezano-vezani prelaz. Elektron je vezan za atom ili molekul i pre i posle apsorpcije fotona. Tako nastaju spektralne linije. Spektralne linije u različitoj meri učestvuju u ukupnoj neprozračnosti: kod toplih zvezda je zanemarljiva, dok je kod hladnih njihov udeo u ukupnoj neprozračnosti veliki. Uzimanje u obzir udela spektralnih linija u ukupnoj neprozračnosti je poseban problem i razmatra se samo u preciznijim računima modela.
- b) Vezano-slobodan prelaz. Drugim rečima: proces jonizacije. To je izvor najbitnije komponente neprozračnosti. U zavisnosti od fizičkih uslova u atmosferi zvezda, razni elementi u različitoj meri učestvuju u neprozračnosti. Kod toplijih zvezda u neprozračnosti veliku ulogu igra atom vodonika, a kod hladnih zvezda (na primer okolna klase Sunca) negativan jon vodonika.
- c) Slobodno-slobodni prelaz. Prilikom apsorpcije elektron se nalazi na privremenoj orbiti oko nekog atoma ili molekula.



Računanje modela atmosfere u opštem slučaju se radi metodom iteracije. U prvom koraku se nađe zavisnost temperature od parametra za meru dubine (na primer optičke dubine), koja omogućava nalaženje fluksa. Ako je ukupan fluks različit u raznim slojevima, vrši se korekcija temperature i proces računanja se ponavlja sve dok odstupanje u fluksu za svaki sloj ne bude manje od unapred zadane proizvoljne vrednosti.

Na osnovu spektroskopskih posmatranja potvrđeno je da hromosfera i korona postoji ne samo kod Sunca nego i kod zvezda. Međutim, u standardnim modelima zvezda (npr. Kurucz, 1979) ova činjenica još nije uzeta u obzir: temperatura kod ovih modela monotono opada sa visinom.

### 3.1.1. Modeli tople i hladne zvezde

U ovom radu u cilju izučavanja sudarnih procesa na limb-efekt kod zvezda izabrali smo model jedne tople i jedne hladne zvezde iz glavnog niza na Hertzsprung-Russellom dijagramu.

Model tople zvezde je uzet iz Kuruczovog kataloga modela zvezda (1979, strana 102). Model je izabran tako da zvezda ima isti hemijski sastav i približno isto površinsko gravitaciono ubrzanje kao Sunce. Opšte karakteristike izabrane zvezde su: efektivna temperatura  $T_{ef} = 20000$  K, zastupljenost elemenata  $A = A_{\odot}$ , gravitaciono ubrzanje na površini zvezde je  $g = 10^4$  cm s<sup>-2</sup>.

Neki, za nas interesantni parametri modela su dati u Tablici I. U prvoj koloni je data temperatura  $T$  (K), u drugoj logaritam optičke dubine na talasnoj dužini od 500 nm, u trećoj koloni je pritisak gasa bez elektrona  $P_g$  (din cm<sup>-2</sup>), u četvrtoj je pritisak elektronskog gasa  $P_e$

(din  $\text{cm}^{-2}$ ), u petoj je logaritam dubine  $h'$  (cm).

TABLICA I

Model tople zvezde

T	$\lg \tau_0$	$P_g$	$P_e$	$\lg h$
11667	.000E+01	.499E+00	.474E+00	.000E+01
12200	-.435E+01	.724E+00	.701E+00	.776E+01
12275	-.418E+01	.106E+01	.102E+01	.807E+01
12364	-.402E+01	.153E+01	.147E+01	.824E+01
12450	-.385E+01	.221E+01	.211E+01	.837E+01
12541	-.368E+01	.318E+01	.302E+01	.846E+01
12646	-.351E+01	.454E+01	.430E+01	.854E+01
12767	-.334E+01	.645E+01	.608E+01	.860E+01
12910	-.317E+01	.908E+01	.855E+01	.866E+01
13072	-.299E+01	.127E+02	.119E+02	.871E+01
13246	-.280E+01	.176E+02	.165E+02	.875E+01
13430	-.262E+01	.242E+02	.227E+02	.879E+01
13621	-.243E+01	.330E+02	.310E+02	.883E+01
13817	-.224E+01	.447E+02	.421E+02	.886E+01
14022	-.204E+01	.602E+02	.567E+02	.889E+01
14241	-.184E+01	.807E+02	.761E+02	.892E+01
14480	-.164E+01	.107E+03	.102E+03	.895E+01
14747	-.144E+01	.142E+03	.135E+03	.897E+01
15060	-.124E+01	.187E+03	.178E+03	.900E+01
15449	-.105E+01	.245E+03	.235E+03	.902E+01
15933	-.849E+00	.319E+03	.309E+03	.904E+01
16526	-.655E+00	.417E+03	.407E+03	.906E+01
17230	-.464E+00	.545E+03	.535E+03	.909E+01
18051	-.275E+00	.714E+03	.706E+03	.911E+01
19005	-.888E-01	.942E+03	.936E+03	.913E+01
20094	.985E-01	.125E+04	.125E+04	.916E+01
21348	.288E+00	.169E+04	.168E+04	.918E+01
22760	.480E+00	.230E+04	.229E+04	.921E+01
24360	.675E+00	.316E+04	.315E+04	.924E+01
26140	.872E+00	.436E+04	.436E+04	.927E+01
28139	.107E+01	.604E+04	.602E+04	.929E+01
30451	.126E+01	.835E+04	.834E+04	.932E+01
33078	.145E+01	.115E+05	.115E+05	.935E+01
36171	.164E+01	.157E+05	.159E+05	.938E+01
39752	.183E+01	.210E+05	.218E+05	.941E+01
43862	.201E+01	.276E+05	.295E+05	.944E+01
48448	.219E+01	.364E+05	.397E+05	.947E+01
53674	.237E+01	.497E+05	.544E+05	.950E+01
60007	.258E+01	.709E+05	.779E+05	.954E+01
66613	.276E+01	.999E+05	.110E+06	.958E+01



Teorija konvektivnih strujanja, koja fenomenološki uspešno objašnjava sve osobine limb-efekta je veoma važna za izučavanje konvektivnih kretanja kod Sunca i zvezda. Usvojeći je dolazimo do jedne metode za izučavanje konvektivnih kretanja na tim nebeskim telima. Treba istaći da je ona, zasad, jedini obećavajući put da iz posmatranja zvezdanih spektara dobijemo informaciju o konvektivnom sloju zvezda. Zato je veoma važno da što tačnije odvojimo druge uticaje od konvektivnih uticaja na profil spektralnih linija.

Analiza uticaja atomskih sudarnih procesa na formiranje spektralnih linija pokazuje da i oni mogu imati znatan uticaj na limb-efekt. Pomak spektralnih linija je proporcionalan broju perturbara. Pošto u centru Sunčevog diska posmatramo dublje slojeve atmosfere, gde je gustina materije veća, dobićemo veći pomak nego u drugim tačkama Sunčevog diska. Ovakvo objašnjenje limb-efekta, kao što smo već napomenuli, potiče od Spitzera (1950). Spitzer, na osnovu tadašnjih teorija atomskih sudara i modela Sunčeve atmosfere, nije bio u mogućnosti da izvede tačne proračune vezanih za limb-efekt. Danas kad imamo razvijeniju i tačniju teoriju širenja i pomaka spektralnih linija usled sudarnih procesa, možemo da izvršimo mnogo tačnije proračune i da potvrdimo ili opovrgnemo Spitzerovu ideju uzroka limb-efekta.

Prvi, nama poznati, ozbiljniji rad u tom smislu potiče od Harta (1974). Hart u svom radu ističe da širenje usled sudarnih procesa može da izazove pomak spektralnih linija, koji je po veličini uporedljiv sa merenim vrednostima pomaka. On je ukazao i na veoma važnu činjenicu da je pomak crveni ako je u računu samo van der Waalsov međuatomski potencijal uzet u obzir, međutim, uopšteno uzevši, pomak je plavi kad se realniji potencijali, kao što je npr. Lennard-Jonesov, upotrebljavaju.

Temperatura u modelu monotono opada sa visinom od 66600 K do 12200 K. Prema tome, kinetička energija čestica po celoj atmosferi je dovoljno visoka da jednom ili višestruko jonizuje atome. Odakle sledi, kao što se i vidi na osnovu treće i četvrte kolone tablice, da je broj elektrona u visokim slojevima samo malo manji, a u dubokim slojevima prevladava broj ostalih čestica.

TABLICA II

Model hladne zvezde

T	$\tau_0$	$p_g$	$N_e$	$h'$
4071	1.000E-03	2.294E+03	1.556E+11	-1.095E+08
4084	1.600E-03	2.994E+03	1.942E+11	-1.025E+08
4100	2.500E-03	3.907E+03	2.429E+11	-9.540E+07
4120	4.000E-03	5.097E+03	3.045E+11	-8.840E+07
4145	6.300E-03	6.644E+03	3.836E+11	-8.130E+07
4175	1.000E-02	8.653E+03	4.853E+11	-7.420E+07
4211	1.580E-02	1.126E+04	6.175E+11	-6.710E+07
4258	2.510E-02	1.462E+04	7.948E+11	-5.990E+07
4308	3.980E-02	1.895E+04	1.024E+12	-5.280E+07
4372	6.310E-02	2.452E+04	1.337E+12	-4.550E+07
4463	1.000E-01	3.164E+04	1.788E+12	-3.830E+07
4573	1.585E-01	4.071E+04	2.422E+12	-3.090E+07
4721	2.512E-01	5.225E+04	3.359E+12	-2.350E+07
4917	3.981E-01	6.687E+04	4.791E+12	-1.580E+07
5173	6.310E-01	8.528E+04	7.142E+12	-7.900E+06
5505	1.000E+00	1.072E+05	1.213E+13	0.000E+00
5924	1.585E+00	1.291E+05	2.650E+13	6.900E+06
6445	2.512E+00	1.467E+05	7.245E+13	1.190E+07
7049	3.981E+00	1.587E+05	2.079E+14	1.530E+07
7538	6.310E+00	1.678E+05	4.411E+14	1.800E+07
7916	1.000E+01	1.763E+05	7.486E+14	2.050E+07
8240	1.585E+01	1.854E+05	1.140E+15	2.310E+07
8534	2.512E+01	1.956E+05	1.634E+15	2.610E+07
8811	3.981E+01	2.075E+05	2.258E+15	2.940E+07
9080	6.310E+01	2.214E+05	3.048E+15	3.320E+07



na posmatračkim podacima; merenim promenama intenziteta zračenja na različitim talasnim dužinama po disku Sunca.

Modeli se obično daju u tablicama u kojima su razni parametri kao što su temperatura, pritisak gasa, elektronski pritisak i drugi, predstavljeni u funkciji neke nezavisne promenljive; obično optičke dubine na talasnoj dužini od 500 nm.

Ne želeći da se detaljno bavimo svim modelima Sunčeve atmosfere, ovde ćemo kratko analizirati i upoređivati međusobno samo nekoliko modela. I analiza i upoređivanje raznih modela najjasnije se može učiniti na osnovu grafikona zavisnosti parametara modela sa visinom. Optička dubina je u mnogim računima koristan referentni sistem, međutim, kad želimo uporediti razne modele radije ćemo koristiti geometrijsku dubinu, odnosno visinu.

Prestaviti parametre raznih modela atmosfere u jednom koordinatnom sistemu nije uvek lako i zbog toga se ograđujemo od nekih netačnosti na našim grafikonima (oni inače služe samo za ilustraciju).

1964. godine je objavljen takozvani URP (Utrecht Reference Photosphere) model Sunčeve atmosfere (Heintze i dr., 1964). Temperaturski minimum modela  $T_{\min} = 4500$  K (sl. 5) je na visini od 200 km ( $\tau_0 = 0.02$ ). Neposredno posle objavljivanja ovog modela na osnovu novih infracrvenih i ultraljubičastih merenja je pokazano da je visina temperaturskog minimuma potcenjena. Tri godine kasnije je objavljen poboljšan model pod imenom Bilderberg Continuum Atmosphere (Gingerich i de Jager, 1968), koji poznat pod skraćenicom BCA. Kod BCA modela važno je primetiti široki temperaturski minimum koji se proteže od 295 km do 400 km.

Iako je u to vreme BCA bio jedan od najboljih modela, uskoro se ispostavilo da ne zadovoljava posmatranja, naročito u ultraljubičastom. Takođe se pokazalo da je vrednost minimalne temperature suviše visoka.

### 3. FORMIRANJE SPEKTRALNIH LINIJA

Formiranje spektralnih linija je veoma složen i do danas nije u potpunosti razjašnjen proces.

Spektralne linije nastaju kao rezultat uzajamnog dejstva fotona sa česticama gasa. U osnovi ovog uzajamnog dejstva leži apsorpcija fotona od strane atoma i molekula i rasejanje fotona na česticama.

Veoma značajnu ulogu u formiranju spektralnih linija igra prenos zračenja kroz gas. Prenos zračenja se dešava uz interakciju fotona sa česticama koje se nađu na putu izlazećeg zračenja. Prema tome, da bi mogli proučiti nastanak spektralnih linija neophodno je poznavati parametre stanja gasa, što se opisuje na osnovu njegovog modela.

Poznavajući model gasa možemo pratiti apsorpciju i emisiju zračenja u pojedinim tačkama pomoću funkcije izvora.

Izlazni intenzitet zračenja u funkciji talasne dužine, što definiše oblik profila spektralne linije, određen je parametrima sredine, geometrijom zračenja i funkcijom izvora.

Ujedinjeno dejstvo parametara čestica i geometrije gasa se ispoljava kroz optički put zračenja.

#### 3.1. MODELI ZVEZDANIH ATMOSFERA

Model atmosfere zvezde date mase, radijusa i luminoznosti sa datom zastupljenošću elemenata dat je zakonom promene fizičkih veličina, kao što su na primer pritisak, temperatura, gustina itd., u funkciji izabranog parametra za meru dubine. Uobičajene relacije su



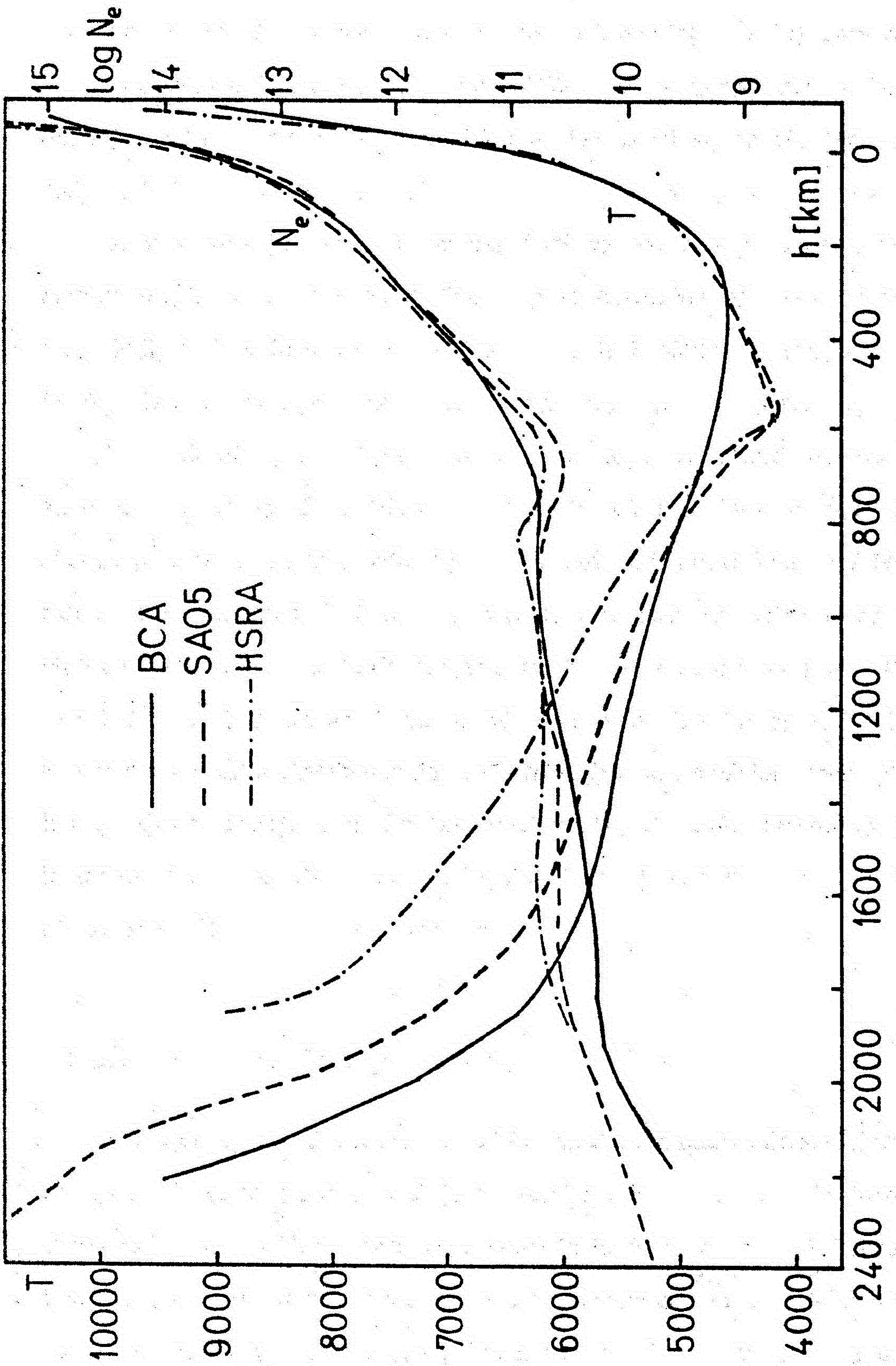
Na osnovu novih posmatračkih podataka Gingerich (1970) daje novi model atmosfere Sunca pod imenom SAO5. Njegov temperaturski minimum je znatno ispod minimuma BCA modela: nalazi se na visini od oko  $560 \text{ km}$  i  $T_{\text{min}} = 4200 \text{ K}$  (sl. 6).

Interesantno je pomenuti model Sunčeve atmosfere, bolje rečeno hromosfere, Linskya i Avretta (1970), koji se bazira na izučavanju formiranja linija H i K jonizovanog kalcijuma (CaII). Zanimljivost ovog modela je uključivanje mikroturbulentnog pritiska u ukupni pritisak gasa.

Upoređivanje parametara ovih modela se može učiniti na osnovu slika 5. i 6. Na sl. 6. su ucrtani podaci HSRA modela o kome dosad nismo govorili, jer će biti detaljnije razmatran kao model koji smo izabrali za naš rad. Upoređenjem zavisnosti temperature od visine u pomenutim modelima vidimo da je slaganje među njima je najbolje u fotosferi ( $10^{-2} < \tau < 2$ ). Takvo dobro slaganje bi nam dozvolilo upotrebu bilo kog modela prilikom razmatranja asimetrije i pomaka slabih spektralnih linija, koji se stvaraju u niskim fotosferskim slojevima. Svi modeli bi dali veoma sličan rezultat. Kod jačih linija slučaj već nije takav; došli bismo do prilično izraženih neslaganja.

### 3.1.2.2. HSRA model Sunčeve atmosfere

HSRA (Harvard Smithsonian Reference Atmosphere) model Sunčeve atmosfere (fotosfere i donjeg sloja hromosfere) objavljen je 1971. godine (Gingerich i dr., 1971) i predstavlja poboljšanje BCA modela. Poboljšanja koja su uneta u model zasnivaju se na infracrvenim i ultraljubičastim vanatmosferskim posmatranjima Sunčevog spektra. Takođe su uzeti u obzir i rezultati istraživanja jonizacije vodonika u odsustvu LTE.



Sl. 6. Promena temperature i elektronske gustine sa visinom



Kod hladnih zvezda u neprozračnosti pored vodonika učestvuju i razni drugi atomi, molekuli i čvrste čestice, dok kod toplih zvezda, zbog velikog stepena jonizacije, značajan doprinos neprozračnosti ima rasejanje na slobodnim elektronima. Pored ovih izvora neprozračnosti treba pomenuti i rasejanje na atomima (vezanim elektronima), što je značajan u slučaju vodonikovog atoma na kratkim talasnim dužinama zračenja.

Iz nabrojanih izvora neprozračnosti se vidi da ona u velikoj meri zavisi od temperature i sastava atmosfere zvezde. Prema tome, veoma je važno da znamo raspodelu temperature sa visinom i zastupljenost raznih elemenata u atmosferi proučavane zvezde. Uobičajeno je da se zastupljenost kod zvezda meri u odnosu na zastupljenost u atmosferi Sunca. Pri tome, relativni odnos zastupljenosti među elementima često ostaje nepromenjen. U slučaju nekih zvezda menja se i ovaj odnos, pri čemu se onda govori o zvezdi siromašnim odnosno bogatim u dotičnom elementu ili elementima.

Osnovni problem konstruisanja modela zvezda je dovođenje u slaganje računati izlazni spektar radijacije sa posmatranim. Stepem saglasnosti može biti veoma grub, na primer slaganje samo u kontinualnom zračenju, a i veoma detaljan, na primer slaganje i unutar profila spektralnih linija.

Raspodela temperature u atmosferi zvezde zavisi od načina prenosa energije. Ako se prenos energije vrši zračenjem, onda se parametri modela nalaze rešavanjem jednačine prenosa zračenja. Ako atmosfera ne sadrži ni izvor ni ponor energije zračenja, onda se jednačina prenosa rešava pod uslovom konstantnosti totalnog fluksa energije zračenja kroz bilo koji sloj atmosfere. Ako se u prenosu energije pored zračenja učestvuje i konvekcija, onda se zahtev konstantnosti odnosi na zbir oba fluksa.



HSRA model je računat pod pretpostavkom da se atmosfera sastoji od planparalelnih slojeva, da je u hidrostatičkoj ravnoteži i da je odnos broja helijumovih i vodonikovih atoma 1:10. Model obuhvata deo Sunčeve atmosfere od optičke dubine  $\tau_0 = 25$  do  $10^{-8}$ , odnosno od dubine 83 km do visine 1850 km.

U Tablici III su dati parametri HSRA modela koji su korišćeni u ovom radu. U prvoj koloni je temperatura  $T$  (K), u drugoj optička dubina na talasnoj dužini od 500 nm  $\tau_0$ , u trećoj gasni pritisak  $P_g$  ( $\text{din cm}^{-2}$ ), u četvrtoj elektronski pritisak  $P_e$  ( $\text{din cm}^{-2}$ ) i u petoj je dubina  $h$  (cm).

Na sl.6. je prikazana promena temperature sa visinom (kriva HSRA). U donjem delu atmosfere razlika između HSRA i drugih modela po temperaturi je vrlo mala. Znatno odstupanje se javlja od BCA modela na visini temperaturnog minimuma, dok od SAO5 modela iznad temperaturnog minimuma. Minimalna vrednost temperature modela je 4170 K na visini od 560 km.

U sloju atmosfere između 0 km i temperaturnog minimuma se formira najveći broj Fraunhoferovih linija izuzev onih jakih. Naše izabrane spektralne linije pripadaju grupi slabih i srednje jakih. Prema tome, za nas je značajan sloj atmosfere do minimuma temperature. Treba još jednom primetiti prilično dobro slaganje svih modela u području ispod temperaturnog minimuma.

Na sl. 6a. su predstavljani neki detalji promena nekih parametara modela. Vidi se da gustina ( $\rho$ ) i pritisak gasa ( $P$ ) brzo opada sa visinom ( $h$ ). Kriva zavisnosti odnosa broja jonizovanih atoma vodonika ( $N_{\text{HII}}$ ) prema broju neutralnih atoma vodonika ( $N_{\text{HI}}$ ) od visine prati oblik krive temperature (vidi na primer sl. 6.). Upoređujući ovu krivu sa krivom odnosa elektronskog pritiska prema ukupnom pritisku ( $P_e:P$ ) vidimo da je oko temperaturnog minimuma ( $h = 0.5 \text{ Mm}$ ), kriva  $P_e:P$  znatno višlja

od krive  $N_{\text{HII}}:N_{\text{HI}}$ , što znači da u ovom delu atmosfere znatan doprinos elektronskom pritisku imaju osim vodonika i drugi elementi. To su uglavnom metali (na primer Mg, Fe, Si). Relativni doprinos ovih elemenata elektronskom pritisku u zavisnosti od visine prikazan je na sl. 7.

TABLICA III

HSRA model Sunčeve atmosfere

T	$\tau_0$	$P_g$	$P_e$	h
8930	1.000E-08	1.518E-01	4.822E-02	-1.850E+08
8880	1.260E-08	1.523E-01	4.845E-02	-1.850E+08
8810	1.580E-08	1.529E-01	4.826E-02	-1.850E+08
8750	2.000E-08	1.537E-01	4.838E-02	-1.850E+08
8680	2.510E-08	1.547E-01	4.823E-02	-1.840E+08
8630	3.160E-08	1.559E-01	4.915E-02	-1.840E+08
8560	3.980E-08	1.575E-01	4.931E-02	-1.840E+08
8510	5.010E-08	1.594E-01	5.028E-02	-1.840E+08
8450	6.310E-08	1.619E-01	5.100E-02	-1.830E+08
8380	7.940E-08	1.650E-01	5.207E-02	-1.830E+08
8320	1.000E-07	1.689E-01	5.345E-02	-1.820E+08
8250	1.260E-07	1.737E-01	5.514E-02	-1.810E+08
8170	1.580E-07	1.798E-01	5.722E-02	-1.800E+08
8090	2.000E-07	1.875E-01	5.883E-02	-1.790E+08
8000	2.510E-07	1.973E-01	6.105E-02	-1.780E+08
7910	3.160E-07	2.099E-01	6.438E-02	-1.760E+08
7820	3.980E-07	2.261E-01	6.770E-02	-1.740E+08
7710	5.010E-07	2.475E-01	7.046E-02	-1.720E+08
7630	6.310E-07	2.762E-01	7.495E-02	-1.690E+08
7500	7.940E-07	3.165E-01	7.652E-02	-1.660E+08
7360	1.000E-06	3.763E-01	7.846E-02	-1.620E+08
7180	1.260E-06	4.736E-01	7.529E-02	-1.570E+08
6970	1.580E-06	6.512E-01	7.276E-02	-1.510E+08
6720	2.000E-06	1.003E+00	6.847E-02	-1.430E+08
6440	2.510E-06	1.812E+00	6.252E-02	-1.340E+08
6180	3.160E-06	3.793E+00	6.002E-02	-1.230E+08
5950	3.980E-06	8.225E+00	6.258E-02	-1.120E+08
5750	5.010E-06	1.655E+01	6.509E-02	-1.020E+08
5590	6.310E-06	2.916E+01	6.779E-02	-9.470E+07
5440	7.940E-06	4.611E+01	6.728E-02	-8.880E+07



TABLICA III

(nastavak)

T	$\tau_0$	$P_g$	$P_e$	$h$
5300	1.000E-05	6.790E+01	6.769E-02	-8.400E+07
5170	1.260E-05	9.649E+01	6.057E-02	-7.970E+07
5040	1.580E-05	1.346E+02	5.218E-02	-7.580E+07
4910	2.000E-05	1.866E+02	4.432E-02	-7.200E+07
4790	2.510E-05	2.544E+02	4.066E-02	-6.850E+07
4660	3.160E-05	3.375E+02	3.964E-02	-6.540E+07
4530	3.980E-05	4.314E+02	4.228E-02	-6.270E+07
4400	5.010E-05	5.307E+02	4.681E-02	-6.060E+07
4280	6.310E-05	6.342E+02	5.108E-02	-5.880E+07
4200	7.940E-05	7.452E+02	5.527E-02	-5.720E+07
4170	1.000E-04	8.682E+02	6.119E-02	-5.570E+07
4175	1.260E-04	1.007E+03	6.958E-02	-5.430E+07
4190	1.580E-04	1.163E+03	7.964E-02	-5.290E+07
4205	2.000E-04	1.340E+03	9.093E-02	-5.150E+07
4225	2.510E-04	1.541E+03	1.041E-01	-5.010E+07
4250	3.160E-04	1.768E+03	1.197E-01	-4.870E+07
4280	3.980E-04	2.026E+03	1.380E-01	-4.740E+07
4305	5.010E-04	2.319E+03	1.582E-01	-4.600E+07
4330	6.310E-04	2.651E+03	1.810E-01	-4.470E+07
4355	7.940E-04	3.028E+03	2.071E-01	-4.330E+07
4380	1.000E-03	3.457E+03	2.366E-01	-4.200E+07
4405	1.259E-03	3.944E+03	2.702E-01	-4.070E+07
4430	1.585E-03	4.497E+03	3.083E-01	-3.930E+07
4460	1.995E-03	5.125E+03	3.533E-01	-3.790E+07
4490	2.512E-03	5.839E+03	4.046E-01	-3.660E+07
4525	3.162E-03	6.650E+03	4.652E-01	-3.520E+07
4550	3.981E-03	7.571E+03	5.297E-01	-3.390E+07
4575	5.012E-03	8.618E+03	6.029E-01	-3.250E+07
4600	6.310E-03	9.807E+03	6.861E-01	-3.110E+07
4630	7.943E-03	1.116E+04	7.839E-01	-2.970E+07
4660	1.000E-02	1.269E+04	8.953E-01	-2.830E+07
4690	1.259E-02	1.444E+04	1.022E+00	-2.690E+07
4720	1.585E-02	1.642E+04	1.167E+00	-2.550E+07
4750	1.995E-02	1.867E+04	1.331E+00	-2.410E+07
4790	2.512E-02	2.122E+04	1.532E+00	-2.270E+07



TABLICA III

(nastavak)

T	$\tau_0$	$P_g$	$P_e$	$\dot{h}$
4840	3.162E-02	2.412E+04	1.777E+00	-2.120E+07
4895	3.981E-02	2.742E+04	2.069E+00	-1.980E+07
4950	5.012E-02	3.116E+04	2.408E+00	-1.830E+07
5010	6.310E-02	3.540E+04	2.814E+00	-1.680E+07
5080	7.943E-02	4.020E+04	3.317E+00	-1.530E+07
5160	1.000E-01	4.562E+04	3.950E+00	-1.380E+07
5240	1.259E-01	5.172E+04	4.717E+00	-1.230E+07
5330	1.585E-01	5.854E+04	5.713E+00	-1.080E+07
5430	1.995E-01	6.608E+04	7.041E+00	-9.260E+06
5540	2.512E-01	7.430E+04	8.868E+00	-7.770E+06
5650	3.162E-01	8.311E+04	1.128E+01	-6.310E+06
5765	3.981E-01	9.244E+04	1.457E+01	-4.890E+06
5890	5.012E-01	1.021E+05	1.926E+01	-3.540E+06
6035	6.310E-01	1.120E+05	2.650E+01	-2.260E+06
6200	7.943E-01	1.217E+05	3.786E+01	-1.080E+06
6390	1.000E+00	1.310E+05	5.644E+01	0.000E+00
6610	1.259E+00	1.395E+05	8.796E+01	9.590E+05
6860	1.585E+00	1.472E+05	1.419E+02	1.800E+06
7140	1.995E+00	1.540E+05	2.345E+02	2.530E+06
7440	2.512E+00	1.598E+05	3.872E+02	3.160E+06
7750	3.162E+00	1.648E+05	6.263E+02	3.710E+06
8030	3.981E+00	1.694E+05	9.400E+02	4.210E+06
8290	5.012E+00	1.736E+05	1.340E+03	4.680E+06
8520	6.310E+00	1.776E+05	1.805E+03	5.140E+06
8710	7.943E+00	1.817E+05	2.288E+03	5.600E+06
8880	1.000E+01	1.859E+05	2.810E+03	6.080E+06
9050	1.259E+01	1.904E+05	3.427E+03	6.580E+06
9220	1.585E+01	1.951E+05	4.152E+03	7.110E+06
9390	1.995E+01	2.001E+05	4.999E+03	7.670E+06
9560	2.512E+01	2.053E+05	5.983E+03	8.260E+06

Model hladne zvezde (Novotny, 1973) je biran na osnovu istih principa kao i model tople zvezde. Efektivna temperatura zvezde klase K2 je  $T_{\text{ef}} = 5000 \text{ K}$ , hemijski sastav  $A = A_{\odot}$ , a gravitaciono ubrzanje na površini zvezde je  $g = 10^4 \text{ cm s}^{-2}$ . Podaci o modelu se nalaze u Tablici II. U prvoj koloni tablice je temperatura  $T$  (K), u drugoj optička dubina na talasnoj dužini od 500 nm, u trećoj je pritisak gasa  $P_g$  ( $\text{din cm}^{-2}$ ), u četvrtoj je gustina elektrona  $N_e$  ( $\text{cm}^{-3}$ ), a u petoj dubina  $h'$  (cm). Gustina elektrona, zbog niskog stepena jonizacije, je znatno manja od gustine gasa. Temperatura monotono opada sa visinom.

### 3.1.2. Modeli Sunčeve atmosfere

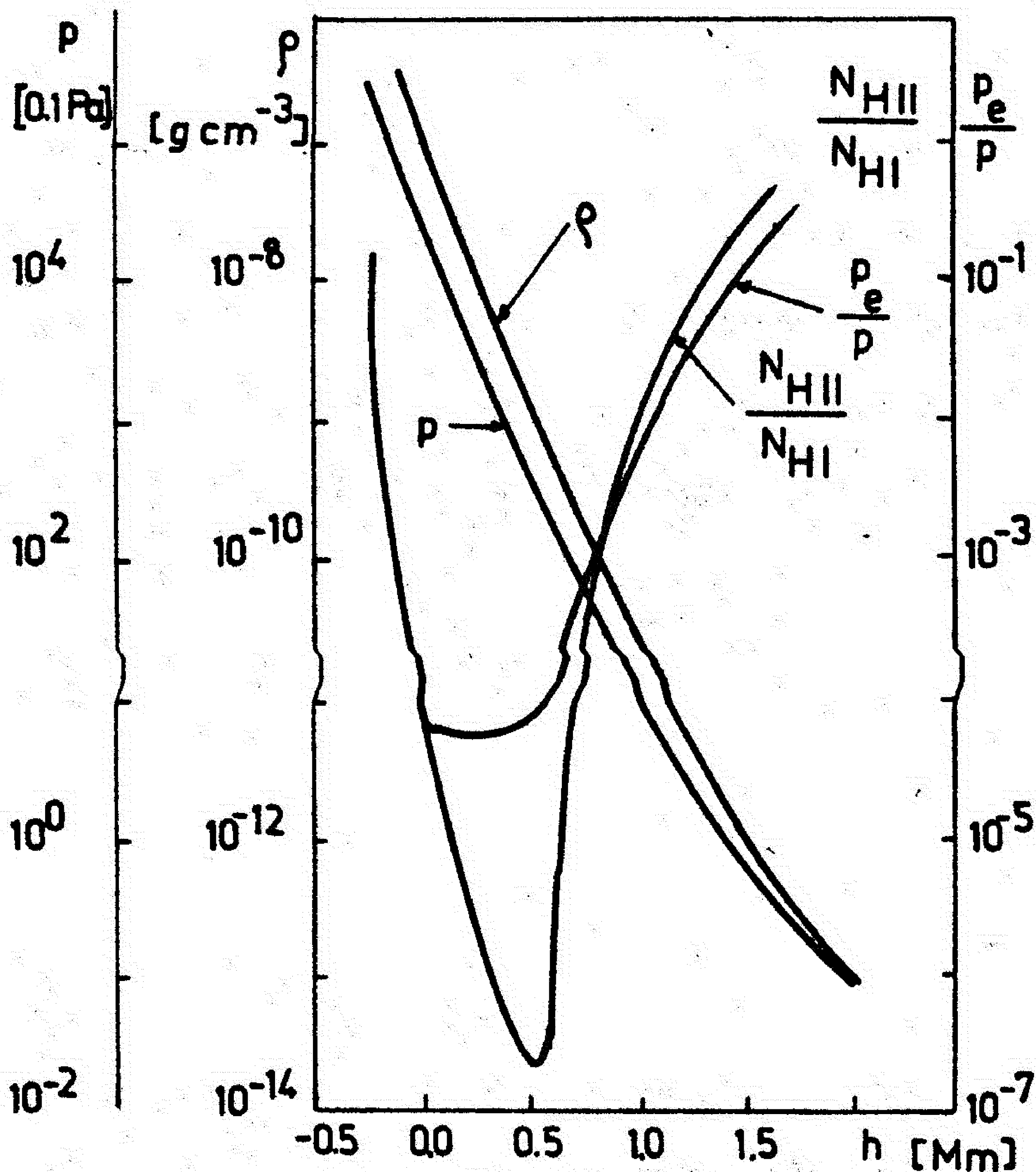
Postoji više modela Sunčeve atmosfere. Razvijali su se uglavnom na osnovu novih posmatračkih podataka i zahvaljujući razvoju računarske tehnike. Male korekcije već postojećih modela su takode vršene.

Prilikom izbora modela ne treba uvek da se odlučimo za najnoviji ili najkomplikovaniji. Izabrani model treba da bude optimalan za istraživanja koje predviđamo. Sigurno je da višekomponentni, NLTE (ne lokalno termodinamička ravnoteža) modeli najvernije opisuju Sunčevu atmosferu. Međutim, korišćenje takvog modela za neka istraživanja je neekonomično i nije neophodno, jer i prostiji modeli daju rezultat unutar greške sa kojim možemo opisati za nas interesantnu pojavu. Tako za naše potrebe interpretacije promene oblika profila i pomaka spektralnih linija na disku Sunca, sasvim je dovoljan jednokomponentni model.

#### 3.1.2.1. Neki modeli Sunčeve atmosfere

Osvrnućemo se ukratko na neke od modela Sunčeve atmosfere. Zadržaćemo se uglavnom na polu-empirijskim modelima, koji se zasnivaju



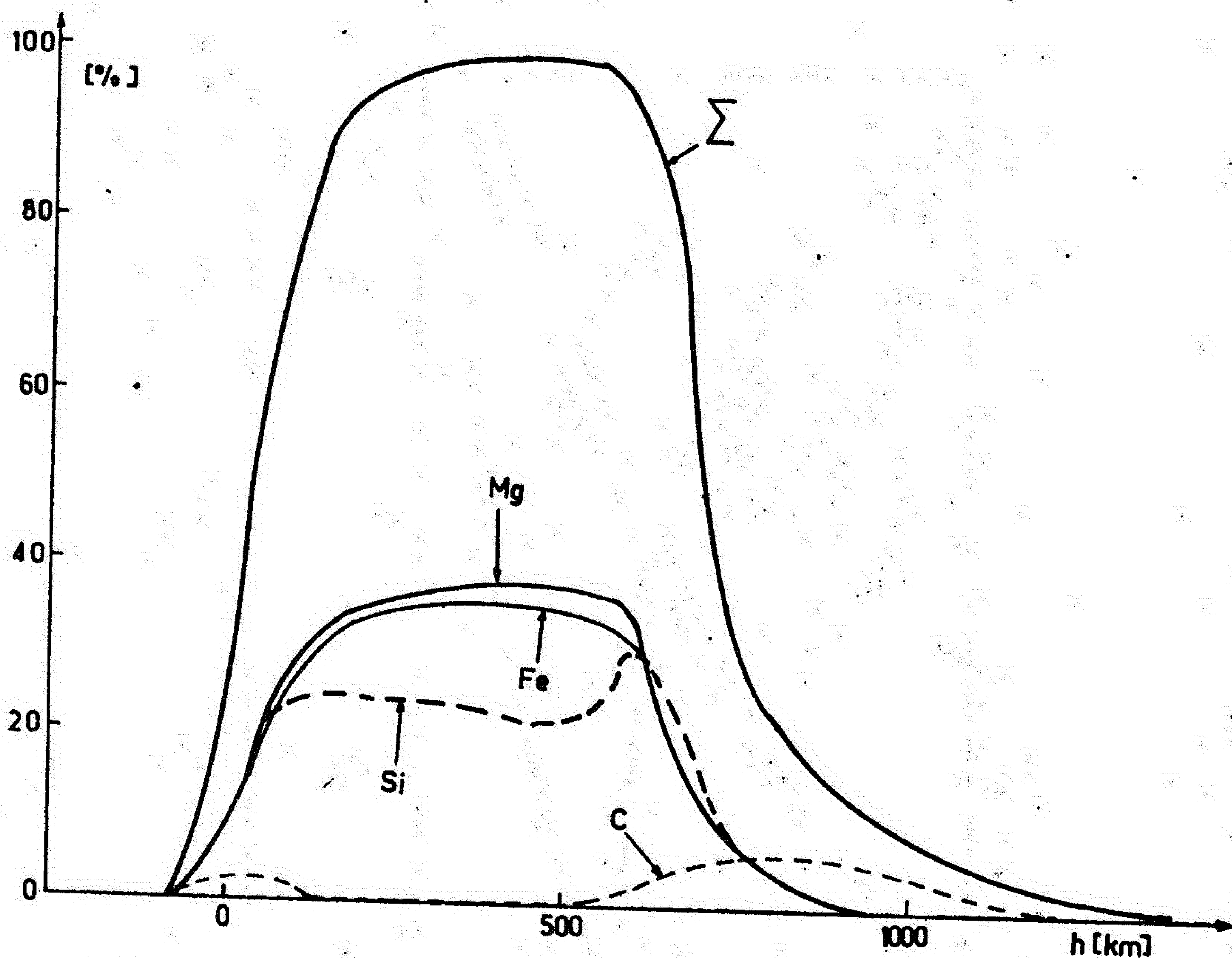


Sl. 6a. Neki parametri modela Sunčeve atmosfere.

### 3.1.3. Model Sunčeve pege

Modeli Sunčevih pega se dobijaju na osnovu posmatranja intenziteta zračenja u kontinuumu i u spektralnim linijama. Posmatranja u kontinuumu za tu svrhu se vrše u integralnoj svetlosti, u više oblasti talasne dužine i na različitim heliocentričnim uglovima.

Pri obradi posmatračkih podataka veliki problem predstavlja otklanjanje uticaja rasejane svetlosti fotosfere i lgranja slike zbog uticaja Zemljine atmosfere na prolaz zračenja kroz nju. Naročito je teško izvršiti ove korekcije u slučaju malih pega, pa obično, velike pege služe za prikupljanje posmatračkog materijala za modeliranje pega.



Sl. 7. Relativni doprinos nekih elemenata elektronskom pritisku.

$\Sigma$  označava zbir doprinosa.

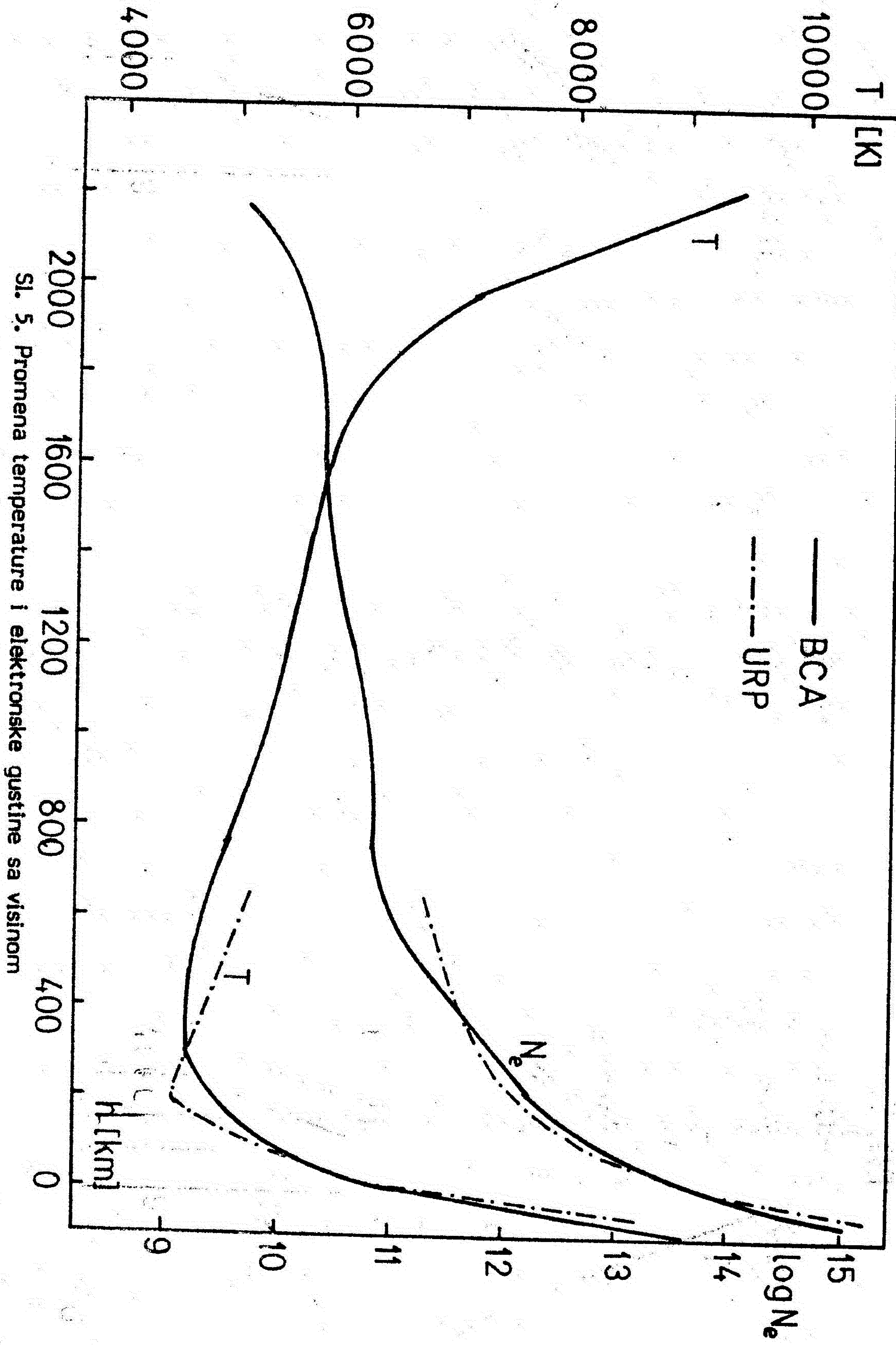
Zbog teškoća u apsolutnim merenjima intenziteta zračenja u pega-  
ma, često se meri relativni intenzitet zračenja pege u odnosu na inten-  
zitet zračenja mirne fotosfere.

U slučaju kad se meri ukupno zračenje (zračenje u celom spektru),  
može se jednostavno dobiti efektivna temperatura pege ( $T_{ef}^*$ ) iz sledeće  
formule:

$$T_{ef}^* = T_{ef} \sqrt[4]{I^*/I},$$

gde je  $T_{ef}$  efektivna temperatura Sunca,  $I^*$  je intenzitet zračenja u pegi,  
a  $I$  je intenzitet zračenja mirne fotosfere. Vrednost odnosa  $re = I^*/I$  se  
menja od autora do autora (na primer Michard (1953)  $re = 0.24$ , Ekmann  
i Maltby (1974)  $re = 0.04$ ).





Sl. 5. Promena temperature i elektronske gustine sa visinom

Na osnovu efektivne temperature; uz određene pretpostavke, dobija se raspodela temperature sa dubinom.

Iz posmatranja neke oblasti talasne dužine zračenja, dobija se relativni intenzitet za tu oblast. Merenje relativnog intenziteta u više oblasti talasnih dužina omogućava ispitivanje zavisnosti relativnog intenziteta zračenja od talasne dužine, što čini važan podatak u konstruisanju modela pega. Upoređenjem posmatračkih podataka relativnog intenziteta u funkciji talasne dužine sa teorijskim podacima, varirajući u teorijskom računu odgovarajuće parametre, dobijaju se modeli Sunčevih pega.

Zavisnost relativnog intenziteta od heliocentričnog ugla, takođe daje korisne podatke za poboljšanje modela pega.

Na osnovu dosadašnjih rezultata u istraživanju Sunčevih pega može se zaključiti da je raspodela temperature u pegl veoma bliska onoj koja se dobija u slučaju radijativne ravnoteže. Odatle potiče naziv radijativni model pega.

Kad je poznata raspodela temperature sa dubinom ostali parametri modela se dobijaju iz posmatranih profila Fraunhoferovih linija, iz karakteristike diskontinuiteta u neprekidnom spektru (na primer Balmerov skok) i na osnovu jednačina koje opisuju fizičke procese i stanje materije u uslovima koji vladaju u pegama.

U našim računima profila spektralnih linija korišćen je Stellmacher-Wiehrov (1975) M3 model pega. Ovaj model je izabran zbog postojanja podataka modela i za velike optičke dubine, koje su neophodne u računu funkcije doprinosa za relativno slabe spektralne linije, koje se formiraju u dubljim slojevima pega. Model M3 je razvijen iz ranijeg njihovog modela M0 na osnovu posmatranih relativnih intenziteta iz oblasti talasne dužine oko  $1.67 \cdot 10^3$  nm (oblast minimuma apsorpcije negativnog jona vodonika),

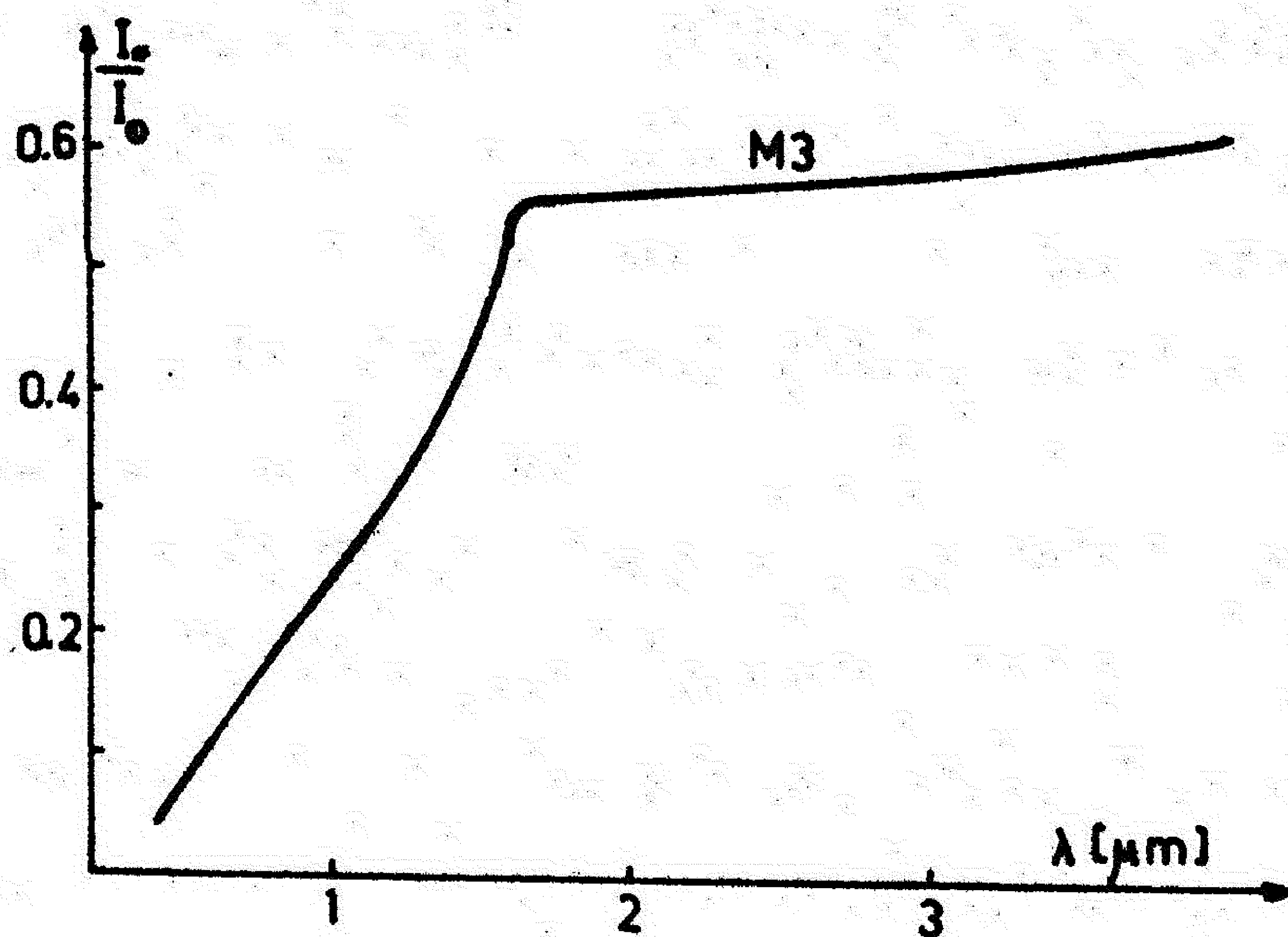


gde je najveća providnost Sunčeve atmosfere. Model je razvijen na osnovu dva zahteva:

1. Intenzitet u kontinuumu blizu  $1.67 \cdot 10^3$  nm ne sme biti manji od posmatranog.
2. Dve linije ugljenika (C,  $\lambda = 1688.8$  nm i  $\lambda = 1745.6$  nm) ne smeju biti jače od najmanje vrednosti dobijene posmatranjem.

Autori su dokazali da su zahtevi 1. i 2. najbolje zadovoljeni sa modelom koji ima efektivnu temperaturu od 3750 K.

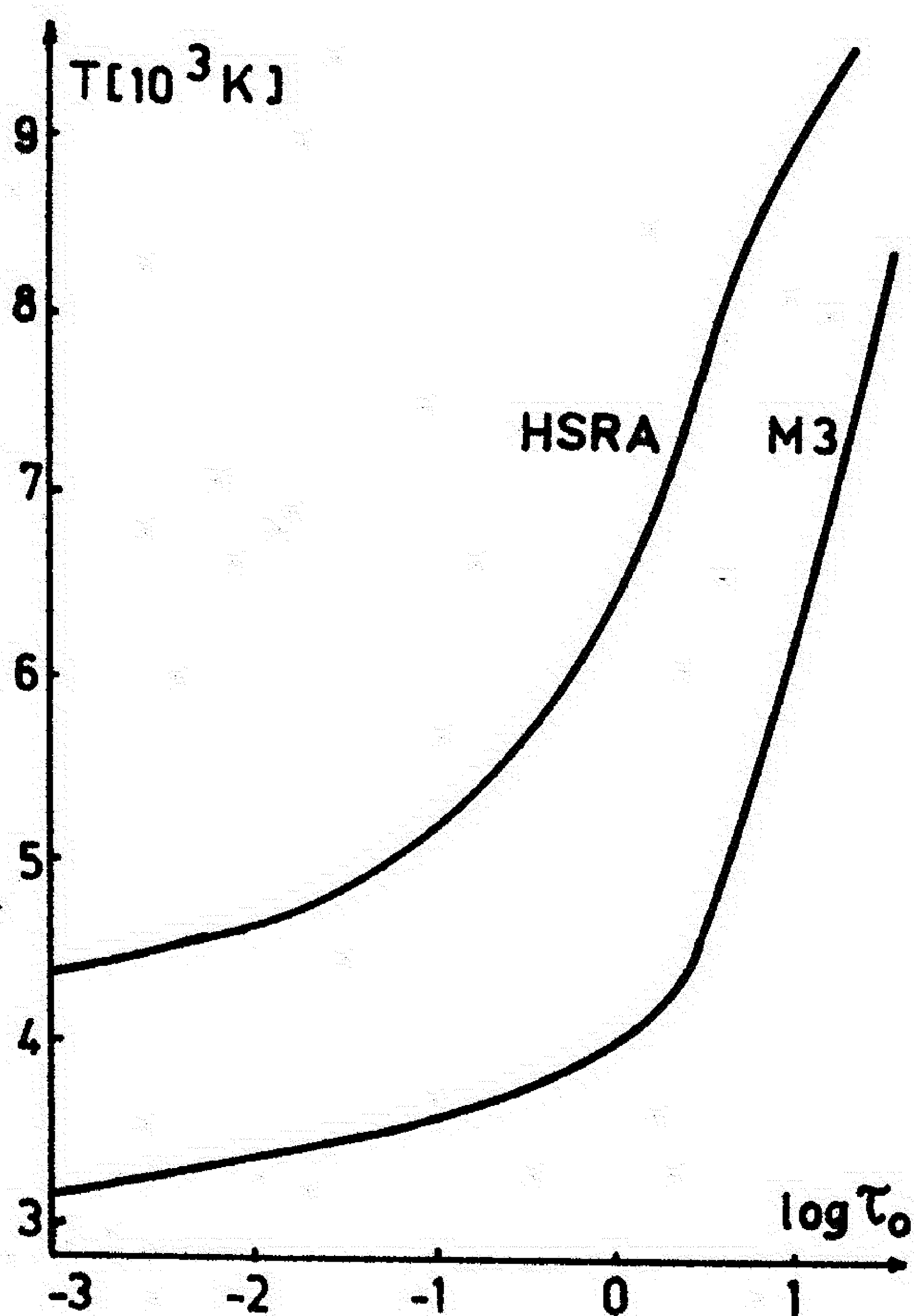
Zavisnost relativnog intenziteta u funkciji talasne dužine je prikazan na sl. 8. Vidi se da je kontrast između pege i okolne fotosfere veliki za vizuelni deo spektra i da naglo opada kad se talasna dužina povećava. U dalekoj Infracrvenoj oblasti spektra relativni intenzitet slabo zavisi od talasne dužine.



Sl. 8. Zavisnost relativnog intenziteta zračenja od talasne dužine.

Na osnovu raspodele relativnog intenziteta u funkciji talasne dužine i uzimanjem u obzir njegove promene u zavisnosti od heliocentričnog ugla, dobija se raspodela temperature sa dubinom koja je prikazana na sl. 9. Na slici je takođe prikazana raspodela temperature iz HSRA modela fotosfere.

Tablica IV sadrži parametre Stellmacher-Wiehrovog modela pege. U prvoj koloni tablice je temperatura  $T$  (K), u drugoj optička dubina na talasnoj dužini od 500 nm, u trećoj gasni pritisak  $P_g$  ( $\text{din cm}^{-2}$ ), u četvrtoj elektronski pritisak  $P_e$  ( $\text{din cm}^{-2}$ ), a u petoj je visina  $h$  (cm).



Sl. 9. Zavisnost temperature od optičke dubine.

M3 je model pege Stellmachera i Wiehra,  
i HSRA model Sunčeve atmosfere.



TABLICA IV

Model pege Stellmachera i Wiehra

T	$\tau_0$	$P_g$	$P_e$	h
3063	1.0000-004	1.4350+003	8.5400-003	4.0230+007
3071	1.5850-004	1.9240+003	1.0940-002	3.8100+007
3091	2.5120-004	2.5660+003	1.4290-002	3.6030+007
3110	3.9810-004	3.4050+003	1.8540-002	3.3990+007
3134	6.3100-004	4.5030+003	2.4220-002	3.1970+007
3164	1.0000-003	5.9320+003	3.1880-002	2.9980+007
3193	1.5850-003	7.7900+003	4.1750-002	2.8000+007
3223	2.5120-003	1.0210+004	5.4650-002	2.6030+007
3258	3.9810-003	1.3360+004	7.2020-002	2.4070+007
3299	6.3100-003	1.7430+004	9.5610-002	2.2110+007
3341	1.0000-002	2.2700+004	1.2680-001	2.0160+007
3383	1.5850-002	2.9500+004	1.6770-001	1.8190+007
3427	2.5120-002	3.8300+004	2.2210-001	1.6220+007
3472	3.9810-002	4.9680+004	2.9420-001	1.4240+007
3523	6.3100-002	6.4350+004	3.9270-001	1.2250+007
3580	1.0000-001	8.3140+004	5.2800-001	1.0250+007
3635	1.5850-001	1.0730+005	7.0570-001	8.2300+006
3704	2.5120-001	1.3800+005	9.6260-001	6.2000+006
3769	3.9810-001	1.7650+005	1.2970+000	4.1500+006
3854	6.3100-001	2.2560+005	1.8060+000	2.0700+006
3964	1.0000+000	2.8630+005	2.6130+000	0.000E+000
4113	1.5850+000	3.5910+005	4.0260+000	-2.0700+006
4350	2.5120+000	4.4090+005	7.1210+000	-4.0600+006
4855	3.9810+000	5.2460+005	1.7760+001	-5.9400+006
5400	6.3100+000	6.1280+005	3.6560+001	-7.8600+006
6075	1.0000+001	7.1220+005	8.9860+001	-9.9400+006
6810	1.5850+001	7.9120+005	3.2010+002	-1.1560+007
7600	2.5120+001	8.4170+005	1.1630+003	-1.2620+007
8520	3.9810+001	8.7310+005	4.0800+003	-1.3320+007

### 3.2. PRENOS ZRAČENJA KROZ SUNČEVU ATMOSFERU

Energija koja je stvorena u Sunčevom centru napušta ga u najvećem delu u obliku elektromagnetnog zračenja. Zračenje trpi velike izmene u toku prelaza iz centra ka površini Sunca.

Prilikom ispitivanja spektralnih linija nas interesuje prenos zračenja u spoljašnjem sloju Sunca.

Prenos zračenja kroz Sunčevu atmosferu može se opisati jednačinom prenosa koja se u diferencijalnom obliku može napisati na sledeći način

$$\mu \cdot \partial I_{\nu} / (\partial \tau_{\nu}) = I_{\nu} - S_{\nu} \quad , \quad (3.1)$$

gde je  $\mu$  kosinus heliocentričnog ugla,  $I_{\nu}$  intenzitet zračenja na frekvenciji  $\nu$ ,  $S_{\nu}$  funkcija izvora, a  $\tau_{\nu}$  optička dubina.

Jednačina (3.1) ima za nas jedno veoma korisno rešenje. Naime, može se iz nje dobiti tzv. izlazni intenzitet zračenja koji se da posmatrati sa Zemlje:

$$I_{\nu}(0, \mu) = \int_0^{\infty} S_{\nu}(\tau_{\nu}) e^{-\tau_{\nu}/\mu} d\tau_{\nu}/\mu \quad (3.1.1)$$

Znači, ova jednačina daje na osnovu makroskopskih veličina ( $S_{\nu}$ ,  $\tau_{\nu}$ ) takođe, makroskopsku, relativno jednostavnu za merenje, veličinu: izlazni intenzitet zračenja. Međutim, i funkcija izvora i optička dubina su u tesnoj vezi sa kvantnomehaničkim osobinama materije, pa je rešavanje jednačine (3.1.1) je veliki problem. Zbog toga se ova jednačina rešava približnim metodama.



### 3.2.1. Funkcija izvora

Po definiciji funkcija izvora je

$$S_{\nu} = j_{\nu} / l_{\nu} ,$$

$j_{\nu}$  je koeficijent zračenja,  $l_{\nu}$  je koeficijent apsorpcije za spektralnu liniju po jedinici mase.

Označimo sa  $\Psi(\nu)$  zavisnost spontane emisije od frekvencije. Tada, koeficijent zračenja u liniji možemo izraziti na sledeći način:

$$j_{\nu} = N_u / \rho \cdot A_{ul} \cdot h \cdot \nu \cdot \Psi(\nu),$$

gde je  $A_{ul}$  Einsteinov koeficijent spontanog prelaza sa gornjeg (u) na donji (l) energetski nivo,  $\rho$  gustina gasa, a  $N_u$  broj atoma u gornjem energetskom stanju. Ako u polju zračenja ima fotona sa energijom koja odgovara razlici energije gornjeg i donjeg nivoa prelaza, onda se indukuje dodatno zračenje čiji je intenzitet proporcionalan intenzitetu zračenja ( $I_{\nu}$ ). Ovaj proces se često naziva negativnom apsorpcijom.

Označimo sa  $\varphi(\nu)$  profil apsorpcione spektralne linije. Tada se koeficijent apsorpcije može napisati u sledećem obliku:

$$l_{\nu} = N_l / \rho \cdot B_{lu} \cdot \varphi(\nu) \cdot h \cdot \nu - N_u / \rho \cdot B_{ul} \cdot \varphi(\nu) \cdot h \cdot \nu ,$$

gde su  $B_{lu}$  i  $B_{ul}$  Einsteinovi koeficijenti apsorpcije i prinudnog zračenja, a  $N_l$  broj atoma u donjem energetskom stanju. Uzimajući u obzir veze  $g_u \cdot B_{ul} = B_{lu} \cdot g_l$  i  $A_{ul} = 2 h \cdot \nu^3 / c^2 \cdot B_{ul}$ , za funkciju izvora dobijemo

$$S_l = 2 \cdot h \cdot \nu^3 / c^2 \cdot 1 / ((N_l / N_u) \cdot (g_u / g_l) - 1) \cdot \Psi(\nu) / \varphi(\nu).$$

$g_u$  i  $g_l$  su statističke težine gornjeg odn. donjeg nivoa. Ova jednačina funkcije izvora ukazuje na jedan od osnovnih problema rešavanja prenosa zračenja u Sunčevoj atmosferi. Da bi izračunali intenzitet zračenja ( $I_{\nu}$ ) neophodno je poznavanje funkcije izvora, koja zavisi od naseljenosti ener-

getskih nivoa (od  $N_1$  i  $N_U$ ). Naseljenost nivoa, sa druge strane, zavisi od intenziteta zračenja. U opštem slučaju problem prenosa zračenja se rešava metodom iteracije.

Ako je naseljenost energetskih nivoa ( $n_1, N_U$ ) određena samo sudarima, onda se u slučaju termodinamičke ravnoteže odnos naseljenosti energetskih nivoa opisuje Boltzmanovom funkcijom

$$N_U/N_1 = g_U/g_1 \cdot e^{-(\mathcal{H}_U - \mathcal{H}_1)/(kT)}, \quad (3.3)$$

$\mathcal{H}_U$  i  $\mathcal{H}_1$  energije ekscitacije gornjeg odnosno donjeg energetskog nivoa. Pored toga, u slučaju ravnoteže svaki izračen foton ima apsorbovanog para na istoj frekvenciji, tj.  $\Psi(\nu) = \Upsilon(\nu)$ . Prema tome, funkcija izvora se može napisati u obliku

$$S_1 = 2 \cdot h \nu^3 / c^2 \cdot (e^{-h \cdot \nu / (kT)} - 1)^{-1}, \quad (3.4)$$

što nije ništa drugo do Planckova funkcija. U slučaju termodinamičke ravnoteže funkcija izvora je potpuno određena temperaturom gasa, tj. ne zavisi od elementarnih procesa. Naravno, za atmosferu Sunca kao celine nije ispunjen uslov termodinamičke ravnoteže. Međutim, odstupanje od termodinamičke ravnoteže u nekim slojevima atmosfere često se može zanemariti, pa je funkcija izvora (Planckova funkcija) određena temperaturom tog sloja. U tom slučaju govorimo o lokalnoj termodinamičkoj ravnoteži (skraćeno: LTE).

Nalaženje funkcije izvora u slučaju odstupanja od LTE je veoma složen problem. Zato prilikom rašavanja našeg zadatka prepostavljamo postojanje LTE, što veoma uprošćuje računanje i dozvoljava jasniju interpretaciju dobijenih rezultata. Opravdanost korišćenja LTE u našem slučaju možemo naći u osobini funkcije izvora da se ona veoma sporo menja u funkciji frekvencije unutar spektralne linije. Posmatrani profil spektralne linije je određen zavisnošću koeficijenta apsorpcije, odnosno optič-



U ovom radu posvetiće se posebna pažnja optičkoj dubini, odnosno koeficijentu apsorpcije u spektralnoj liniji, koji ima veoma veliku ulogu u formiranju i oblikovanju profila spektralnih linija.

U razmatranjima apsorpcije zračenja često se uzima koeficijent apsorpcije po jednom atomu ( $\alpha_\nu$ ). Ovaj atomski apsorpcijski koeficijent zavisi od parametara atoma i od fizičkih uslova u okolini atoma. On određuje koliko će energije apsorbovati atom po jedinici frekvencije odnosno talasne dužine. Ukupna apsorbovana energija od strane atoma unutar jedne spektralne linije je

$$\alpha_0 = \int_0^\infty \alpha_\nu d\nu.$$

Ovaj integral predstavlja jačinu spektralne linije i može se dokazati da je jednak konstanti

$$\alpha_0 = \pi \cdot e^2 / (m \cdot c) \cdot f, \quad (3.5)$$

gde je  $e$  naelektrisanje, a  $m$  je masa elektrona,  $c$  je brzina svetlosti, a  $f$  je jačina oscilatora.

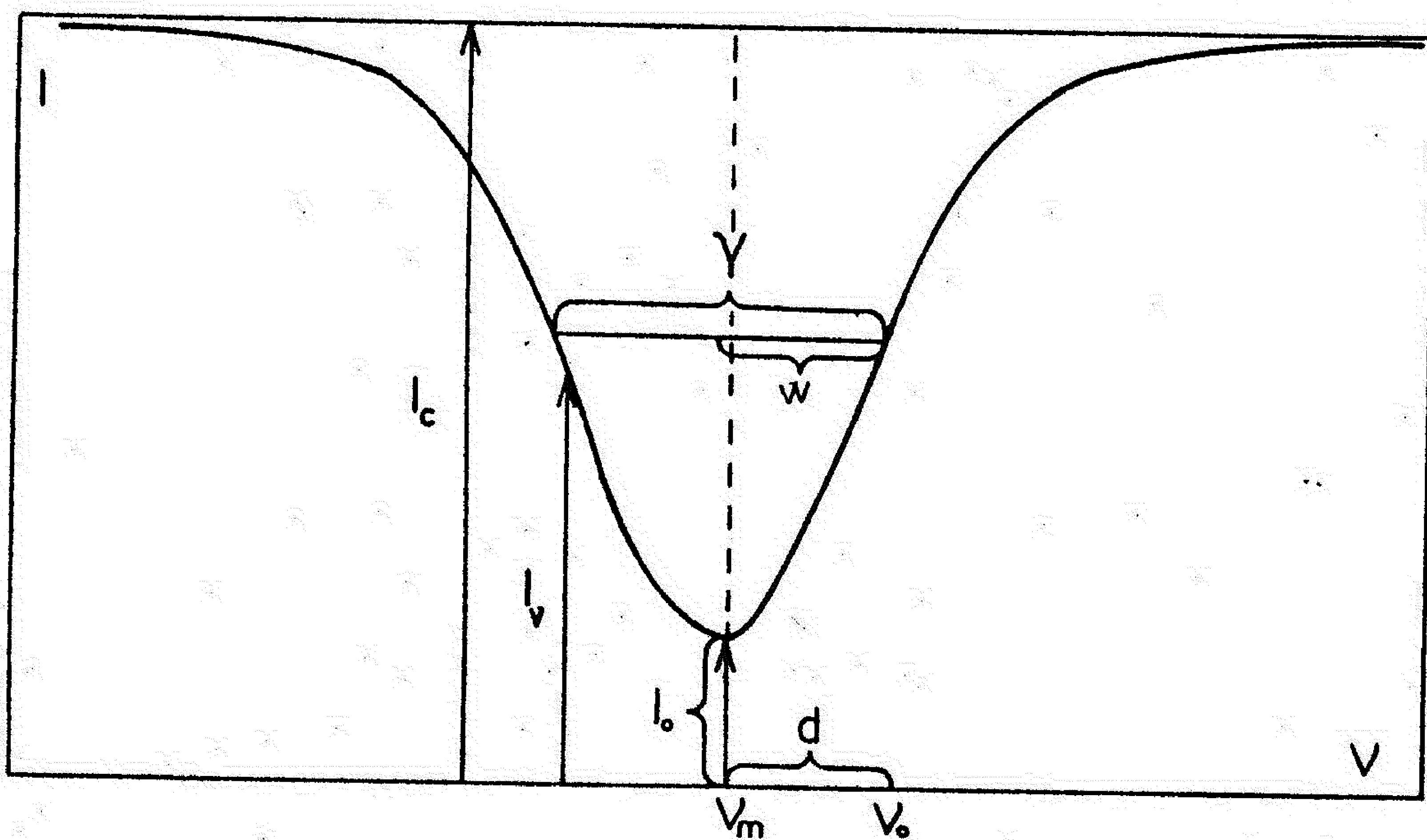
Kako će se apsorbovana energija raspodeliti po frekvencijama određuju razni mehanizmi širenja spektralnih linija: prirodno širenje, širenje pritiskom i širenje usled kretanja atoma (Dopplerovo širenje). Ukupno dejstvo ovih mehanizama određuje oblik profila spektralne linije.

### 3.3. ŠIRENJE SPEKTRALNIH LINIJA

Već smo u prethodnim razmatranjima posredno ukazali na to da je nemoguće dobiti beskonačnu usku spektralnu liniju. Profil spektralne linije je raspodela intenziteta zračenja u određenom intervalu frekvencija, odn. talasnih dužina. Granica intervala teorijski gledano je beskonačno udaljena

od centra linije, međutim, u praksi se može smatrati da je širina spektralne linije veoma mala u odnosu na ceo spektar kontinualnog zračenja.

Kao mera širine spektralne linije se uzima širina njenog profila na dubini koja odgovara polovini maksimalne dubine linije (širina linije:  $\gamma$ ) ili polovina ove vrednosti (poluširina linije:  $w$ ). Ovi i drugi parametri spektralne linije su prikazani na sl. 10.



Sl. 10. Šematski prikaz osnovnih parametara apsorpcione spektralne linije.

Pored širenja, spektralna linija može i da se pomera zbog uticaja spoljašnjih sila na apsorber, kao i usled njegovog kretanja (Dopplerov efekat). Pod pomeranjem spektralne linije se podrazumeva promena frekvencije odnosno talasne dužine spektralne linije ( $d$ ). Obično se pomeranje linije definiše promenom frekvencije (talasne dužine) minimalnog intenziteta ( $I_0$ ) u profilu spektralne linije. Međutim, pomeranje se može odrediti i bilo kojom jednoznačno definisanom tačkom ili tačkama profila spektralne linije. Iz definicije pomeranja spektralne linije se vidi da je to rela-



na veličina tj. da se za njeno poznavanje mora biti definisana referentna frekvencija ( $\nu_0$ ) odn. talasna dužina ( $\lambda_0$ ).

### 3.3.1. Prirodna širina spektralnih linija

Prirodno širenje spektralnih linija je posledica osnovne zakonitosti u prirodi. Naime, vreme ( $\Delta t$ ) života atoma u ekscitovanom stanju nije beskonačno dugo, pa iz Heizenbergove relacije neodređenosti u obliku  $\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar$  sledi da je energija nivoa neodređena, tj. nalazi se u nekom intervalu  $\Delta E$ . Posledica neodređenosti energetskog nivoa je konačna širina spektralne linije.

U klasičnom prilazu problemu prirodnog širenja spektralnih linija, atom se posmatra kao dipol koji vrši prigušene oscilacije. Normirana raspodela energije zračenja u funkciji frekvencije skupa takvih oscilatora, sa slučajno raspoređenim fazama oscilovanja je data izrazom

$$I(\omega) = 1/(2 \cdot \pi) \cdot \gamma / ((\omega - \omega_0)^2 + (\gamma/2)^2),$$

gde je  $\omega$  ugaona frekvencija, a  $\gamma$  je konstanta prigušenja oscilacija, odnosno širina spektralne linije (širina spektralne linije na polovini intenziteta). Klasična teorija (npr. Gray, 1980, strana 246) predviđa konstantnu vrednost za  $\gamma$  za sve spektralne linije:

$$\gamma = 1.18 \cdot 10^{-5} \text{ nm.}$$

Kvantnomehanički prilaz problemu (npr. Gray, 1980, strana 248) prirodnog širenja spektralnih linija za širinu daje sledeći rezultat:

$$\gamma = \sum_{j < u} A_{uj} + \sum_{j < l} A_{lj}, \quad (3.6)$$

gde je  $A_{kj}$  Einsteinov koeficijent spontanog prelaza elektrona sa k-tog na j-ti energetski nivo, u je oznaka za gornji, a l za donji nivo prelaza.

Kvantnomehantički rezultat pokazuje da prirodna širina spektralnih linija nije ista za sve linije, nego da zavisi od prelaza.

U polju zračenja velike gustine moraju se uračunati i efekti procesa prinudne ekscitacije zbog apsorpcije fotona i prinudnog zračenja. Za širinu se tada dobija (Gray, 1980, strana 248)

$$\gamma = \sum_{j < u} A_{uj} + \sum_{j < u} I_{\nu} \cdot B_{uj} + \sum_{k > u} I_{\nu} \cdot B_{uk} + \sum_{j < l} A_{lj} + \sum_{j < l} I_{\nu} \cdot B_{lj} + \sum_{k > l} I_{\nu} \cdot B_{lk},$$

gde je  $I_{\nu}$  intenzitet zračenja,  $B_{uj}$  i  $B_{lj}$  su Einsteinovi koeficijenti prinudne deekscitacije, a  $B_{uk}$  i  $B_{lk}$  su Einsteinovi koeficijenti prinudne ekscitacije odgovarajućih nivoa.

### 3.3.2. Dopplerovo širenje spektralnih linija

Poznato je da relativno kretanje izvora zračenja u odnosu na posmatrača izaziva promenu frekvencije, odnosno talasne dužine posmatranog zračenja. Takav je slučaj i sa atomom: ako se atom koji zrači ili apsorbuje zračenje kreće sa relativnom brzinom  $v$  u odnosu na posmatrača onda će se za posmatrača promeniti frekvencija ( $\omega$ ) odnosno talasna dužina ( $\lambda$ ) zračenja:

$$\omega = \omega_0 + v/c \cdot \omega_0 \quad \text{odn.} \quad \lambda = \lambda_0 + v/c \cdot \lambda_0,$$

$\omega_0$  i  $\lambda_0$  se odnose na slučaj kad je  $v=0$ . U slučaju kada skup atoma sa raspodelom brzine kretanja  $F(v)$  emituje ili apsorbuje, raspodela intenziteta po frekvenciji biće

$$I(\omega) = F(c \cdot (\omega - \omega_0) / \omega_0) \cdot c / \omega_0. \quad (3.7)$$



Ova formula važi pod pretpostavkom da u toku vremena atom ne menja frekvenciju zračenja, tj.  $\omega_0 \cdot (1 + v/c) = \text{const.}$  Ovo je ispunjeno ako se  $v$  ne menja u toku vremena (tj. u toku dovoljno dugog vremenskog intervala). Međutim, ako je brzina konstantna samo u vremenskom intervalu  $\Delta t$ , onda spektar zračenja ili apsorpcije atoma sadrži više frekvencije širine  $1/\Delta t$ . Formula (3.7) će važiti samo u slučaju ako je

$$\omega_0 \cdot v/c \gg 1/\Delta t.$$

Smatrajući da je brzina atoma između dva sudara konstantna za  $\Delta t$  možemo uzeti vremenski interval između dva sudara. U srednjem, to se može povezati sa slobodnim putem atoma ( $L$ ):  $\Delta t = L/v$ . Prema tome, uslov da jednačina (3.7) važi je

$$\omega_0 \cdot v/c \gg v/L, \text{ odn. } 2 \cdot \pi \cdot L/\lambda \gg 1, \text{ tj. } L \gg \lambda/(2 \cdot \pi).$$

Prema tome, jednačina (3.7) važi ako je slobodan put atoma mnogo veći od talasne dužine zračenja.

### 3.3.2.1. Termalno širenje spektralnih linija

Razmotrimo raspodelu intenziteta zračenja pod uslovom da je  $L \gg \lambda/(2 \cdot \pi)$ , u slučaju Maxwelllove, termalne, raspodele brzine kretanja atoma:

$$F(v) = 1/(v_0 \cdot \sqrt{\pi}) e^{-(v/v_0)^2},$$

gde je  $v_0 = \sqrt{2 \cdot k \cdot T/m}$  najverovatnija brzina. Iz jednačine (3.7) sledi da je raspodela intenziteta u funkciji frekvencije

$$I(\omega) = 1/(\Delta \omega_D \cdot \sqrt{\pi}) e^{-(\Delta \omega / \Delta \omega_D)^2},$$

gde je  $\Delta \omega_D = \omega_0 \cdot v_0/c$ . Raspodela intenziteta je simetrična u odnosu na frekvenciju  $\omega_0$ . Veličina širenja se određuje parametrom  $\Delta \omega_D$ .

Na frekvenciji  $\omega = \omega_0 \pm \Delta\omega_D$  intenzitet se smanjuje e puta. Poluširina linije se takođe može izraziti pomoću

$$\omega_D = 2 \cdot \sqrt{\ln 2} \cdot \Delta\omega_D .$$

U literaturi  $\Delta\omega_D$  se često naziva Dopplerovom širinom linije. Dopplerova širina se izražava i u jedinicama linearne frekvencije ili u jedinicama talasne dužine

$$\begin{aligned} \Delta\nu_D &= v_0/c \cdot \nu = \nu/c \cdot \sqrt{2 \cdot k \cdot T/m} = 4.301 \cdot 10^{-7} \sqrt{T/M_a} \cdot \nu \\ \Delta\lambda_D &= v_0/c \cdot \lambda = \lambda/c \cdot \sqrt{2 \cdot k \cdot T/m} = 4.301 \cdot 10^{-7} \sqrt{T/M_a} \cdot \lambda \quad (3.8), \end{aligned}$$

$M_a$  je masa atoma u atomskim jedinicama.

Termalno kretanje atoma u slučaju lokalne termodinamičke ravnoteže gasa ima simetričnu raspodelu, prema tome nema razloga za promenu položaja spektralne linije. Pomak spektralne linije bi se očekivao kod nesimetrične termalne raspodele brzine, na primer u slučaju postojanja gradijenta brzine ili nehomogenosti brzinskog polja u apsorbujućoj sredini.

### 3.3.2.2. Širenje usled turbulencije

Pored termalnih, može postojati i turbulentno kretanje čestica gasa. Ako je veličina oblasti u kome se formira spektralna linija mnogo veća od tipičnih veličina elementa turbulentnosti, onda svaki element turbulentne sredine pomera spektralnu liniju slično pokretnom atomu. Obično se ova vrsta kretanja elementa gasa zove mikroturbulencija. Za raspodelu brzinskog polja elementa gasa se uzima Maxwelllova raspodela sa najverovatnijom brzinom ( $v_t$ ), koja potpuno određuje oblik raspodele.

Mikroturbulentna brzina povećava ekvivalentnu širinu spektralne linije i utiče, naravno, i na njenu širinu. Baš zbog ovih njenih osobina je uvedena kao faktor pomoću kojeg se posmatrački i teorijski podaci mogu do-



resti da bodrog međusobnog slaganja (Struve i Elvey, 1934).

Fizička priroda mikroturbulencije nije do kraja protumačena, tako da je nemoguće unapred izračunati na osnovu parametara posmatranog gasa. Tako, mikroturbulencija ostaje, još uvek, slobodan parametar u računu sintetičkih spektralnih linija.

Već pomenuta Maxwelllova raspodela mikroturbulentne brzine daje profil spektralne linije Gaussovog oblika i u konvoluciji sa profilom termalnog porekla, koji ima takode Gaussov profil, daje Gaussov profil sa parametrom

$$v_0 = \sqrt{v_{\text{ter}}^2 + v_{\text{tur}}^2} \quad (3.9)$$

Mikroturbulentna brzina, zbog uticaja na ekvivalentnu širinu, ulazi u teorijsku krivu rasta kao slobodan parametar. Najboljim poklapanjem niza teorijskih krivih rasta (sa različitim turbulentnim brzinama kao parametrima) sa posmatranom krivom rasta može se dobiti mikroturbulentna brzina koja karakteriše celu sredinu u kojoj se formiraju spektralne linije. Njena vrednost za Sunce je reda veličine  $1 \text{ km s}^{-1}$ .

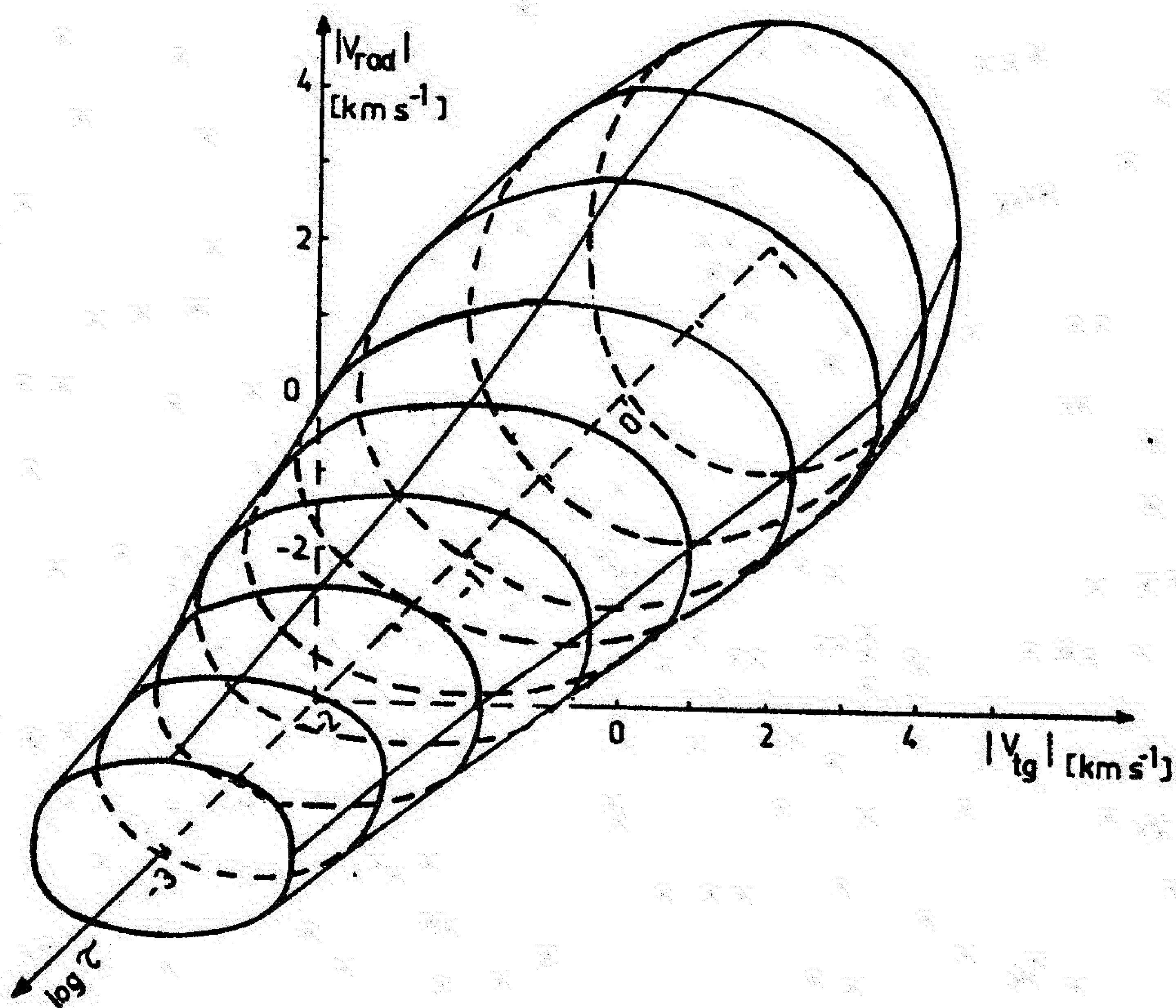
Prostorna, a eventualno i vremenska promena mikroturbulentne brzine se može dobiti iz analize profila pojedinih spektralnih linija. Tako je dobijeno da mikroturbulentna brzina zavisi od dubine i da je anizotropna. Detaljnija informacija o mikroturbulentnoj brzini se dobija iz analize pomaka i promene oblika profila spektralnih linija u raznim tačkama diska.

Analiza širine profila spektralnih linija je ukazala na postojanje mehanizama koje šire spektralne linije, ali ne povećavaju njenu ekvivalentnu širinu. To su tzv. makroturbulentna kretanja gasa u atmosferi zvezda.

Polje makroturbulentnih brzina može imati takode Maxwelllovu raspodelu brzina, tj. daje Gaussov profil spektralnoj liniji, koji se konvolučira sa bilo kakvim oblikom profila spektralne linije ne menjajući njenu ekviva-

lentnu širinu. Detaljnija analiza profila spektralnih linija pokazuje promenljivost sa dubinom i neizotropnost makroturbulentne brzine.

Polje brzine kretanja gasa pod dejstvom mikro- i makroturbulencije se menja sa dubinom u atmosferi i anizotropan je. Na sl. 11 je prikazana raspodela intenziteta brzine turbulentnih kretanja u funkciji optičke dubine (slika je nacrtana na osnovu rezultata Gurtovenka, 1975).



Sl. 11. Raspodela ukupne brzine fotosferskih kretanja malih razmera sa dubinom

Teško je povući neku oštru granicu između razmera makro- i mikroturbulentnih ćelija. Mikroturbulencijom možemo smatrati haotično kretanje ćelija gasa uglavnom duž pravca posmatranja, čije su razmere manje od visine skale apsorpcionog koeficijenta ili od slobodnog puta fotona.



Prema tome, jasno je da je za svaku spektralnu liniju granica geometrijskih razmera turbulentnih ćelija druga; šta više unutar profila spektralne linije se ova granica menja u zavisnosti od položaja izabrane frekvencije u profilu. (Radi orijentacije možemo reći da je u centru Sunčevog diska za srednji koeficijent apsorpcije slobodan put fotona oko 100 km).

Neki mogući uzroci turbulencije su: hidrodinamičke turbulencije gasa, kratkoperiodični zvučni talasi, magneto-akustično-gravitacioni talasi, veliki gradijenti brzina (vezani za granulaciju) itd.

Na kraju treba dodati da neki istraživači smatraju da mikroturbulencije nema, a uzroke koje dovode do odgovarajućih posmatračkih efekata u spektrima treba tražiti u fluktuaciji gustine, pritiska i temperature u atmosferi zvezda.

### 3.3.3. Širenje pritiskom

Atom koji apsorbuje zračenje (apsorber) je okružen sa velikim brojem čestica (perturbera) koje deluju na njega. Interakcija između apsorbera i okolnih čestica perturbuje njegova energetska stanja i dovodi do širenja i pomeranja spektralnih linija. Veličina širenja i pomaka zavisi, između ostalog, od koncentracije perturbera, odnosno od njihovog pritiska. Zato se ova vrsta širenja često naziva širenje pritiskom.

Položaj energetskih nivoa zavisi od rastojanja između perturbera i apsorbera. Na slici 12 je šematski prikazan primer promene dva energetska nivoa apsorbera u funkciji udaljenosti perturbera. U principu može se očekivati da je gornji energetski nivo osetljiviji na položaj perturbera od donjeg.

ke dubine od frekvencije.

Uticađ funkcije izvora na oblik profila spektralne linije je vezan sa geometrijom formiranja spektralne linije. Naime, razni delovi profila spektralne linije se formiraju u raznim dubinama atmosfere Sunca, a funkcija izvora preko temperature zavisi od dubine.

### 3.2.2. Optička dubina

Ako sa  $\tau_\nu$  označimo ukupni maseni apsorpcioni koeficijent (zbir koeficijenta apsorpcije u liniji i u kontinuumu), optičku dubinu možemo definisati pomoću sledeće jednačine

$$d\tau_\nu = -\rho \cdot \kappa_\nu dh,$$

gde je  $dh$  promena visine sloja kroz koji prolazi zračenje.

Pomoću optičke dubine može se izraziti slabljenje intenziteta zračenja koje prolazi kroz sloj materije sa određenim koeficijentom apsorpcije:

$$dI_\nu = -I_\nu \cdot d\tau_\nu.$$

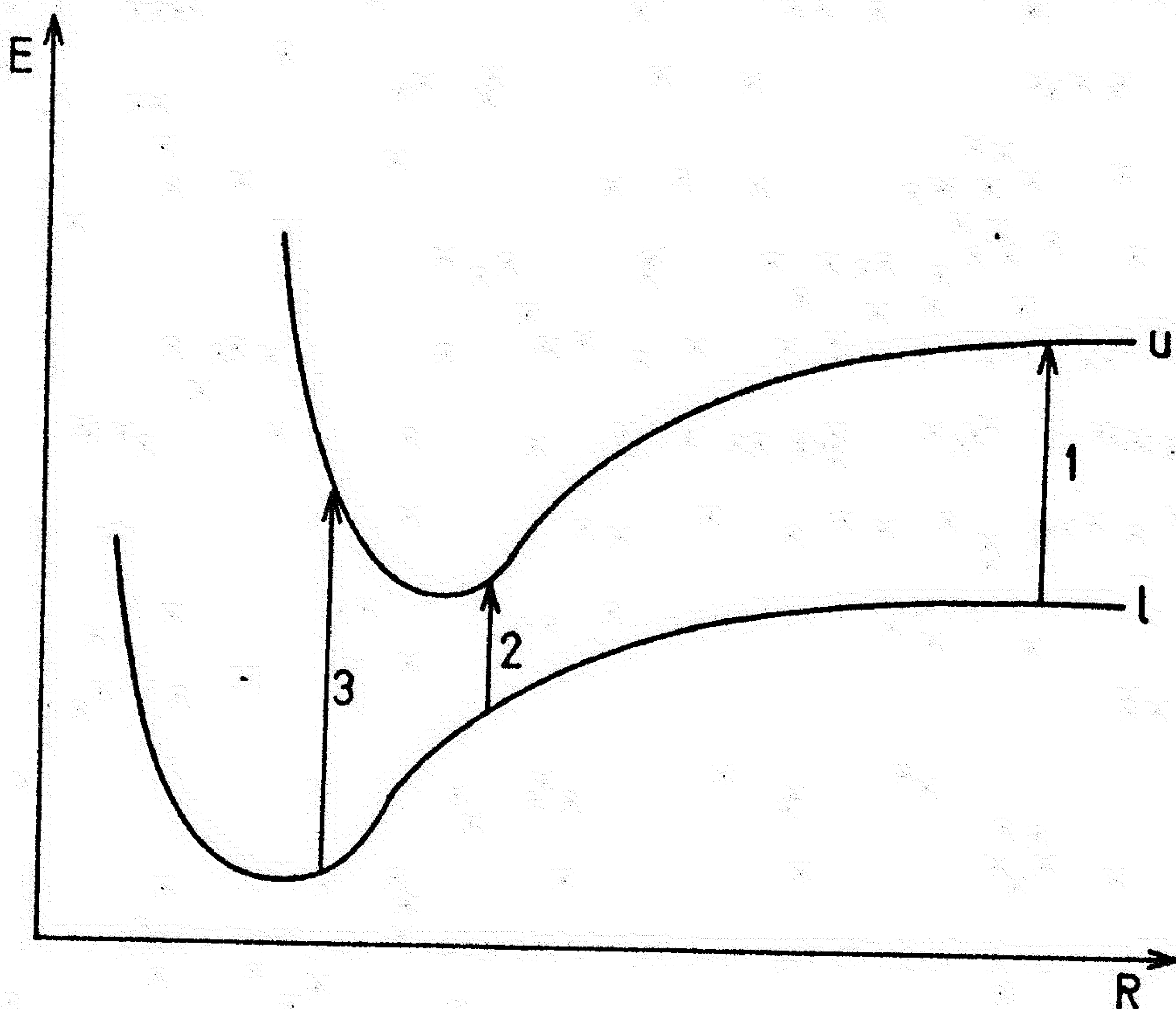
Prema tome, optička dubina povezuje uticaj fizičke osobine i prostorne karakteristike materije kroz koju prolazi zračenje.

Optička dubina je neimenovana veličina. Radi lakšeg svatanja njenog fizičkog smisla povezuje se sa slobodnim putem fotona  $(\rho \cdot \kappa_\nu)^{-1}$ , tj. sa brojem sudara fotona sa česticama materije na određenom putu.

Optička dubina zavisi od koeficijenta apsorpcije koji može biti veoma komplikovana funkcija raznih atomskih parametara i zavisi od makroskopskih osobina materije.

U praktičnim računima često se razdvaja optička dubina koja nastaje kao rezultat apsorpcije u kontinuumu i u spektralnoj liniji. Ukupna optička dubina se dobija kao zbir optičke dubine u kontinuumu i u liniji.





Sl. 12. Promena dva energetska nivoa apsorbera pod uticajem perturbbera u zavisnosti od rastojanja između njih. Energija prelaza može biti manja (2) ili veća (3) od neporemećenog slučaja (1).

Kad je rastojanje perturbbera veliko (slučaj 1) nema promene energetske nivoa, a što je rastojanje manje (slučaj 2) energetski nivoi su više pomereni, pa će u slučaju apsorpcije spektralna linija imati drugu talasnu dužinu. Usrednjavanjem po verovatnoćama svih mogućih rastojanja između perturbbera i apsorbera, dobićemo proširenu spektralnu liniju. Minimum intenziteta spektralne linije će biti pomeren u odnosu na neperturbovan slučaj i biće na talasnoj dužini koja odgovara energetskom prelazu definisanom najverovatnijem rastojanjem između perturbbera i apsorbera. Prema tome, u zavisnosti od međusobnih dejstva svih apsorbera i perturbbera koji se nalaze na putu izlazećeg zračenja, može doći do širenja, pomaka, i asimetrije posmatrane spektralne linije. Do koje mere su izražene

ove karakteristike posmatranih linija zavisi od parametara okoline u kome se nalaze apsorberi i perturbberi.

Posmatrajmo atom koji apsorbuje zračenje u slučaju dipolarnog prelaza sa  $i$ -tog na  $f$ -to stanje i koji je okružen perturbberima koji se kreću. U tom slučaju profil spektralne linije se može zadati pomoću sledeće formule (npr. Dimitrijević, 1982)

$$F(\omega) = \lim_{T \rightarrow 0} 1/(2 \cdot \pi \cdot T) \int_{-T/2}^{T/2} e^{i \cdot \Delta \omega \cdot t} \langle \Psi_f(t) | \vec{d} | \Psi_i(t) \rangle |^2, \quad (3.10)$$

gde je  $\vec{d}$  dipolni operator, a  $\Psi_i$  i  $\Psi_f$  su početna i krajnja talasna funkcija sistema koji zrači.

Profil linije se na osnovu jednačine (3.10) može dobiti kvantnomehaničkim, semi-klasičnim i klasičnim rešavanjem.

Danas se veoma široko koristi semi-klasično rešavanje jednačine (3.10). Pri tome perturbberi se uzimaju kao klasične čestice, koje deluju, preko klasičnog potencijala, na kvantnomehanički atom. Ova aproksimacija se može uvesti ako je dimenzija kvantnomehaničkog talasnog paketa perturbbera dovoljno mala da se ne preklapa sa talasnim funkcijama drugih čestica (apsorbera i ostalih perturbbera).

U rešavanju problema širenja spektralnih linija uglavnom se mogu izdvojiti dve metode. Jedna je tzv. unificirana metoda, koja daje rešenje za oblik cele spektralne linije istovremeno, dok druga posebno razmatra krila a posebno centralni deo profila spektralne linije. U poslednjoj se problem oblika profila u krilima rešava u okviru tzv. kvazistatičkih teorija, dok se za centralne delove profila linije primenjuje sudarna aproksimacija.

U osnovi kvazistatičkih teorija leži pretpostavka da se perturbberi sporo kreću, tako da apsorberi apsorbuju zračenje frekvencije koje zavisi



samo od položaja perturbbera; sudar traje veoma dugo u poređenju sa vremenom apsorpcije, tako da se perturbber i mogu smatrati nepokretnim. Pri računanju profila linije razmatra se verovatnoća raspodele mikropolja statičkih perturbbera u blizini apsorbera.

Temperatura atmosfere Sunca, pa i najvećeg broja zvezda, je takva da je brzina čestica relativno velika. Najvažniji perturbber i - vodonik, helijum i elektroni - su najlakše čestice pa je njihova brzina najveća. Pored toga u atmosferi pritisak je relativno mali. Pri takvim uslovima može se pretpostaviti da je vreme sudara kratko u odnosu na interval vremena između dva sudara. U tom slučaju možemo smatrati da su sudari u toku vremena važnog za nastanak profila linije kompletni i da se ne prekrivaju. Ova aproksimacija naziva se sudarna i važi za lakše perturbbere, na većim temperaturama i oko centralnog dela profila linije.

Sudarna aproksimacija procesa interakcije apsorbera sa okolnim česticama dovodi do Lorentzovog profila spektralne linije:

$$F(\omega) = \frac{\omega}{\pi} \cdot \frac{1}{((\omega - \omega_0 - d)^2 + \omega^2)} . \quad (3.11)$$

Lorentzov profil je potpuno određen poluširinom ( $\omega$ ) i pomakom ( $d$ ) spektralne linije.

Određivanje poluširine i pomaka je osnovni zadatak istraživanja uticaja sudarnih procesa na oblik profila spektralnih linija. Složenost sudarnih procesa uslovljava razna približna rešenja ovog zadatka.

### 3.3.3.1. Širenje usled sudara sa neutralnim česticama

U okviru računanja uticaja sudarnih procesa apsorbera sa neutralnim česticama na spektralne linije, korišćemo van der Waalsov, Lenard-Jonesov i Smirnov-Roueffov potencijal interakcije između tih čestica.

### 3.3.3.1.1. Van der Waalsov potencijal

Sudar apsorbera sa neutralnim česticama (naročito sa vodonikovim atomima) je jedan od glavnih uzroka širenja spektralnih linija u Sunčevoj fotosferi, a i na zvezdama igra veoma važnu ulogu. Klasičan način opisanja procesa sudara se zasniva na van der Waalsovom potencijalu interakcije između apsorbera i perturbbera koji zavisi od rastojanja ( $R$ ) između njih i zadaje se formulom

$$V(R) = - C_6/R^6$$

$C_6$  je konstanta za određeni energetski nivo atoma. Širenje i pomak spektralne linije je rezultat razlike potencijala uzajamnogdejtva perturbbera i apsorbera u donjem odnosno u gornjem energetskom stanju, tj.

$$V(R) = \Delta C_6/R^6,$$

gde je  $\Delta C_6$  razlika konstante  $C_6$  za gornji i donji energetski nivo odgovarajućeg prelaza.

Glavni problem se svodi na nalaženje  $\Delta C_6$ . Ako uzmemo da je energija ekscitacije perturbbera mnogo veća od energije ekscitacije razmatranog prelaza apsorbera i da je potencijal interakcije izotropan tada je

$$\Delta C_6 = e^2 \cdot \alpha \cdot (\langle r^2 \rangle_u - \langle r^2 \rangle_l), \quad (3.12)$$

gde je  $e$  naelektrisanje elektrona,  $\alpha$  je polarizibilnost perturbbera,  $\langle r^2 \rangle_{u,l}$  su srednji kvadrati radijusa gornjeg ( $u$ ), odnosno donjeg ( $l$ ) energetskog nivoa. U vodoničnoj aproksimaciji (vidi npr. Unsöld, 1968)

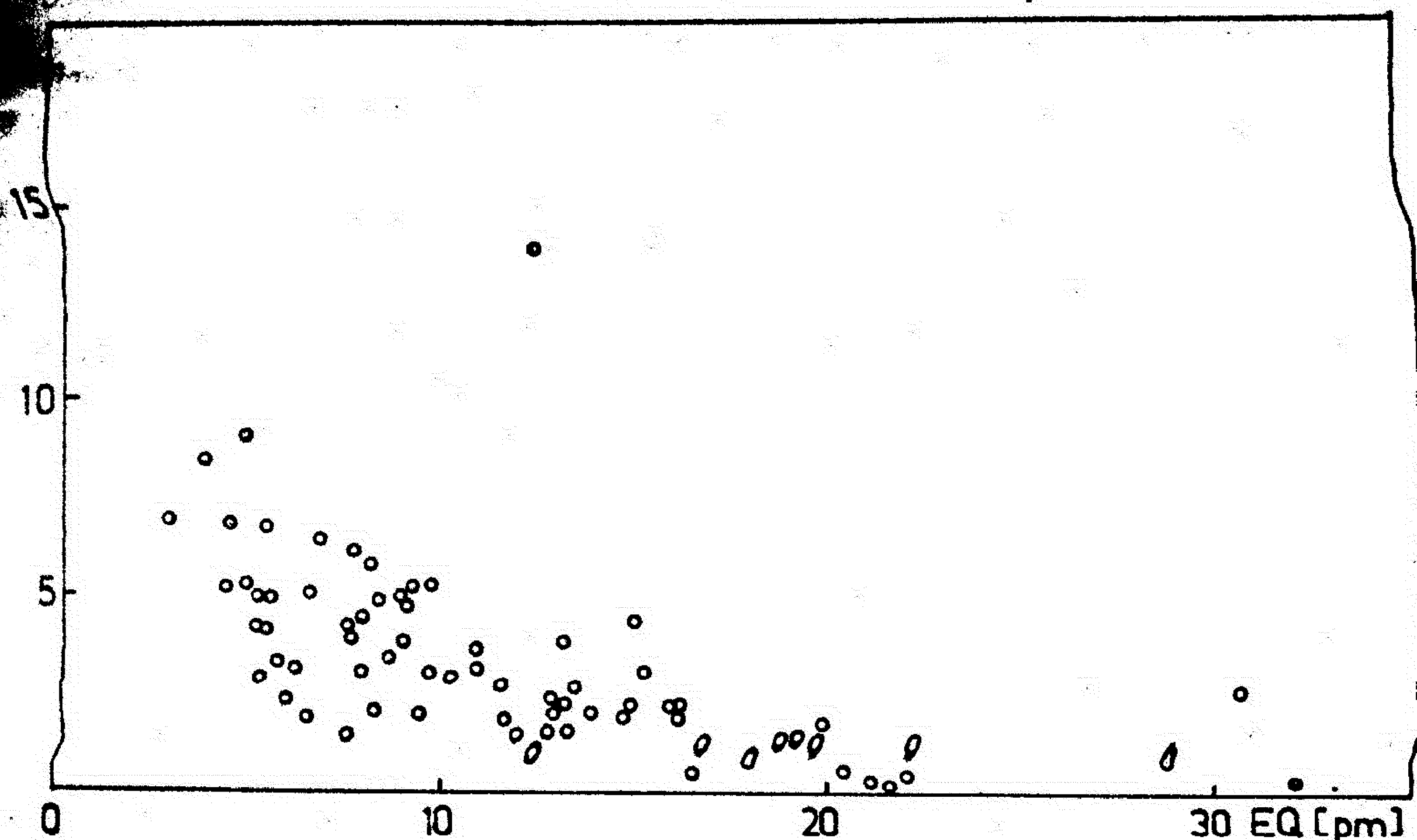
$$\langle r^2 \rangle = n_{ef}^2 / 2 \cdot (5 n_{ef} + 1 - 3 l(l+1)) \quad (3.13)$$

gde je  $n_{ef}$  efektivni glavni kvantni broj, a  $l$  je orbitalni kvantni broj. Efektivni kvantni broj se računa na osnovu formule

$$n_{ef} = R_{\infty} (E_j - E_k)^{-1} \cdot (1 + m_e/M)^{-1}, \quad (3.14)$$



za krila jakih linija skoro nemaju uticaja. Logično je dakle, da se faktor E bolje određuje iz krila jakih spektralnih linija. Na osnovu takvog određivanja vrednost za E kod gvožđa je oko 1.5.



Sl. 13. Zavisnost vrednosti faktora E od ekvivalentne širine spektralnih linija

Ipak, činjenica da se uvodi faktor množenja radi povećanja širine spektralnih linija ukazuje na nedostatak opisivanja sudarnog procesa pomoću van der Waalsovog potencijala.

Odnos širine i pomaka po teoriji je konstantan i iznosi približno 2.75. Konstantnost ovog odnosa merenjima nije potvrđena. Ovo je druga činjenica koja ukazuje na nedostatak teorije.

I pored navedenih nedostataka rezultati teorije van der Waalsove interakcije se često upotrebljavaju u praksi, naročito u izučavanju profila spektralnih linija u zvezdanim atmosferama. Razlog tome treba tražiti u relativno jednostavnoj primenljivosti teorije, a opravdanost u tome da u krilima spektralnih linija, gde pored Dopplerovog profila dominira Lorentzov profil takođe, van der Waalsova interakcija često daje zadovoljavajuću raspodelu intenziteta zračenja.

### 3.3.3.1.2. Lennard-Jonesov potencijal

Ako je prilikom sudara rastojanje među atomima veliko, njihova interakcija se može opisati privlačnom silom. Međutim, na malom rastojanju atomske sile postaju odbojne. Ova interakcija, u suprotnosti od privlačne sile, izaziva plavi pomak spektralnih linija i pruža objašnjenje rezultata eksperimenata u kojima se meri plavi pomak.

U praksi se uzimaju razna približna rešenja potencijala interakcije dva atoma, među kojima je i Lennard-Jonesov potencijal:

$$V(R) = C_{12}/R^{12} - C_6/R^6,$$

R je rastojanje među atomima, a  $C_{12}$  i  $C_6$  su konstante koje su određene karakteristikama energetske nivoa i električnim osobinama sudarajućih atoma.

Poluširina i pomak spektralnih linija zavise od razlike konstanta  $C_{12}$  i  $C_6$  za donji i gornji energetski nivo prelaza i dobijaju se, izražene u ugaonoj frekvenciji, na osnovu formula (Hindmarsh i dr., 1967):

$$w = 4 \cdot \pi \cdot (3 \cdot \pi / 8)^{2/5} \cdot n \cdot \bar{v}^{3/5} \cdot |\Delta C_6 / h|^{2/5} \cdot B(\alpha) \quad (3.17)$$

$$d = 2 \cdot \pi \cdot (3 \cdot \pi / 8)^{2/5} \cdot n \cdot \bar{v}^{3/5} \cdot |\Delta C_6 / h|^{2/5} \cdot S(\alpha), \quad (3.18)$$

gde je  $\bar{v}$  srednja relativna brzina sudarajućih atoma,  $B(\alpha)$  i  $S(\alpha)$  su funkcije parametra  $\alpha$

$$B(\alpha) = \int_0^{\infty} x \cdot \sin^2 (1/2 \cdot (\alpha \cdot x^{-11} - x^{-5})) dx \quad (3.19)$$

$$S(\alpha) = \int_0^{\infty} x \cdot \sin (\alpha \cdot x^{-11} - x^{-5}) dx \quad (3.20)$$

$$x = b \cdot ((3 \cdot \pi / 8) \cdot 1/\bar{v} \cdot |\Delta C_6 / h|)^{-1/5}, \quad (3.21)$$

b je parametar sudara, a

$$\alpha = 63 \cdot \pi / 256 \cdot (8/3\pi)^{11/5} \cdot \bar{v}^{6/5} \cdot \Delta C_{12} / h \cdot |h / \Delta C_6|^{11/5} \quad (3.22)$$



Konstanta  $C_6$  se određuje na isti način kao u slučaju van der Waalsovog potencijala. Za određivanje  $C_{12}$  nema još odgovarajuće teorije. Jedna grupa aproksimacija može da posluži za dobijanje polu-empirijskog obrasca za približno računanje  $C_{12}$ . Pretpostavlja se da je odbojna sila između bilo kog atomskog para ista na njihovom međusobnom rastojanju gde preklapanje radijalne raspodele gustine naelektrisanja dostiže određenu veličinu. Ako je ovo rastojanje  $R$  onda se dobija da je

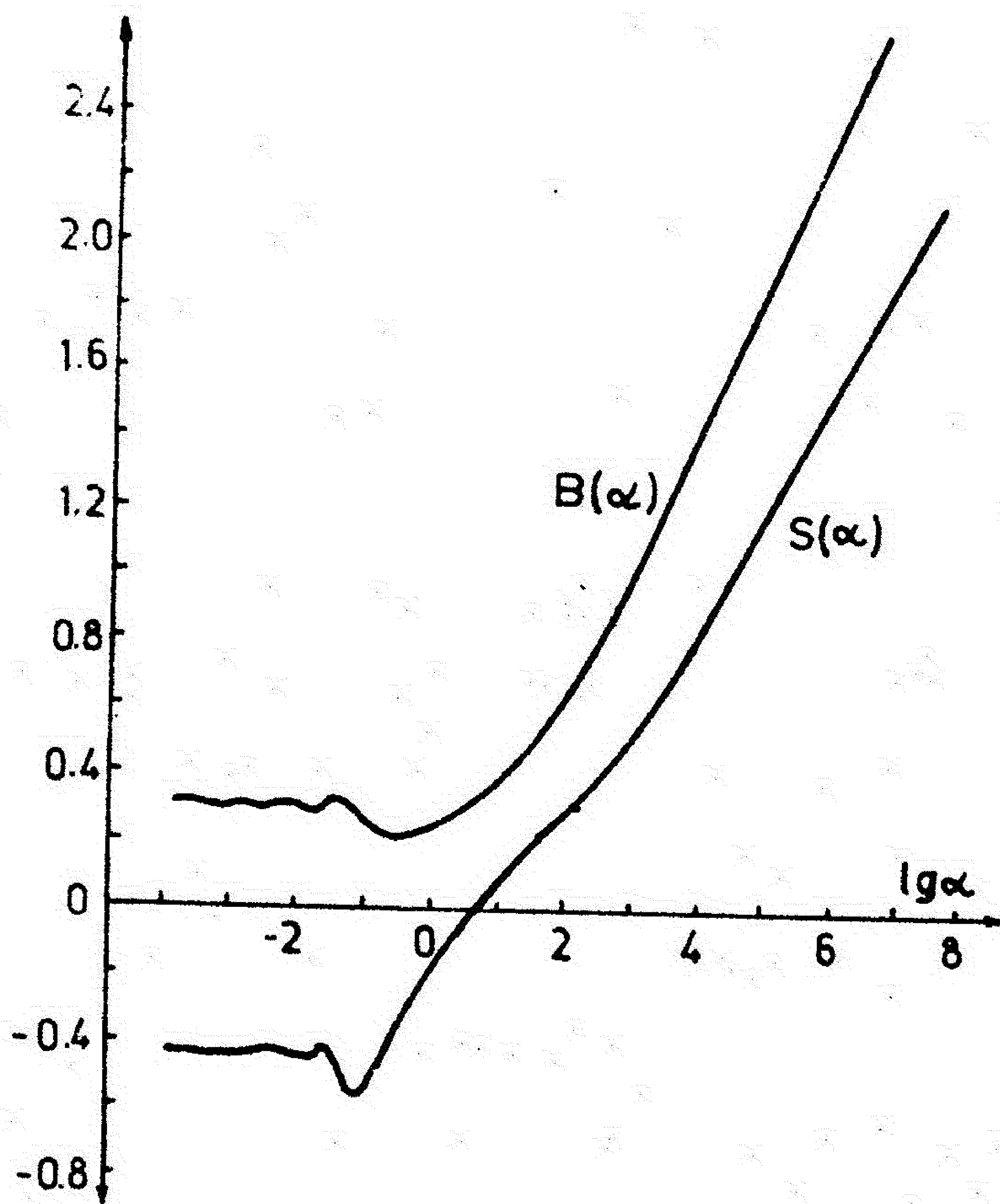
$$C_{12} = q \cdot R^{12} \quad (3.23)$$

( $q$  je konstanta).  $R$  se određuje kao zbir dva rastojanja ( $R = r_1 + r_2$ ) gde je neperturbovana radijalna raspodela gustine naelektrisanja oba atoma ima vrednost od 0.012 u atomskim jedinicama. Ova vrednost gustine naelektrisanja je izabrana, jer daje najbolje slaganje sa eksperimentalnim rezultatima. Za vodonikov atom raspodela gustine naelektrisanja se može dobiti egzaktno (za osnovno stanje  $r_{0.012} = 0.0867$  nm), za druge atome za koje se ne zna tačna raspodela naelektrisanja, može se uzeti da je rastojanje dvostruko veća od radijusa gornjeg energetskog nivoa. Faktor proporcionalnosti  $q$  je dobijena kao najverovatnija vrednost iz izračunatih vrednosti  $C_{12}$  i  $R$  za veći broj kombinacija parova različitih atoma.

Parametar  $\alpha$  je od osnovnog značaja u Lennard-Jonesovoj interakciji, jer ulazi u račun određivanja i širine i pomaka spektralnih linija, povezuje osobine apsorbera preko konstante  $C_6$ , interakciju perturbora i apsorbera preko konstante  $C_{12}$  i kontakt sistema apsorber-perturber sa okolinom (u konkretnom slučaju sa parametrima modela atmosfere Sunca i zvezda) preko srednje relativne brzine ( $\bar{v}$ ).

Ponašanje funkcije  $S(\alpha)$  i  $B(\alpha)$  u zavisnosti od parametra  $\alpha$  prikazan je na grafikonu (sl. 14). Za neke energetske prelaze i uslove u sunčevoj atmosferi bilo je potrebno dopuniti tablicu Hindmarsha (1967)

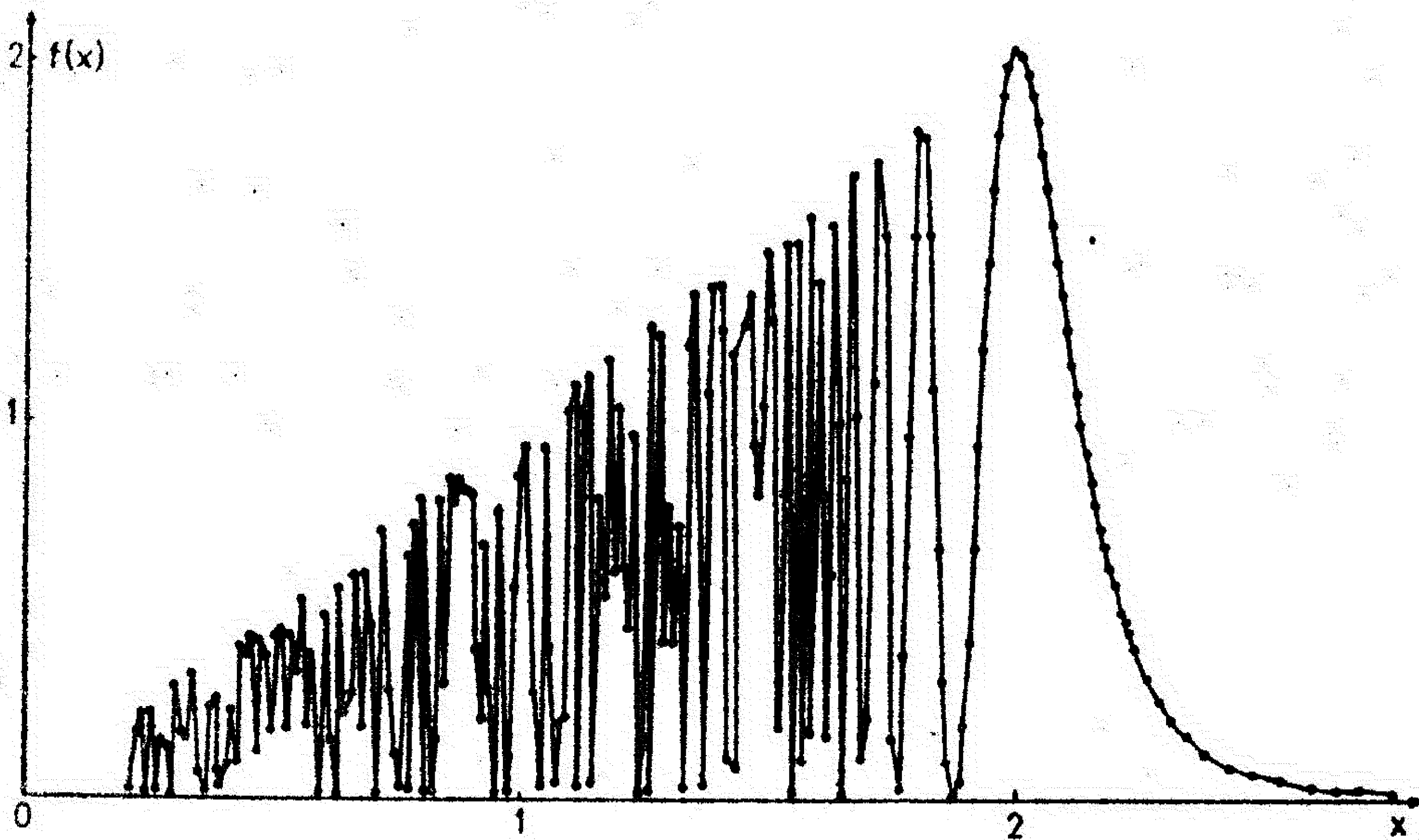
sa novim podacima, koji su uneti takode na grafikon. Sa grafikona se vidi da za  $\alpha < 1$ ,  $B(\alpha)$  osciluje oko vrednosti 0.3, a  $S(\alpha)$  oko -0.4. Uočava se da vrednost poluširine ( $w$ ) prevazilazi van der Waalsovú vrednost u uslovima gde je  $\alpha > 300$ , a pomak ( $d$ , po apsolutnoj vrednosti) za  $\alpha > 10^4$ . Rast poluširine i pomaka sa rastom  $\alpha$  je veoma brz. Funkcija  $S(\alpha)$  menja svoj znak za  $\log \alpha = 0.5$ , tj. za  $\alpha > 3$  imaćemo plavi pomak spektralnih linija.



Sl. 14. Promena parametara  $B(\alpha)$  i  $S(\alpha)$  u zavisnosti od vrednosti  $\alpha$ .

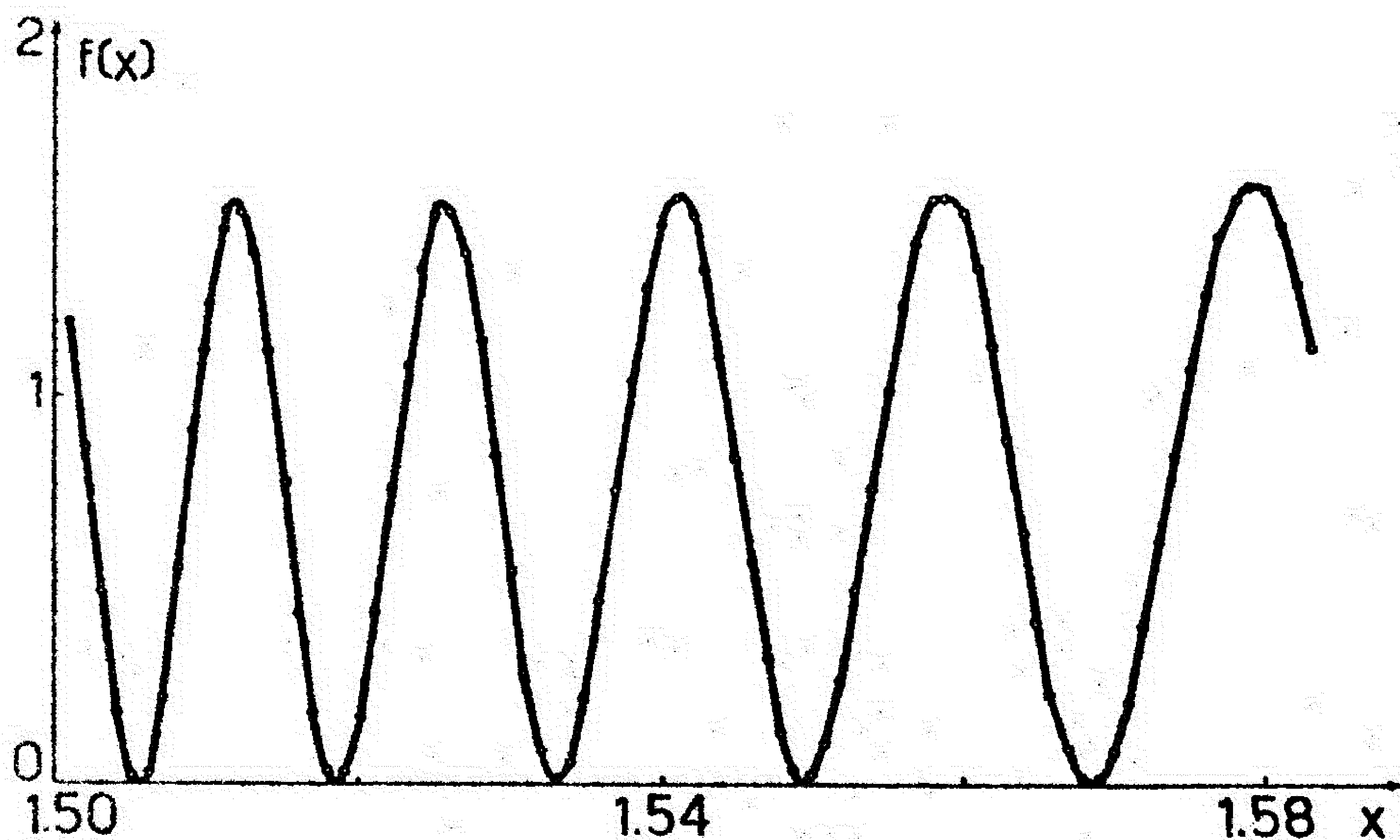
Približan oblik podintegralne funkcije  $f(x) = x \cdot \sin(1/2 \cdot \alpha \cdot (x^{-11} - x^{-5}))$  je prikazan na slici 15. Funkcija ima oscilatorni karakter. Frekvencija oscilacije se povećava, a amplituda opada kada  $x$  teži nuli. Za  $x > 2$  funkcija asimptotski teži nuli. Integral  $B(\alpha)$  je izračunat numeričkom integracijom.





Sl. 15. Grubi grafikon podintegralne funkcije za račun parametra širine  $B(\alpha)$ .

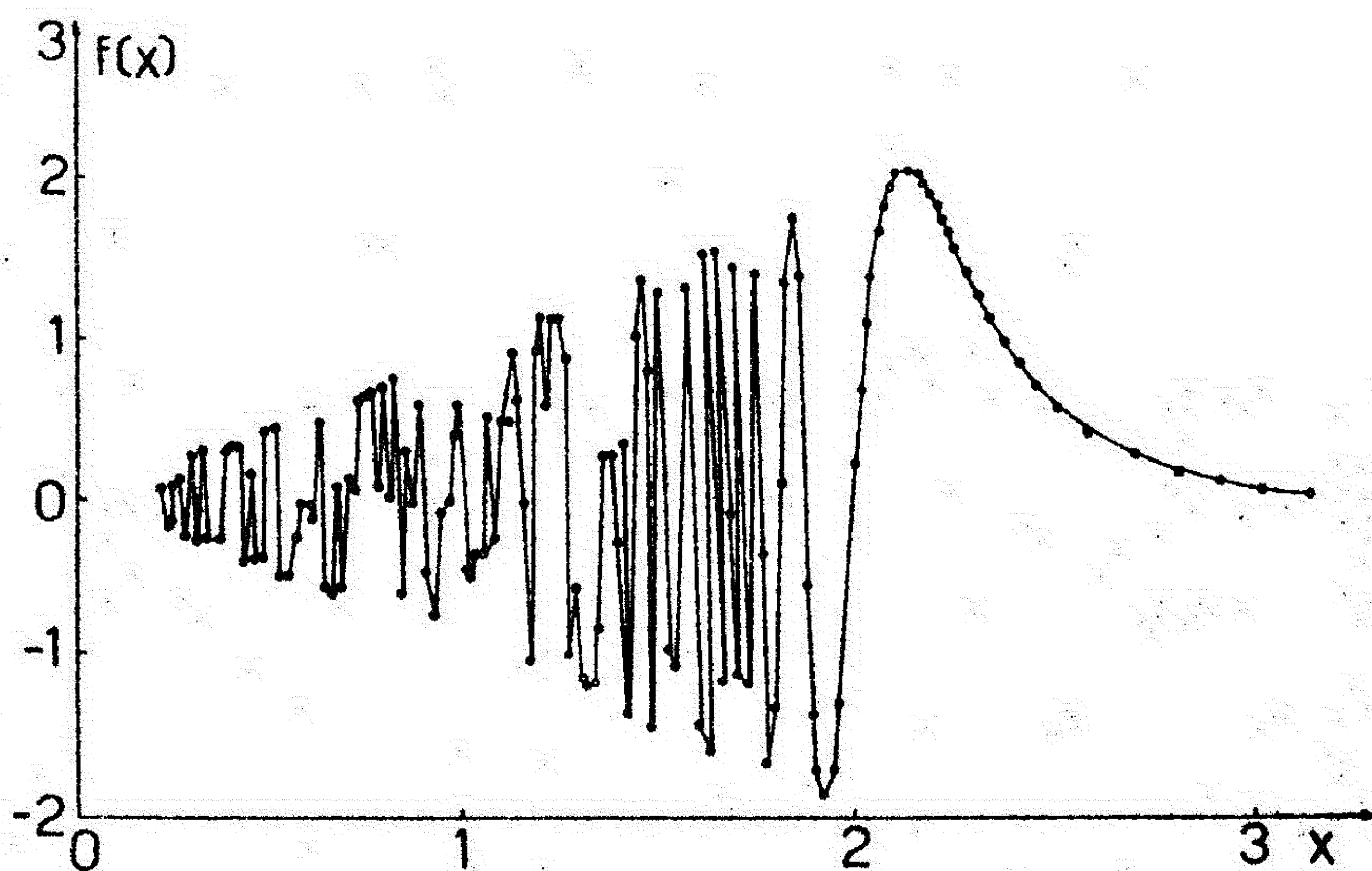
Da bi obezbedio što tačnije rešenje integrala i da bi uštedeó vreme rada računara x-osu sam podelio na više intervala  $\Delta x$  (obično 5-6) u kojima sam birao korak numeričke integracije tako da diskretne vrednosti unutar intervala  $\Delta x$  ne daju oštre skokove vrednosti funkcije. Na sl. 16 je prikazan jedan takav interval. Očigledno je da je izabrani korak po x-u dobar, jer dobijene tačke dobro definišu podintegralnu funkciju.



Sl. 16. Primer jednog izabranog intervala argumenta x prilikom računa vrednosti širine linije.

Numeričko rešavanje integrala  $B(\alpha)$  nameće specifične probleme. Naime, u okolini nule argument sinusa podintegralne funkcije postaje suviše velik i usled toga frekvencija oscilacije podintegralne funkcije postaje takode velika, pa se postavlja problem do koje granice ima smisla smanjiti argument  $x$ . To je procenjeno probom za svaku vrednost parametra  $\alpha$ . Za manje vrednosti  $x$ -a od te granice, površina ispod podintegralne funkcije aproksimirana je polovinom površine trougla, čija je hipotenuza deo prave (obvojnice), koja dodiruje ekstremne tačke oscilujuće podintegralne funkcije, a katete su definisane donjom granicom  $x$ -a za numeričku integraciju i odgovarajućom vrednošću ordinate prave-obvojnice.

Grafik podintegralne funkcije za  $S(\alpha)$ ,  $f(x) = x \cdot \sin(\alpha \cdot x^{-11} - x^{-5})$  se vidi na slici 17. Ponašanje ove funkcije je slično kao funkcije  $B(\alpha)$ . Prema tome, sve što je rečeno za  $B(\alpha)$  važi i za  $S(\alpha)$ . Jedina razlika je da je uzeto da integral funkcije ispod izabrane donje granice za numeričku integraciju nula.



Sl. 17. Grubi grafikon podintegralne funkcije za račun parametra pomaka  $S(\alpha)$ .

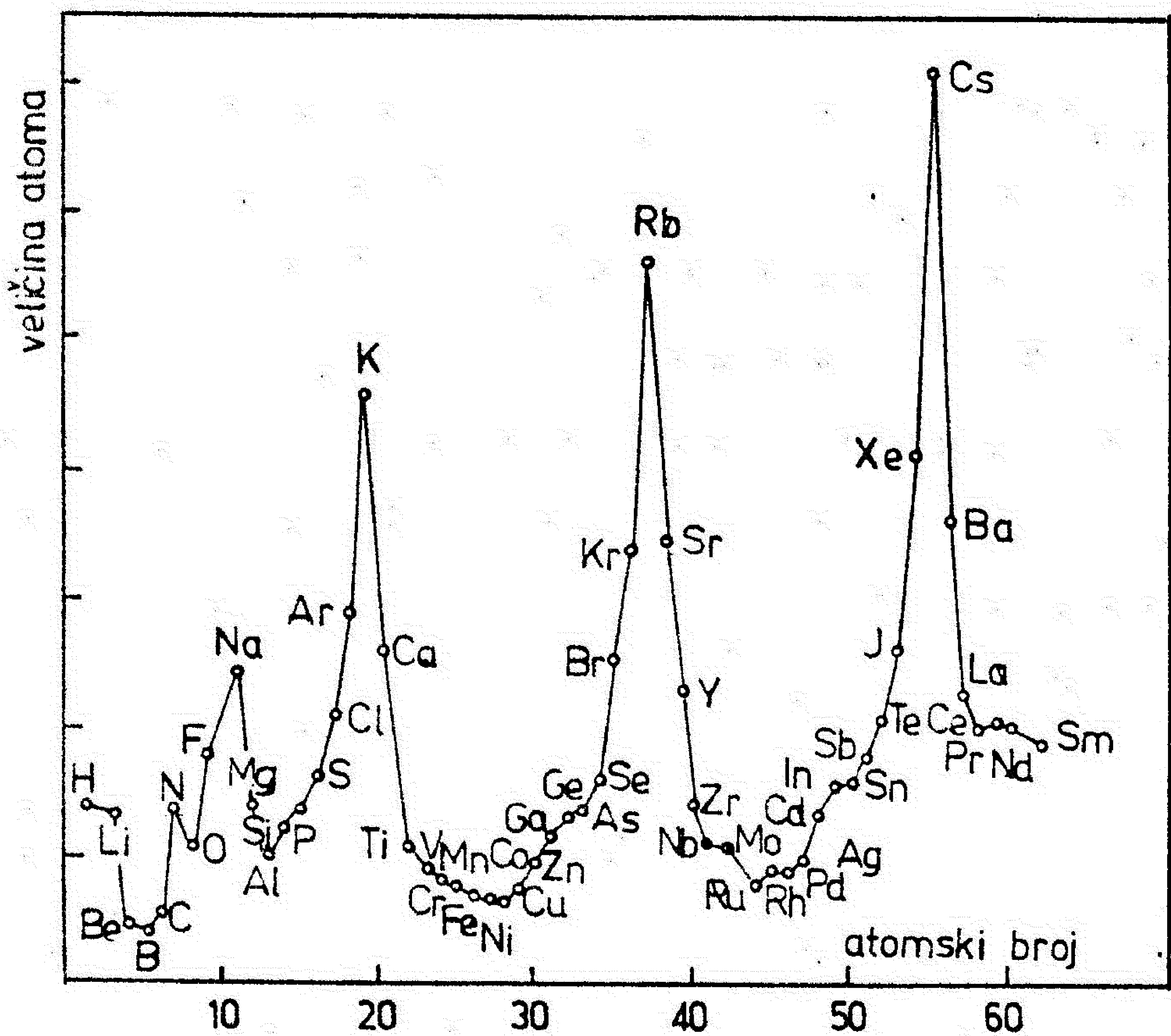


### 3.3.3.1.3. Smirnov-Roueffov potencijal

Sudari visokoekscitovanih apsorbera sa perturbanima relativno velike gustine, ne mogu biti opisani razvojem međuatomskog potencijala u stepeni red, jer u takvoj sredini postoji verovatnoća da perturbina pro- lazi vrlo blizu, pa čak i unutar orbite valentnog elektrona. Ovaj problem je uočen još 1934. godine od strane Fermia (1934), koji je predložio jedan oblik interakcionog potencijala između apsorbera i perturbina. Potencijal, između ostalog, zavisi od tzv. dužine rasejanja elektrona, koja zavisi, sa druge strane, od kinetičke energije elektrona, tj. od efektivnog glavnog kvantnog broja.

Zavisnost dužine rasejanja elektrona od glavnog kvantnog broja je detaljno izučavan od strane Smirnova (1967) i Roueffa (1970). Uočeno je da glavni deo širenja spektralne linije potiče od tzv. izmenskog potencijala interakcije perturbina i valentnog elektrona.

Problem širenja spektralnih linija usled pritiska, u tom slučaju, se svodi na problem interakcije dveju čestica, perturbina i valentnog elektrona. Ova aproksimacija je dozvoljena u slučaju kad možemo zanemariti uticaj atomskog ostatka na interakciju perturbina i valentnog elektrona, što je moguće pod pretpostavkom da je valentni elektron relativno slabo vezan za atom: možemo ga smatrati kvazi slobodnim. Naravno, ovo je ispunjeno samo kod elektrona na visokim energetske nivoima. Takođe je potrebno da perturbina bude mali u odnosu na apsorber, da bi se za vreme sudara valentni elektron mogao smatrati vezanim za perturbina. Poslednji uslov je ispunjen npr. ako se u vodonikovo ili helijumovo sredini (perturbini) nalaze ne suviše teški ali veliki atomi (na primer Mg, Na, Si i sl.). Među ostalima treba istaći natrijumov atom, kao jedan od najvećih atoma sa relativno lakim jezgrom (sl. 18).



Sl. 18. Veličina atoma u zavisnosti od atomskog broja

Jedan od načina opisivanja interakcije perturbatora sa valentnim elektronom se zasniva na Smirnov-Roueffovom potencijalu. Preko Smirnov-Rouffovog potencijala se određuje potencijalna energija valentnog elektrona u polju perturbatora. Pošto za vreme sudara sistem apsorbera i perturbatora možemo smatrati zatvorenim, promena potencijalne energije valentnog elektrona se manifestuje u promeni njegove energije veze, što se može opisati sledećom formulom (Deridder i dr., 1974):

$$\Delta E = 2 \cdot \pi \cdot \Phi(R) \cdot \sum_{l=0}^{\infty} (2 \cdot l + 1) \sin \delta_l / \beta \quad , \quad (3.24)$$

gde je  $\Phi(R)$  vrednost talasne funkcije valentnog elektrona na osi koja spaja jezgro perturbatora i apsorbera,  $\delta_l$  fazni pomak talasne funkcije elektrona usled sudara,  $\beta^2/2$  energija veze valentnog elektrona (sve for-



mule u vezi sa Smirnov-Roueffovim potencijalom izražene su u atomskim jedinicama).

Potencijalna energija između perturbera i valentnog elektrona se sastoji iz kratkodometnog i dugodometnog dela koji u graničnom slučaju, za veliko rastojanje između perturbera i valentnog elektrona ima sledeći oblik

$$\lim_{r \rightarrow \infty} U(r) = -\alpha/r^4,$$

$r$  je rastojanje perturbera do valentnog elektrona, a  $\alpha$  je polarizibilnost perturbera. Može se pokazati (Roueff, 1970) da se sa takvim potencijalom suma u jednačini (3.24) svodi na

$$L = (1/L_0 - \pi \cdot \alpha \beta / (3 L_0^2) - 4 \alpha \beta^2 / (3 L_0) \ln(\beta \sqrt{\alpha} / 4))^{-1} - \alpha \beta \pi / 3, \quad (3.25)$$

gde je  $L_0$  dužina rasejanja slobodnog elektrona na perturbetu. Iz jednačine (3.24) i (3.25) se dobija za međuatomski potencijal

$$V(R) = 2\pi \cdot L \cdot \Phi^2(R). \quad (3.26)$$

Ako je valentni elektron u  $s$  stanju  $\Phi(R)$  se može izraziti na sledeći način

$$\Phi(R) = 1/\sqrt{4\pi} \Phi_R(r_A) \Big|_{r_A=R}, \quad (3.27)$$

$\Phi_R(r_A)$  je radijalna komponenta talasne funkcije valentnog elektrona

$$\Phi_R(r_A) = A r_A^{z/\beta - 1} e^{-2\beta \cdot r_A}, \quad (3.28)$$

$A$  je dato formulom

$$A = (2\beta)^{z/\beta} \cdot \beta \left( \xi \cdot \Gamma(z/\beta + l + 1) (z/\beta - l)^{-1/2} \right),$$

gde je  $\Gamma(x)$  gama funkcija, a  $\xi$  je korekcionni faktor u normalizaciji (Seaton, 1958),  $z$  je naelektrisanje atomskog ostatka.

U semiklasičnoj aproksimaciji preko rešavanja problema dva tela

dolazimo do poluširine i pomaka spektralnih linija pomoću formule (Roueff, 1975)

$$w + i \cdot d = 2 \cdot \pi \cdot N \bar{v} \int \Pi(b) \cdot b \cdot db, \quad (3.29)$$

gde je  $\Pi(b)$  funkcija koja preko međuatomskog potencijala zavisi od sudarnog parametra  $b$ . Za slučaj natrijumovog atoma radijus  $3p$  orbite je zanemarljivo mali u odnosu na radijus  $ns$  ( $n > 3$ ) orbite. Na rezultat ne utiče rotacija međunuklearne ose i ne postoji ni fina struktura.  $\Pi(b)$  se može izraziti formulom (Roueff, 1975)

$$\Pi(b) = 1 - 1/4 \cdot e^{-i \int_{-\infty}^{\infty} V1 \cdot dt} - 3/4 \cdot e^{-i \int_{-\infty}^{\infty} V3 \cdot dt}, \quad (3.30)$$

gde  $V1$  i  $V3$  su međuatomski izmenschki potencijali za singlet i triplet  $\Sigma$  stanja kvazimolekule koji čine natrijumov atom u ekscitovanom  $s$  stanju i atom vodonika u osnovnom stanju. Integracija se vrši od početka do kraja sudara (za vreme sudara). Međuatomski potencijali su povezani sa vremenom sudara ( $t$ ) preko parametra sudara ( $b$ ) i međuatomskog rastojanja ( $R$ )

$$R = \sqrt{b^2 + (v \cdot t)^2},$$

gde je  $v$  relativna brzina atoma koja učestvuju u sudaru.

Potencijali za singlet i triplet stanja se razlikuju samo po dužini raseljavanja elektrona za ova dva stanja, pa radi ilustracije dovoljno je analizirati samo npr. singlet stanja.

Na sl. 19 je prikazana zavisnost međuatomskog potencijala u funkciji rastojanja od jezgra HI atoma do jezgra NaI atoma za  $7s$  energetski nivo. Maksimum krive je na rastojanju najverovatnijeg položaja elektrona na orbiti. Vrednost potencijala i njegova raspodela u funkciji rastojanja zavise od toga na kojoj se orbiti valentni elektron nalazi. Na sl. 20 su prikazane dve raspodele potencijalne energije: za  $5s$  i  $7s$  nivo. Vidi se



gde  $R_{\infty}$  Rydbergova konstanta za beskonačnu masu,  $m_e$  je masa elektrona,  $M$  je masa atoma,  $E_j$  je energija jonizacije,  $E_k$  je energija odgovarajućeg energetskog nivoa.

Širina ( $\gamma$ ) na polovini intenziteta i pomak ( $d$ ) spektralne linije su na osnovu klasične teorije Lindholma (1945) dati formulama:

$$\gamma = \text{Const} \cdot n \cdot \bar{v}^{3/5} |\Delta C_6|^{2/5} \quad \text{i} \quad d = 0.363 \cdot \gamma, \quad (3.15)$$

$n$  je gustina perturbatora (broj čestica po jedinici zapremine),  $\bar{v}$  je srednja relativna brzina sudarajućih atoma, koja se dobija na osnovu

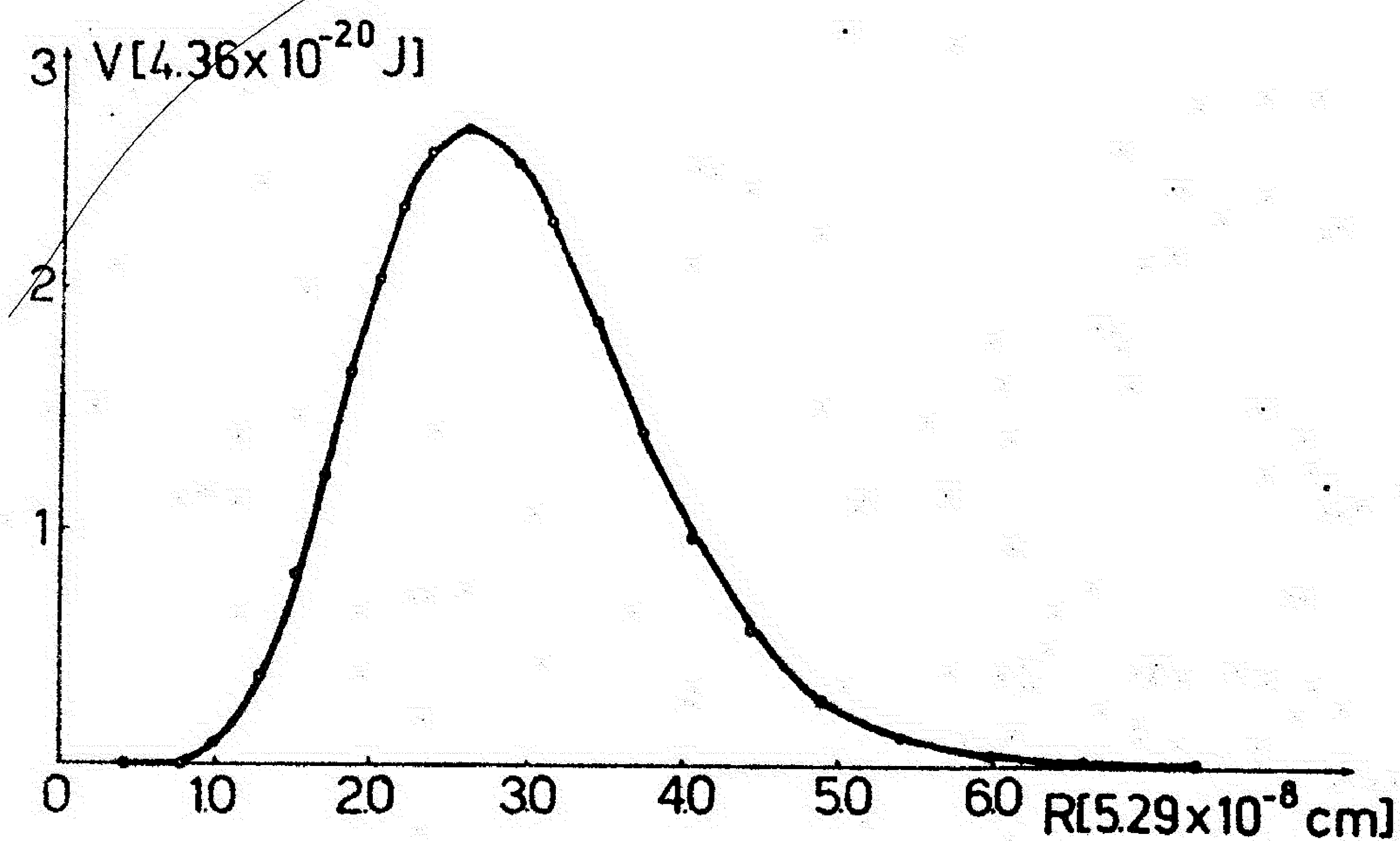
$$\bar{v} = (8 \cdot k \cdot T / \pi \cdot (1/M_p + 1/M_a))^{1/2}, \quad (3.16)$$

$M_p$  je masa perturbatora,  $M_a$  masa apsorbera,  $T$  je temperatura,  $k$  je Stefan-Boltzmanova konstanta.

Upoređivanje računatih i merenih vrednosti širine i pomaka spektralnih linija pokazuje da njihove teorijske vrednosti u velikom broju slučajeva podcenjene. U praksi se često pribegava veštačkom povećanju širine spektralne linije pomoću faktora množenja (najčešće se obeležava sa  $E$ ), koji se dobija kao odnos merene ka računatoj širini. Faktor  $E$  se menja u širokim granicama od linije do linije, pa može postići vrednost reda veličine i do deset.

Od čega zavisi vrednost faktora  $E$  nije tačno ustanovljeno. Neki autori smatraju (npr. Edmuns, 1975, Roueff, 1975) da  $E$  zavisi od ekscitacionog potencijala, dok drugi poriču ovu zavisnost (npr. Gurtovenko i dr., 1982). Smanjenje  $E$  sa povećanjem ekvivalentne širine u slučaju gvožđa je pokazano (sl. 13) od strane Gurtovenka i dr. (1982). Na osnovu analize rezultata merenja autori zaključuju da kod slabih spektralnih linija za veliku vrednost faktora  $E$  nije odgovorno slabo poznavanje širenja sudarom, nego slabo poznavanje nehomogenosti u dubokim slojevima Sunčeve atmosfere. Dopplerovi pomaci lako zahvataju krila slabih linija, dok na

da je maksimum raspodele za 5s nivo skoro dva puta niži nego za 7s nivo. Maksimumi raspodele su, naravno, takode pomaknuti jedan u odnosu na drugi. Treba uočiti još jednu bitnu karakteristiku raspodele, naime, širina raspodele je takode funkcija energetske stanja (raspodela za 5s nivo je više nego dva puta uža od raspodele za 7s nivo). Ove osobine raspodele potencijalne energije direktno utiču na širinu i pomak spektralne linije.



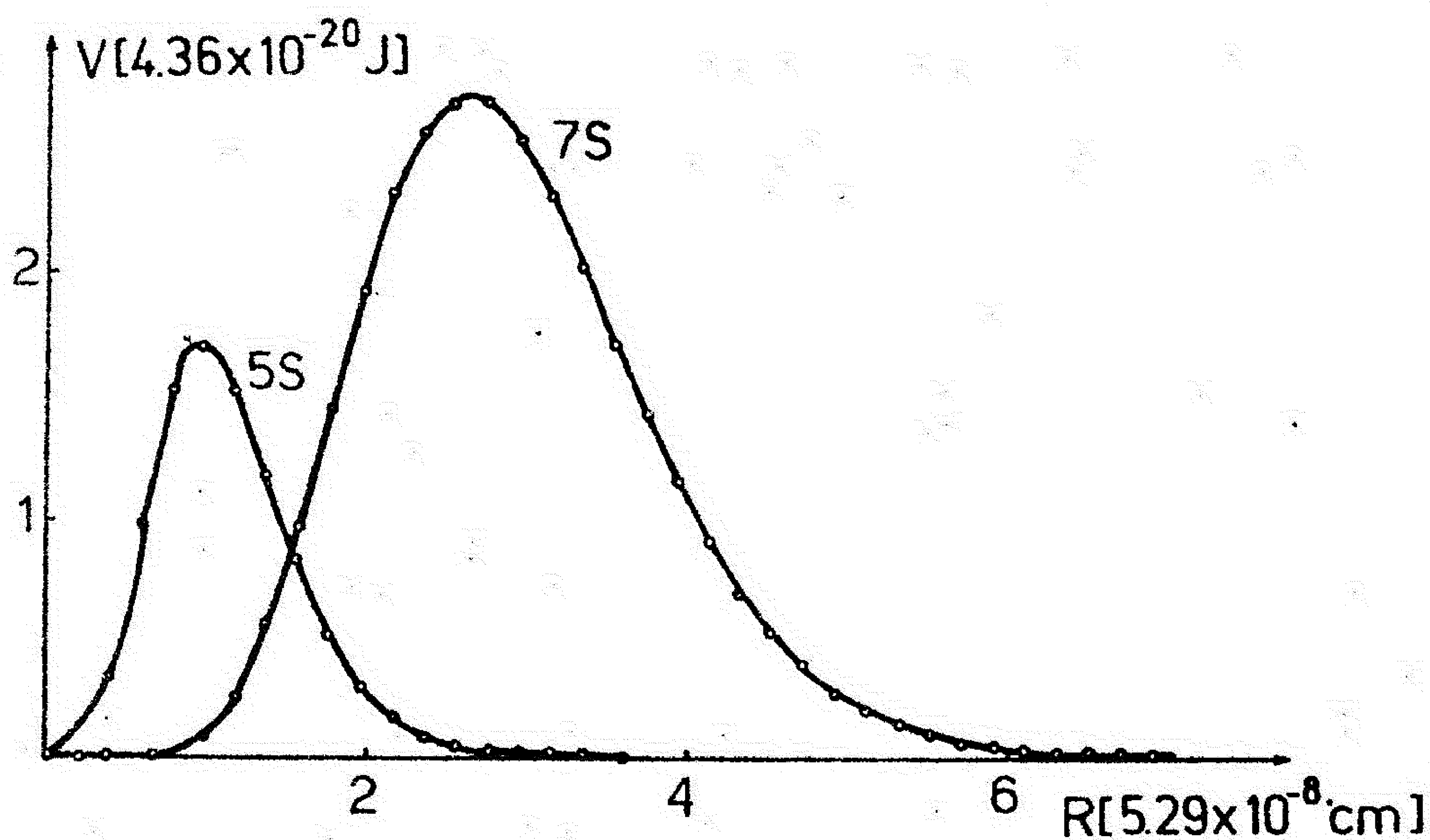
Sl. 19. Zavisnost međuatomskog potencijala od rastojanja između jezgara

Grafik realnog dela podintegralne funkcije ( $\text{Re} \int (b) \cdot b$ ) se vidi na slici 21. Tačke prikazane na grafiku su rezultat računa podintegralne funkcije sa malom razdvojnomoći. Međutim i pored toga se uočava oscilatorni karakter te funkcije do oko 30 jedinica skale apscise. Iznad 40 jedinica funkcija opada eksponencijalno.

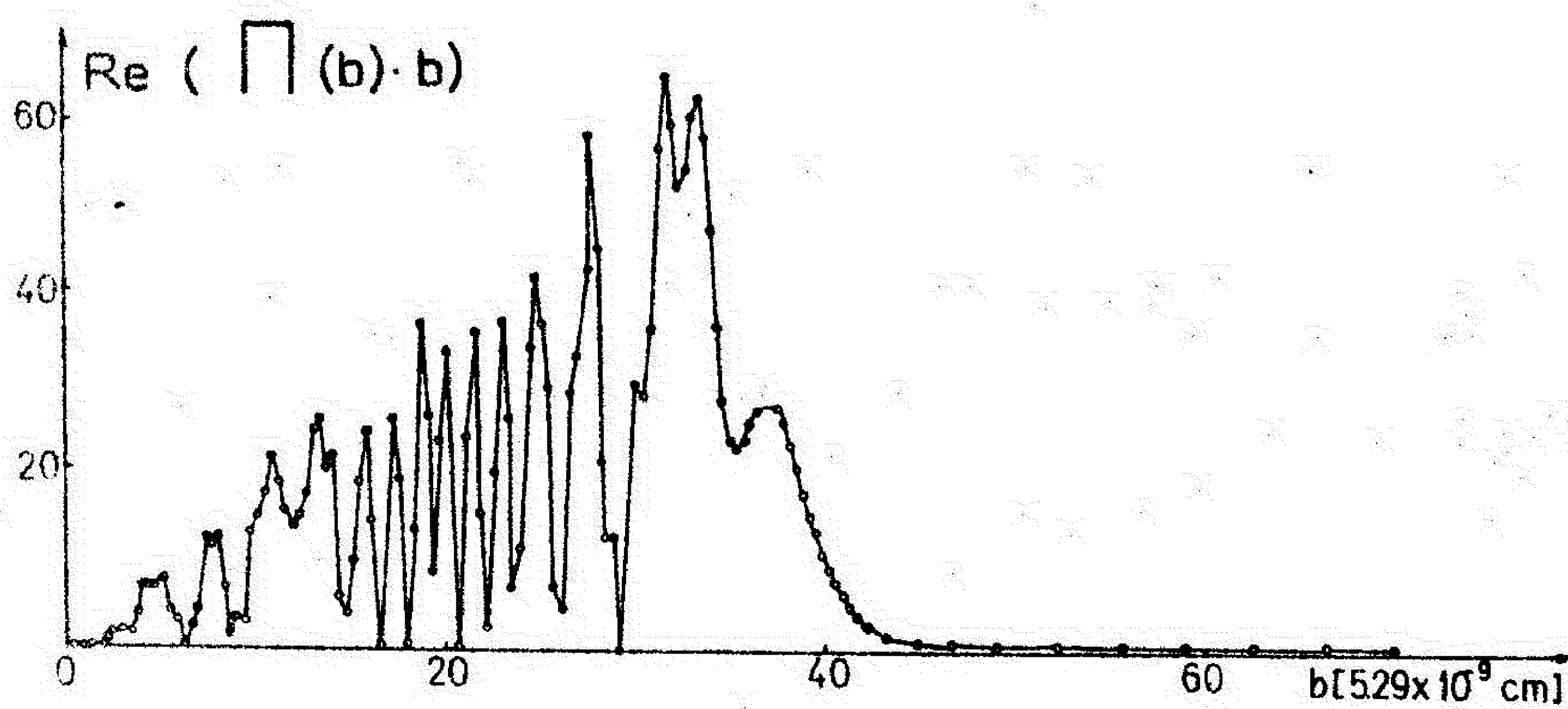
Na slici 22 je prikazan grafikon imaginarnog dela podintegralne funkcije ( $\text{Im} \int (b) \cdot b$ ). Takode se može razlikovati deo funkcije sa oscilatornim i sa eksponencijalnim karakterom. Postojanje negativnog dela funkcije je razlog da je pomak (definisani integralom imaginarnog dela



podintegralne funkcije) uvek manji od širine linije. Dok širini u značajnoj meri doprinose i bliski sudari (malo  $b$ ), pomaku značajno doprinose relativno daleki sudari.

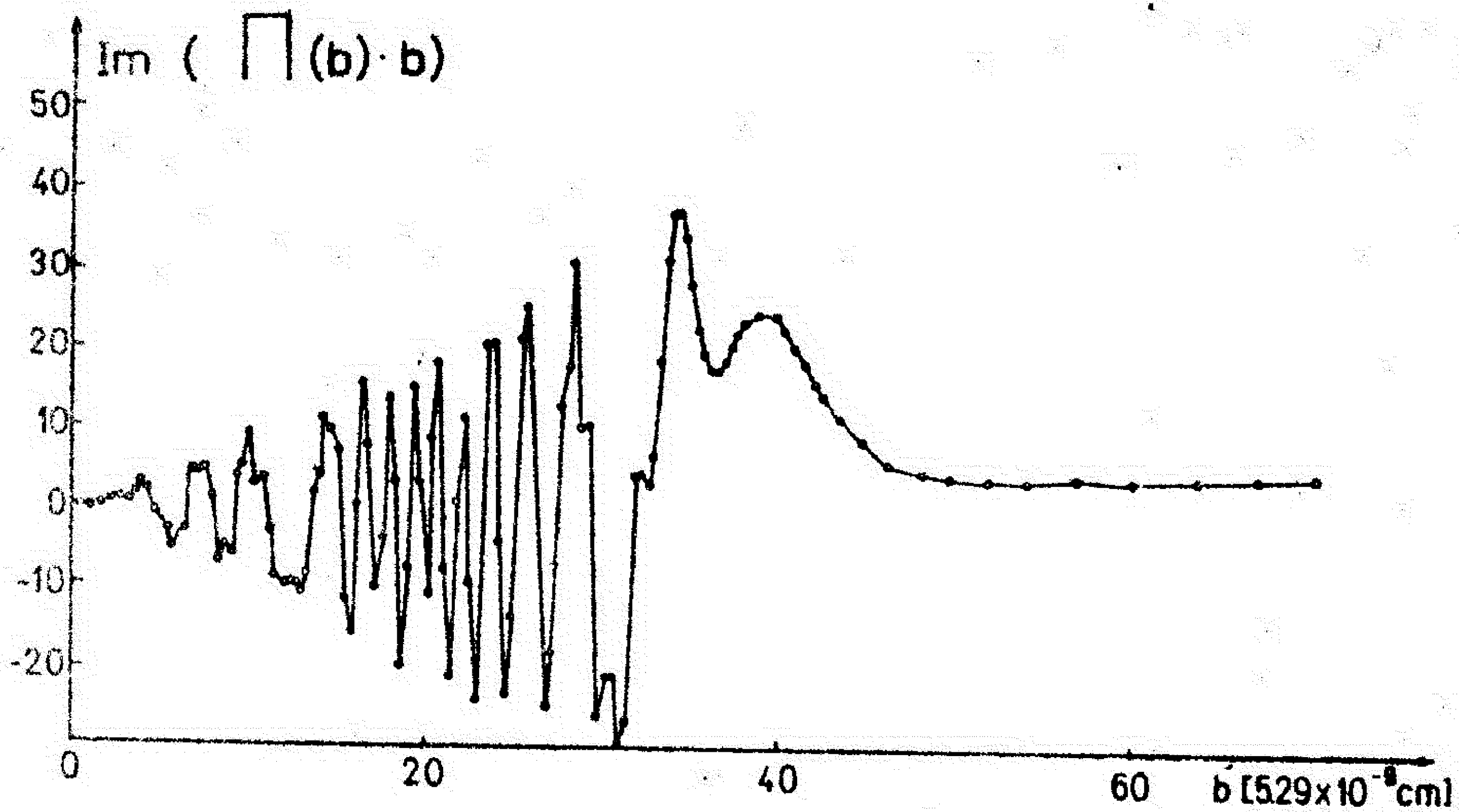


Sl. 20. Zavisnost međuatomskog potencijala za dva energetska nivoa (5S i 7S) od rastojanja između jezgara.

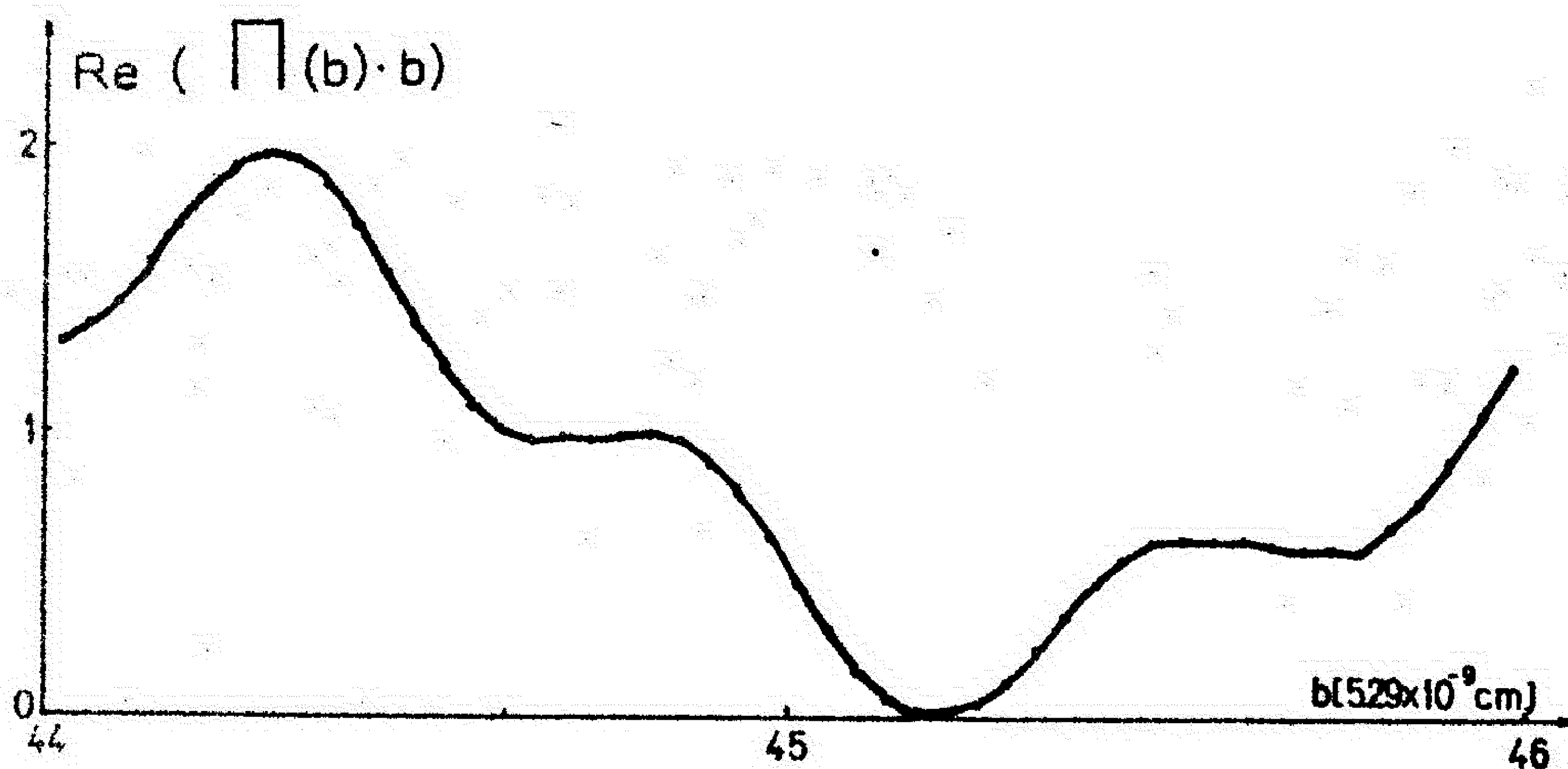


Sl. 21. Grafik realnog dela podintegralne funkcije

Primer dela podintegralne funkcije (realni deo) sa velikom razdvojnomoći (napominjemo da je naša numerička integracija vršena sa takvim korakom) je prikazan na sl.23.



Sl. 22. Grafik imaginarnog dela podintegralne funkcije



Sl. 23. Deo podintegralne funkcije sa velikom razdvojnomoći (realni deo).

Vidi se da su tačke dovoljno gusto birane po apscisi tako da verno reprodukuju podintegralnu funkciju, a sa time je obezbedena visoka tačnost numeričke integracije. Izbor gustine tačaka se vrši probom i menja se u zavisnosti od parametra b. Prema tome, nije celishodno da se račun vrši u okviru programa za računanje sintetičkog profila spektralne linije.



Zbog toga širina i pomak su računati posebno i to samo za nekoliko temperatura. Temperature su birane tako da pokriju temperaturno polje u odgovarajućoj sredini za koju se računa prenos zračenja. Pomak i širina za bilo koju temperaturu se računa na osnovu polinoma odgovarajućeg stepena, koji se dobija "fit"-ovanjem računatih vrednosti (stepen polinoma se bira tako da kvadrat odstupanja ulaznih vrednosti od vrednosti polinoma bude najmanji).

### 3.3.3.2. Starkovo širenje

Energetski nivoi atoma u prisustvu električnog polja se cepaju i pomeraju. Veličina razmaka između energetske nivoa zavisi od jačine električnog polja. Električno mikropolje koje obrazuju naelektrisane čestice u atmosferi Sunca i zvezda menja se u prostoru i vremenu, što dovodi do širenja spektralnih linija.

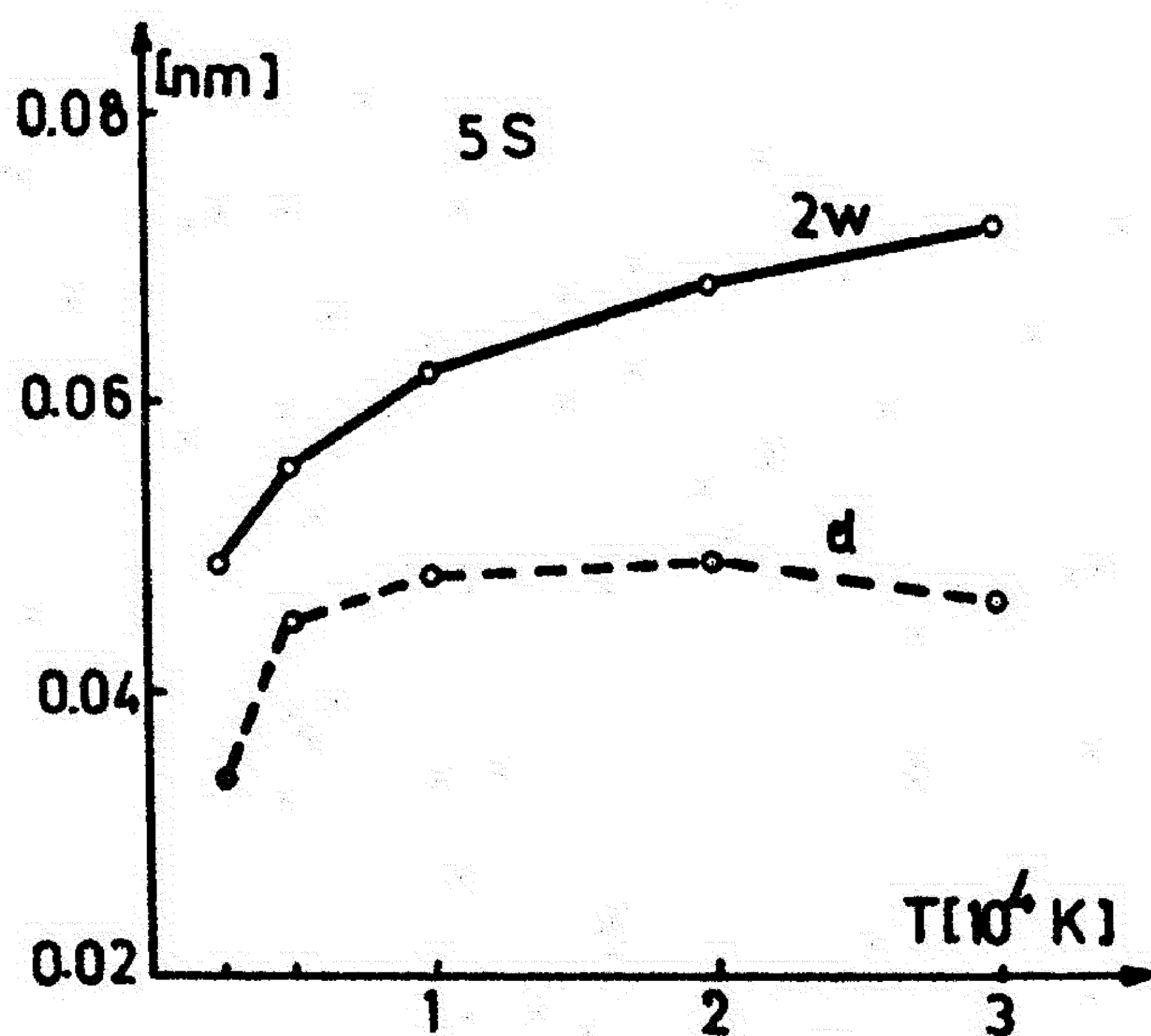
Profil spektralne linije se može zadati pomoću formule (3.10), gde je sad  $\vec{d}$  električni dipolni operator. Rešenje jednačine (3.10) za uslove Sunčeve i zvezdane atmosfere se može svesti na sudarnu aproksimaciju. U tom slučaju profil linije ima Lorentzov oblik (vidi jednačinu (3.11)). Prema tome, problem nalaženja oblika profila se svodi na izračunavanje parametara Lorentzovog profila: poluširine ( $w$ ) i pomaka ( $d$ ). Oba ova parametra se mogu naći u okviru semiklasične aproksimacije (vidi npr. Sahal-Bréchet, 1969) pomoću elemenata matrice  $S$ :

$$w + i \cdot d = N \cdot \int v \cdot f(v) \cdot dv \cdot \int 2 \cdot \pi \cdot b \cdot db \cdot (1 - S_{ii}(\vartheta, v) \cdot S_{ff}^{-1}(\vartheta, v))_{sr},$$

gde je  $N$  broj perturbatora po jedinici zapremine,  $f(v)$  je raspodela brzine perturbatora,  $b$  je sudarni parametar,  $i$  i  $f$  označavaju početno odn. krajnje stanje u prelazu, a  $sr$  usrednjenje po uglovima.

U izračunavanju parametara profila spektralne linije neutralnog helijuma (HeI) u uslovima atmosfere tople zvezde korišćeni su podaci Dimitrijevića i Sahal-Bréchota (1984). Za izračunavanje profila linija neutralog natrijuma u uslovima Sunčeve atmosfere, pege i hladne zvezde korišćeni su podaci istih autora (Dimitrijević i Sahal-Bréchet, 1985). U tablicama ovih članaka (vidi Tablicu 2 i 1 iz oba rada respektivno) se nalaze podaci za širinu i pomak spektralnih linija prouzrokovani sudarom između apsorbera i elektrona i protona. Podaci u tablicama su dati za gustinu elektrona i protona od  $10^{16}$  čestica/cm<sup>3</sup>, za šest različitih temperatura.

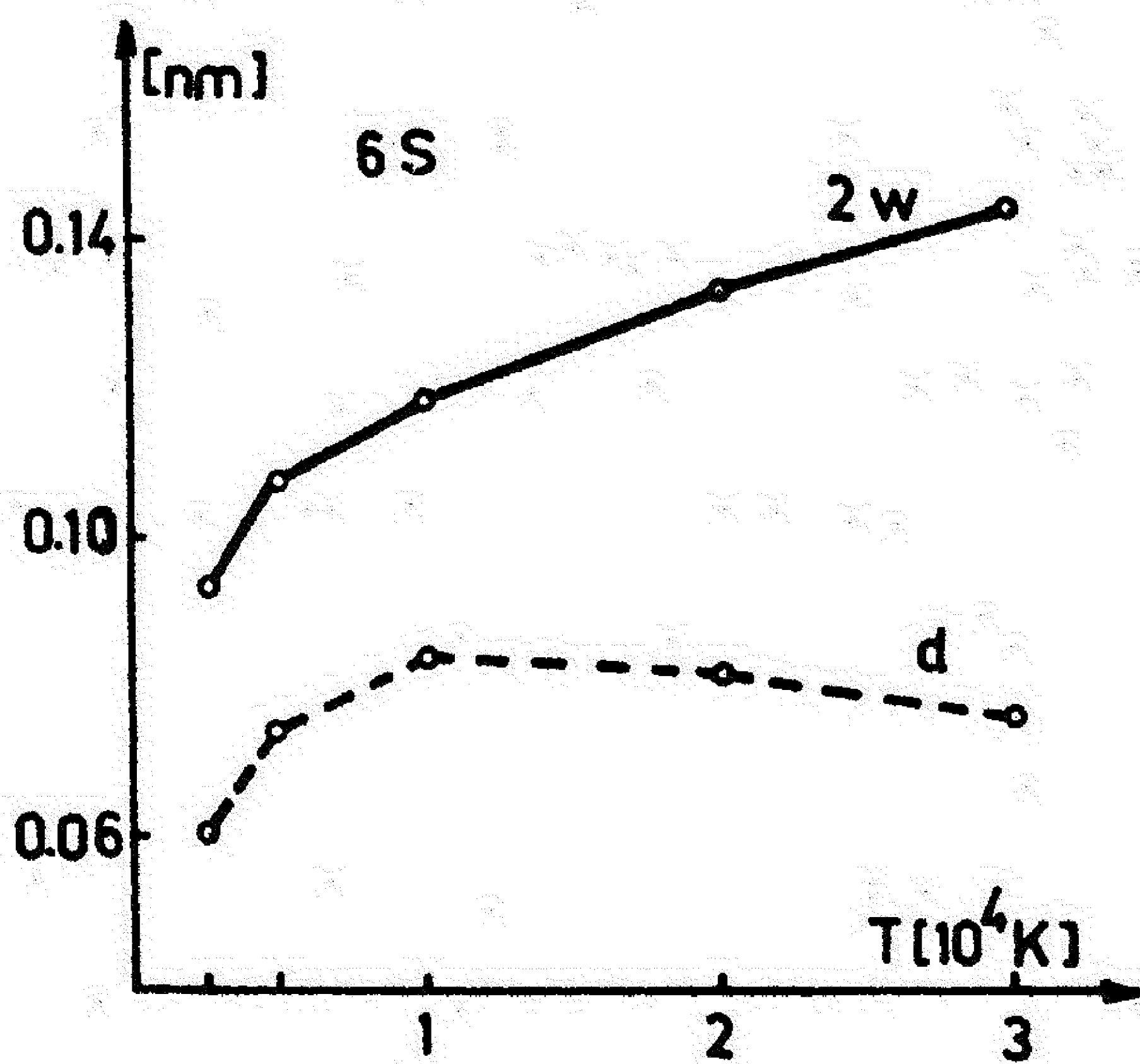
Na slikama od 24 do 27 su prikazani grafici zavisnosti širine i pomaka 4 spektralne linije u funkciji temperature iz 3p - ns serije neutralnog natrijuma. Na ordinatama je vrednost širine odn. pomaka u nm, a na apscisama je temperatura. Širina ( $2 \cdot w$ ) i pomak ( $d$ ) su računati na osnovu istovremenog dejstva protona i elektrona. Uzeto je da je gustina tih čestica  $10^{16}$  cm<sup>-3</sup>. Vidi se da širina i pomak brzo rastu sa rastom temperature do  $10^4$  K. Posle ove vrednosti rast širine je blaži, a pomak kod nekih linija čak i opada.



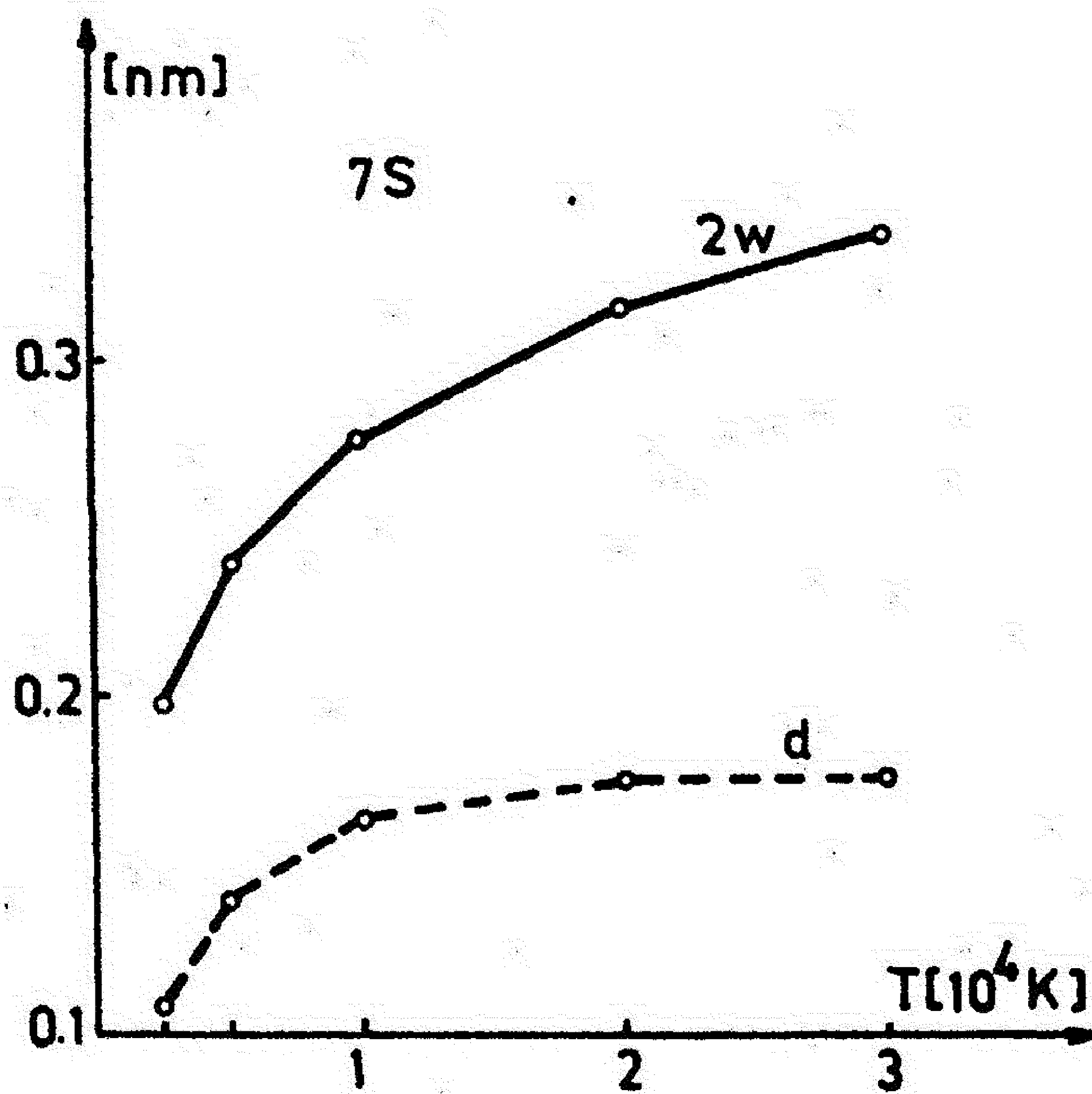
Sl. 24. Promena pomaka i širine u zavisnosti od temperature za 5S nivo.



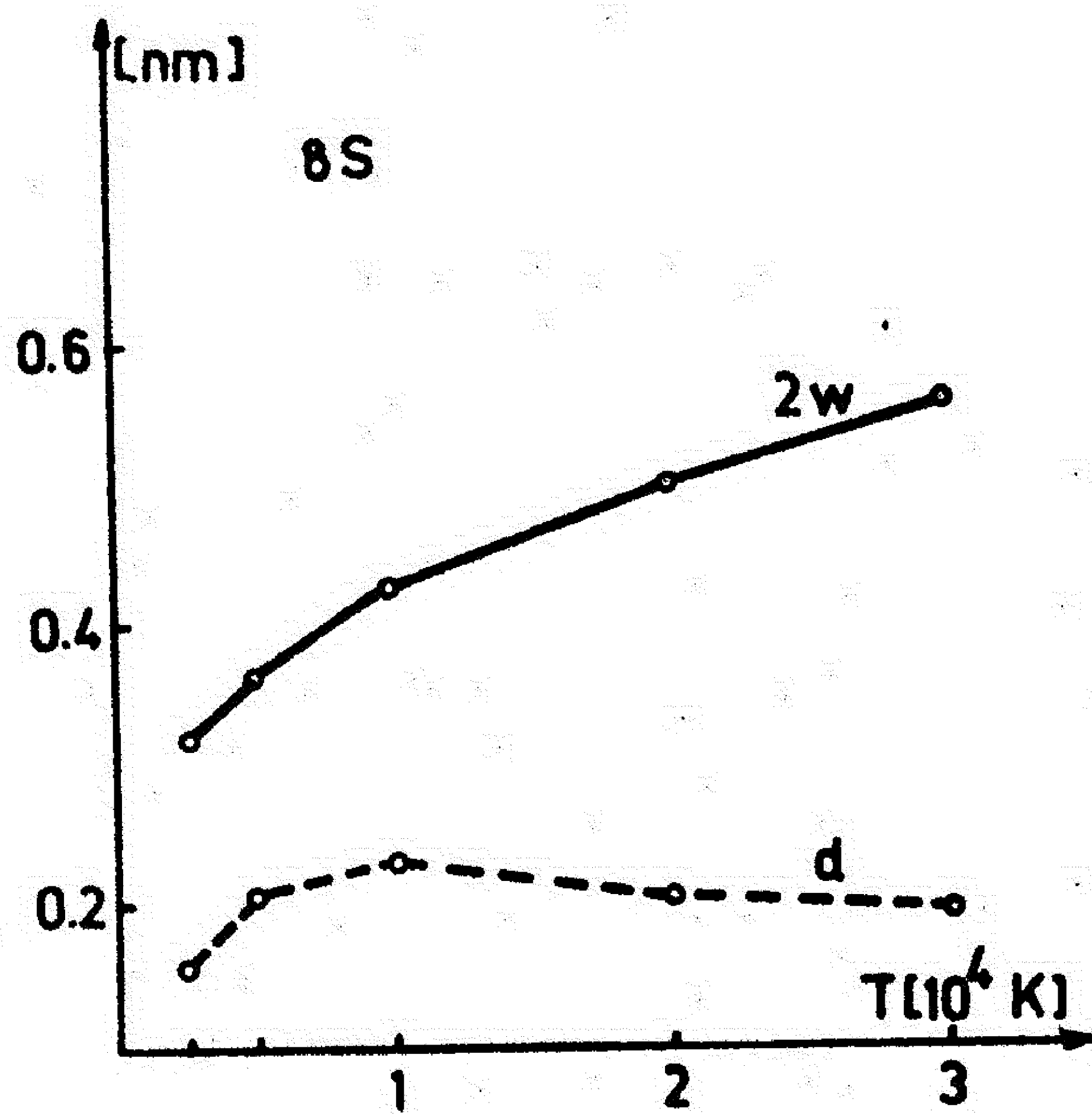
Pomak i širina za bilo koju temperaturu se dobija iz polinoma koji najbolje leži na dobijenim podacima.



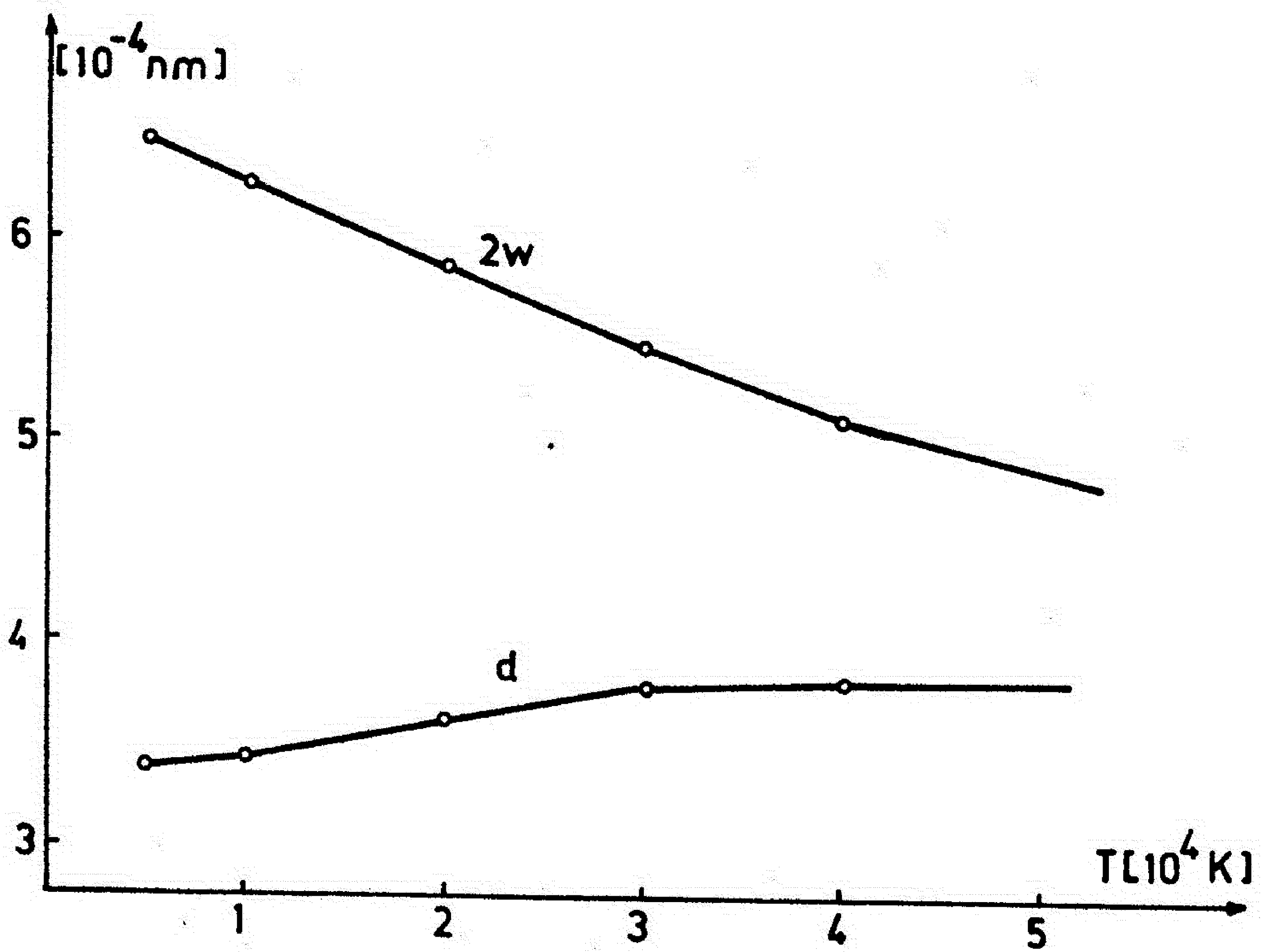
Sl. 25. Promena pomaka i širine u zavisnosti od temperature za 6S nivo.



Sl. 26. Promena pomaka i širine u zavisnosti od temperature za 7S nivo.



Sl. 27. Promena pomaka i širine u zavisnosti od temperature za 8S nivo.



Sl. 28. Promena pomaka i širine u zavisnosti od temperature.



Promena širine i pomaka spektralne linije neutralnog helijuma ( $\text{HeI}$ ,  $2p^2 P - 4s^2 S$ ) u funkciji temperature data je na slici 28.

### 3.3.4. Voigtov profil spektralnih linija

Videli smo da prirodno i sudarno širenje daju disperzioni oblik spektralnim linijama, dok haotično kretanje absorbera daje Dopplerov profil spektralnih linija. U zvezdanim atmosferama i na Suncu svi mehanizmi širenja deluju istovremeno, što kao rezultatni daje tzv. Voigtov profil spektralnih linija.

Matematički Voigtov profil se dobija konvolucijom Lorentzovog i Dopplerovog profila. Disperziona (Lorentzova) funkcija ima sledeći oblik

$$f(x) = q/\pi \cdot (x^2 + q^2)^{-1},$$

a Dopplerova raspodela

$$\mathcal{P}(\xi) = 1/(\sqrt{\pi} \cdot g) \cdot e^{-(\xi/g)^2},$$

$q$  i  $g$  su parametri koji jednoznačno određuju funkciju  $f(x)$  i  $\mathcal{P}(\xi)$ .  $q$  je polovina širine Lorentzovog profila na polovini intenziteta,  $g$  je poluširina na e-tom delu dubine spektralne linije Dopplerovog oblika. Funkcije  $f(x)$  i  $\mathcal{P}(\xi)$  su normirane na jediničnu površinu:

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(x) \cdot dx = 1, \quad \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{P}(\xi) \cdot d\xi = 1.$$

Konvolucijom funkcija  $f(x)$  i  $\mathcal{P}(\xi)$  dobijamo Voigtovu funkciju:

$$V(x) = \int_{-\infty}^{\infty} (q/(\sqrt{\pi} \cdot g) e^{-(\xi/g)^2}) / (\pi \cdot (q^2 + (x - \xi)^2)) \cdot d\xi.$$

Funkcija  $V(x)$  je takođe normirana na jedinicu:

$$\int_{-\infty}^{\infty} V(x) \cdot dx = 1.$$

U Voigtovoj funkciji često se koriste bezdimenzioni parametri

$$a = q/g, \quad y = \frac{v}{g} \quad \text{i} \quad v = x/g.$$

U tom slučaju Voigtova funkcija će imati sledeći oblik:

$$V(a,v) = 1/(\sqrt{\pi} \cdot g) \cdot H(a,v), \quad (3.31)$$

gde je

$$H(a,v) = a/\pi \int_{-\infty}^{\infty} e^{-y^2} \cdot (a^2 + (v - y)^2)^{-1} \cdot dy.$$

Integral  $H(a,v)$  nije rešiv u eksplicitnom obliku, pa se rešava raznim približnim metodama. Na osnovu tih rešenja načinjene su tablice vrednosti integrala  $H(a,v)$  za razne kombinacije parametara  $a$  i  $v$  (vidi npr. Finn i Mugglestone, 1965).

Česta upotreba Voigtove funkcije u računu profila spektralnih linija, instrumentalnog profila spektralnih aparata i prenosa zračenja unutar profila spektralnih linija kroz optičku debelu plazmu dovela do aproksimativnih rešenja Voigtove funkcije na računarima (vidi npr. Hui i dr., 1978).

Funkcija  $H(a,v)$  je normirana na  $\sqrt{\pi}$ . Njeni parametri u slučaju spektralnih linija imaju sledeće vrednosti:

$$a = w_\lambda / \Delta \lambda_D = w_\nu / \Delta \omega_D, \quad v = (\lambda - \lambda_0) / \Delta \lambda_D = (\omega - \omega_0) / \Delta \omega_D \quad (3.32)$$

gde je  $w_\lambda$  ( $w_\nu$ ) poluširina Lorentzovog, a  $\Delta \lambda_D$  ( $\Delta \omega_D$ ) Dopplerova širina profila spektralne linije.

Poluširina ( $w$ ) u našim računima je zbir prirodne poluširine ( $w_p$ ), kao i širine usled sudara sa neutralnim ( $w_n$ ) i naelektrisanim ( $w_e$ ) česticama:

$$w = w_p + w_n + w_e. \quad (3.33)$$

Pomak linije se dobija kao zbir pomaka usled sudara sa neutralnim ( $d_n$ ) i naelektrisanim ( $d_e$ ) česticama:



$$d = d_n + d_e . \quad (3.34)$$

Pomak spektralnih linija se sabira sa talasnom dužinom ( $\lambda'_0$ ), odnosno frekvencijom ( $\omega'_0$ ) centra nepomaknute spektralne linije

$$\lambda_0 = \lambda'_0 + d_\lambda \quad , \quad \omega_0 = \omega'_0 + d_\omega \quad (3.35)$$

i tako ulazi u Voigtov parametar  $v$ . Prema tome, spektralna linija u nekoj tački fotosfere, pri uslovu lokalno termodinamičke ravnoteže, ima simetričan ali pomeren profil. Veličina pomaka je određena lokalnim uslovima u fotosferi: temperaturom i gustinom perturbatora.

## 4. ANALIZA POMAKA I ASIMETRIJE SPEKTRALNIH LINIJA

U ovom delu rada prikazuju se rezultati analize uticaja sudarnih procesa između apsorbera i perturbera na profil spektralnih linija u zavisnosti od astrocentričnog odn. heliocentričnog ugla, sa detaljnim opisom originalne metode, koja omogućava rešavanje i svestranu analizu ovog problema.

Najpre je prikazan program sačinjen u cilju rešavanja postavljenog zadatka. Zatim će se osvrnuti na problem izbora odgovarajućih elemenata čiji spektar se namerava izučiti, sa nekim detaljima o karakteristikama izabranih elemenata. Takođe se prikazuje ponašanje izabranih elemenata u odgovarajućoj astrofizičkoj sredini. Upoređuju se posmatrani i računati profili spektralnih linija za koje postoje ovi podaci.

Na kraju se prikazuju i analiziraju neke karakteristike spektralnih linija u zavisnosti od astro- odn. heliocentričnog ugla.

### 4.1. OPIS PROGRAMA

U cilju izučavanja uticaja atomskih sudarnih procesa na oblik i talasnu dužinu spektralnih linija u zavisnosti od položaja posmatrane tačke na disku Sunca odn. zveda treba rešiti jednačinu prenosa zračenja kroz odgovarajuću plazmu.

Za rešavanje jednačine prenosa zračenja korišćen je program SUNLINE, koji je u potpunosti razrađen na Astronomskoj opservatoriji u Beogradu u periodu između 1982. i 1984. godine.



Program SUNLINE je sastavljen u cilju rešavanja prenosa zračenja u Sunčevoj fotosferi pod idealiziranim uslovima lokalne termodinamičke ravnoteže. Međutim, sa izvesnim malim izmenama veoma lako se može prilagoditi rešavanju prenosa zračenja u drugim astrofizičkim plazmama. Ovaj program i njegove prilagodene varijante ćemo zvati centralnim programima.

Pored programa SUNLINE postoje i drugi programi za nalaženje potrebnih veličina, kao i odgovarajućih aproksimativnih rešenja i interpolacionih postupaka koji su neophodni za funkcionisanje centralnih programa. Ovi su tzv. pomoćni programi.

#### 4.1.1. Centralni programi

Centralni programi rešavaju prenos zračenja u posmatranoj sredini pod pretpostavkom da postoji lokalna termodinamička ravnoteža.

Centralni programi primaju ulazne podatke modela sredine u kojoj se prostire zračenje (npr. model Sunčeve atmosfere, model pega, modeli zvezdanih atmosfera itd.), zatim podatke o elementu čiji se spektar računa, kao i podatke dobijene iz pomoćnih programa. Sadrže i neophodne fizičke i matematičke konstante.

Centralni programi se sastoje iz glavnog programa i podprograma.

Glavni program vrši koordinaciju između zahteva korisnika i ostalih delova programa, čuva izračunate podatke optičkih dubina i funkcije izvora za svaku izabranu tačku modela i za svaku izabranu talasnu dužinu unutar profila linije i izračunava izlazni intenzitet zračenja. Takođe daje tabulaciju izračunatih podataka i koordinira crtanje odgovarajućih grafikona.

Postoje sledeći podprogrami:

1. Račun Dopplerove širine
2. Račun širenja i pomaka spektralnih linija u slučaju korišćenja van der Waalsovog i Lennard-Jonesovog potencijala
3. Račun širenja i pomaka spektralnih linija u slučaju korišćenja Smirnov-Roueffovog potencijala
4. Račun širenja i pomaka spektralnih linija u slučaju korišćenja Starkovog efekta
5. Račun gustine vodonika, elektrona i apsorbera
6. Račun Voigtovog profila
7. Određivanje makroturbulentne brzine
8. Račun konvolucije funkcije raspodele makroturbulentne brzine sa profilom spektralne linije
9. Račun bisektora profila spektralnih linija
10. Račun ekvivalentne širine
11. Račun momenta trećeg i četvrtog reda profila spektralnih linija
12. Interpolacija po metodi Akima
13. Integracija po Simpsonovoj metodi
14. Crtanje grafikona
15. Račun pomaka na osnovu centralnog dela profila spektralnih linija
16. Tabulacija podataka

#### 4.1.2. Pomoćni programi

Pomoćni programi daju podatke koji posle služe kao ulazni podaci za centralni program. Tu spadaju programi za izračunavanje integrala (3.19) i (3.20) za Lennard-Jonesov potencijal, parametra spektralnih linija u slučaju Smirnov-Roueffovog potencijala, parametra Starkovog šire-



nja, za "fit"-ovanje polinomom i za interpolaciju.

Svi ovi programi čine nezavisne celine i mogu se upotrebiti potpuno nezavisno od centralnog programa.

#### 4.1.3. Kratak opis fizičkog i matematičkog sadržaja programa

Programi su sačinjeni u cilju rešavanja prenosa zračenja kroz odgovarajuću sredinu čiji su parametri zadani u modelima. Krajnji rezultat rešavanja prenosa zračenja je raspodela intenziteta zračenja unutar profila spektralne linije:

$$I_{\lambda}(0, \mu) = \int_0^{\infty} S_{\lambda}(\tau_{\lambda}) \cdot e^{-\tau_{\lambda}/\mu} \cdot d\tau_{\lambda}/\mu,$$

gde je  $\lambda$  talasna dužina,  $\mu$  je kosinus heliocentričnog ugla,  $S_{\lambda}$  je funkcija izvora, a  $\tau_{\lambda}$  je optička dubina. Ovaj integral se rešava numeričkom integracijom pomoću trapezne formule.

Funkcija izvora je Planckova funkcija, koja zavisi od temperature sredine:

$$S_{\lambda}(\tau_{\lambda}) \equiv B_{\lambda}(T), \quad B_{\lambda}(T) = c_1 \cdot \lambda^{-5} \cdot (e^{c_2/\lambda \cdot T} - 1)^{-1},$$

$c_1$  i  $c_2$  su numeričke konstante. Njihove vrednosti su:

$$c_1 = 1.191016 \cdot 10^{23} \text{ erg nm}^{-4} / (\text{s} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{rad}^2)$$

$$c_2 = 1.43879 \cdot 10^7 \text{ nm K}.$$

Vrednost funkcije izvora se izračunava za svaku tačku datog modela.

Optička dubina u liniji se dobija na osnovu integrala

$$\tau_{\lambda}^l = \int_z^{\infty} N_L(z) \cdot \sigma_{\lambda}^0(z) \cdot H(a, \nu) \cdot dz,$$

gde je  $z$  geometrijska razmera sredine,  $N_L$  je broj takvih atoma po jedinici zapremine koji su sposobni da apsorbuju zračenje posmatrane talas-

ne dužine,  $\alpha_0$  je apsorpcioni koeficijent po atomu, a  $H(a, \nu)$  je Voigt-ova funkcija. Optička dubina se računa za svaku tačku datog modela na osnovu numeričke integracije po trapeznom pravilu:

$$\tau^l(z_j) = 1/2 \sum_{i=1}^j |z_j - z_{j-1}| \cdot (N_L(z_j) \cdot \alpha_0(z_j) \cdot H_j + N_L(z_{j+1}) \cdot \alpha_0(z_{j+1}) \cdot H_{j+1}).$$

Optička dubina u kontinuumu ( $\tau_{\lambda, j}^c$ ) se dobija interpolacijom iz modela, a ukupna optička dubina ( $\tau_\lambda$ ) je zbir optičke dubine u kontinuumu i u liniji.

Broj atoma po jedinici zapremine  $N_L$  se računa za svaku tačku modela na osnovu sledeće formule:

$$N_L/N_{uk} = N_L/(N_I + N_{II} + N_{III} + \dots) = N_L/N_{II} \cdot (N_I/N_{II} + 1 + N_{III}/N_{II} + \dots),$$

gde je  $N_{uk}$  broj svih atoma datog elementa po jedinici zapremine, a  $N_I, N_{II}, N_{III}, \dots$  su broj neutralnih, jednom jonizovanih, dva put jonizovanih itd. atoma po jedinici zapremine. Ako se zanemari broj dva i više puta jonizovanih atoma, onda gornju formulu možemo napisati pomoću Saha-Boltzmanovog obrasca na sledeći način

$$N_L/N_{uk} = g_L/U_I \cdot e^{-\mathcal{H}/kT} (1 + 1/p_e \Phi(T))^{-1},$$

gde je  $g_L$  statistička težina L-tog energetskeg nivoa atoma,  $U_I$  je statistička suma za neutralne atome,  $\mathcal{H}$  ekscitacioni potencijal, a

$$\Phi(T) = \text{const} \cdot U_{II}/U_I T^{5/2} \cdot e^{-I/kT},$$

$U_{II}$  je statistička suma jednom jonizovanih atoma,  $I$  je energija jonizacije.

Ako se ukupan broj atoma izrazi pomoću relativne zastupljenosti ( $A$ ) datog elementa u posmatranoj sredini u odnosu na vodonik ( $N_H$ ), za broj atoma u L-tom energetskeg stanju se dobija sledeća formula:

$$N_L = A \cdot N_H \cdot (U_I(T)/g_L + 0.6665 T^{5/2} \cdot U_{II}(T)/(p_e \cdot g_L) 10^{-5040 \cdot I/T} 10^{-5040 \cdot \mathcal{H}/T},$$



gde je  $P_e$  elektronski pritisak, broj 0.6665 je računata vrednost konstanta u gornjoj formuli izražen u CGS sistemu jedinica. Energija jonizacije i ekscitacije je izražen u eV.

Koeficijent apsorpcije po atomu ( $\alpha_0$ ) je normiran na ukupnu apsorbovanu energiju zračenja od strane atoma (videti formulu 3.5). Kako će se ta energija rasporediti po talasnoj dužini određuje se profilom apsorpcionog koeficijenta  $J(\lambda)$ . Ako se uzme u obzir i efekat indukovane emisije kao negativna apsorpcija, onda koeficijent apsorpcije po atomu možemo predstaviti pomoću sledeće formule

$$\alpha_0 = \sqrt{\pi} \cdot e^2 / (m \cdot c) \cdot f_0 \cdot \lambda^2 / c \cdot (1 - e^{-\chi/kT}),$$

gde je  $f_0$  sila oscilatora,  $\chi$  je energija ekscitacije, a ostale oznake imaju već uobičajena značenja.

Funkcija  $J(\lambda)$  sadrži u sebi uticaj svih mehanizama, koje dovode do širenja spektralnih linija. Uobičajeno je, aproksimirati je, Voigtovom funkcijom (jednačina (3.31)).

U programu, vrednost Voigtove funkcije se računa za svaku izabranu talasnu dužinu unutar profila na osnovu njenih parametara  $a$  i  $v$ . Parametri  $a$  i  $v$  se računaju za svaku tačku modela na osnovu parametara modela (temperatura, elektronski pritisak, ukupni pritisak itd.) pomoću formula (3.32) i (3.35), za koje se Dopplerova širina ( $\Delta \lambda_D$ ) određuje iz jednačine (3.3) odn. (3.9), poluširina ( $w$ ) iz jednačine (3.33), a pomak ( $d$ ) iz jednačine (3.34). Poluširinu ( $w$ ) čine zbir prirodne poluširine ( $w_p$ ), kao i poluširina usled sudara sa neutralnim ( $w_n$ ) i naelektrisanim ( $w_e$ ) česticama. Pomak ( $d$ ) se dobija kao algebarski zbir pomaka usled sudara sa neutralnim ( $d_n$ ) i naelektrisanim ( $d_e$ ) česticama.

Račun poluširine i pomaka je određen izborom matematičkog opisa sudarnog procesa. U slučaju sudara apsorbera sa neutralnim česti-

cama, program SUNLINE, po želji korisnika, može ih računati na osnovu van der Waalsovog potencijala interakcije pomoću formula (3.12), (3.13), (3.14), (3.15) i (3.16), a u slučaju Lennard-Jonesovog potencijala interakcije ovim formulama se dodaju još sledeće: (3.17), (3.18), (3.19), (3.20), (3.21), (3.22) i (3.23). U programu SUNLINE integrali (3.19) i (3.20) su zadani u obliku tablice za određene parametre podintegralne funkcije, a vrednost integrala za svaki konkretan parametar se nalazi linearnom interpolacijom tabličnih vrednosti. U slučaju Smirnov-Roueffovog međuatomskog potencijala interakcije parametri profila se računaju na osnovu formula (3.24), (3.25), (3.26), (3.27), (3.28), (3.29) i (3.30) za nekoliko vrednosti temperature, po jenom atomu, koristeći pomoćni program pod imenom ROUEFF. Poluširina i pomak se, zatim, nalaze za svaku temperaturu i gustinu modela na osnovu interpolacionog polinoma, čiji se koeficijenti dobijaju iz pomoćnog programa NAJMANJIK.

Kad su nađene optičke dubine i funkcije izvora za svaku tačku modela, jednačina (3.2) se reši numeričkom integracijom i tako se dobija raspodela intenziteta po talasnoj dužini (ili frekvenciji), tj. profil izlaznog zračenja u spektralnoj liniji, za izabrane vrednosti kosinusa heliocentričnog ugla.

Iz dobijenih intenziteta u profilu spektralne linije računa se relativni intenzitet u odnosu na intenzitet lokalnog kontinualnog zračenja ( $r_\lambda = I_\lambda / I_c$ ) i dubina u liniji ( $1 - r_\lambda$ ). Tako dobijeni podaci služe za nalaženje ekvivalentne širine, pomaka linije definisanog minimumom intenziteta (minimum se nalazi numeričkom metodom), i bisektora, koji je definisan skupom tačaka koji se dobijaju kao središne tačke duži koje spajaju tačke levog i desnog dela profila istih intenziteta.

Posmatrajući profil spektralne linije kao raspodelu relativnog intenziteta, mogu se osobine linije, kao celine, okarakterisati veličinama kao



Što su koeficijent asimetrije i eksces. Ove veličine se računaju po formu-  
lama:

asimetrija

$$A = \mu_3 / \mu_2^{3/2},$$

eksces

$$E = \mu_4 / \mu_2^2 - 3,$$

gde su

$$\mu_s = \int_a^b (\lambda - \lambda_0)^s \cdot (1 - r_\lambda) \cdot d\lambda, \quad s = 2, 3, 4$$

Čest je slučaj da u modelima zvezda i Sunca gustina atoma vodonika nije data. U tom slučaju program SUNLINE će izračunati tu veličinu pod pretpostavkom da se može zanemariti broj vodonikovih molekula, negativnih vodonikovih jona, broj helijumovih jona i metala u odnosu na neutralni vodonik. Pri računu se polazi od gasnog ( $P_g$ ) i elektronskog ( $P_e$ ) pritiska, koji se mogu naći u svakom modelu:

$$P_H = (P_g - P_e) \cdot 1 / (1 + A_{He}) \cdot (1 + q),$$

$A_{He}$  zastupljenost helijuma u odnosu na vodonik, a

$$q = 2 \cdot (2 \cdot \pi \cdot m)^{3/2} \cdot (kT)^{5/2} / (h^3 \cdot U_H \cdot P_e) \cdot e^{-\chi_H / kT},$$

odn.

$$q = 6.012 \cdot 10^8 \cdot P_e^{-1} \cdot \theta^{-5/2} \cdot e^{-31.304 \cdot \theta} \quad (\text{u CGS sistemu jedinica})$$

gde je  $U_H$  statistička suma za neutralni vodonika,  $\chi_H$  je jonizacioni potencijal za vodonik, a  $\theta = 5040/T$ .

## 4.2. SPEKTRALNE LINIJE NEUTRALNOG ATOMA NATRIJUMA U ATMOSFERI SUNCA I U PEGI

Rešavanje prenosa zračenja u LTE uslovima, nedostatak odgovarajućeg posmatračkog materijala i ograničenost odgovarajućih teorijskih rešenja širenja spektralnih linija usled sudarnih procesa, uslovili su da postavim neke kriterijume za izbor mogućih elemenata i spektralnih linija u postavljenom zadatku analize limb-efekta.

Na osnovu postavljenih kriterijuma izabran je natrijum i  $3p^2 P^0 - ns^2 S$  serija spektralnih linija. U sledećim paragrafima daću obrazloženje ovog izbora uz kratak opis osobina atoma natrijuma i izabranih spektralnih linija.

Promene karakteristike profila spektralnih linija su izazvane, u najvećoj meri, promenama uslova u okolini u kojoj se apsorber nalazi. U tom svetlu, razmotriće se u kom delu atmosfere Sunca odn. pege se formiraju izabrane spektralne linije.

Na kraju ovog dela analiziraće se ponašanje nekih parametara profila spektralnih linija (pomak, bisektor) u zavisnosti od heliocentričnog ugla, što je jedan od glavnih zadataka ovog rada.

### 4.2.1. Izbor elemenata i spektralnih linija

Izbor odgovarajućeg elementa je važan uslov za uspešno rešavanje zadataka o uticaju sudarnih procesa na limb-efekt i profil. Shodno tome, izbor elementa je vršen sa posebnom pažnjom, uzimajući u obzir sve predvidljive uslove. Uslovi su uglavnom diktirani rezultatima modernih teorija širenja spektralnih linija u sudarnim procesima i izborom kvalitetnih posmatračkih podataka o profilu spektralnih linija.



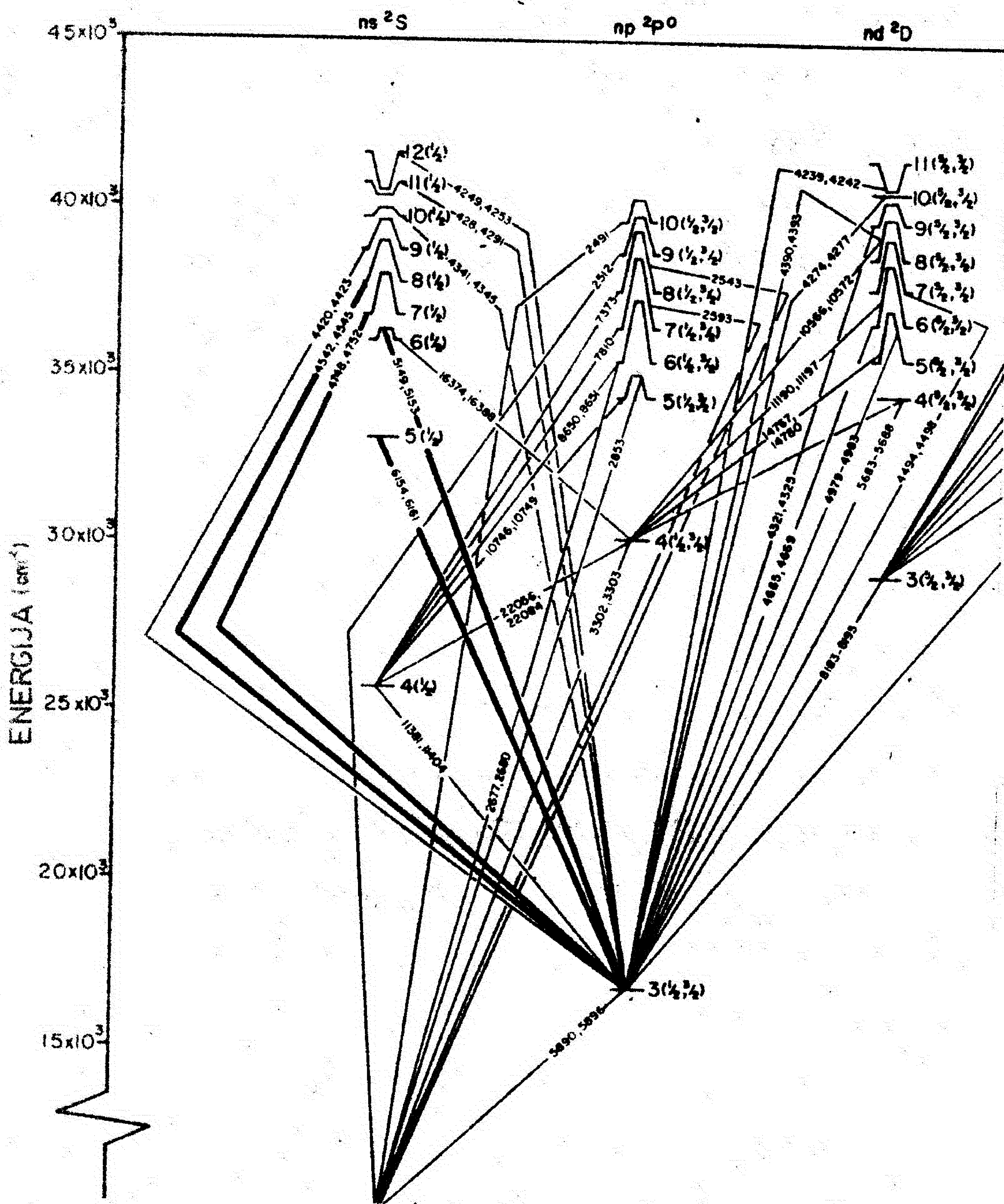
Savremene teorije širenja spektralnih linija su, u principu, tačnije za elemente prostije atomske strukture. Ovo uslovljava jednu grubu orijentaciju u izboru elementa. Bolji je onaj element koji se nalazi u što daljem levom, gornjem uglu periodičnog sistema elemenata. Pored ovih elemenata treba uzeti u obzir i helijum, koji iako se nalazi u desnom gornjem kraju periodičnog sistema, spada u teorijski dobro proučene elemente. U gornjem levom uglu tablice periodičnog sistema su: vodonik (H), litijum (Li), berilijum (Be), natrijum (Na), magnezijum (Mg), kalijum (K) i kalcijum (Ca).

Uslovi koji su postavljeni u vezi posmatračkih podataka se odnose, uglavnom, na čistoću spektralnih linija (blendovanje spektralnih linija). Prema tome, izbor elementa po ovom kriterijumu je tesno povezano sa kriterijumima izbora spektralnih linija. Savremeni posmatrački podaci o profilima spektralnih linija postoje samo za veoma mali broj elemenata, što takođe sužava mogući izbor elemenata.

Posle detaljne analize mogućnosti upotrebe dostignuća savremenih teorijskih radova za proračun uticaja sudarnih procesa na limb-efekt i uzimanjem u obzir postojanja prikladnih posmatračkih podataka, kao najpogodniji element izabran je natrijum.

Atom natrijuma spada među najveće atome u grupi lakih metala, što je povoljno za primenu Smirnov-Roueffovog međuatomskog potencijala u izračunavanju uticaja interakcije sa vodonikom na profil spektralnih linija natrijuma.

Konfiguracija elektrona u normalnom stanju atoma natrijuma je  $1s^2 2s^2 p^6 3s$ , tj. atom natrijuma ima jedan spoljašnji elektron. Prema tome, spektar natrijuma je tipičan jednoelektronski spektar. Grotrianov dijagram energetskih nivoa i prelaza je prikazan na slici 29.



Sl. 29. NaI Grotrian dijagram

Kao što je izbor elementa, izbor odgovarajućih spektralnih linija je, takođe, veoma bitan uslov za uspešno rešavanje postavljenog zadatka. U suštini, izbor elementa je tesno povezan i uslovljen izborom spektralnih linija, tako da se ova dva problema u praksi moraju razmotriti istovremeno u zavisnosti jedan od drugog.



Pri izboru spektralnih linija postavile su se sledeći uslovi:

1. da pripadaju istoj spektralnoj seriji,
2. da većina linija u seriji imaju posmatrane profile na Suncu, ako je moguće u raznim tačkama Sunčevog diska,
3. da budu slabog ili umerenog intenziteta,
4. da neodređenost u poznavanju parametara od kojih zavisi profil spektralne linije, kao što su verovatnoća prelaza, zastupljenost apsorbujućeg elementa na Suncu, širenje usled sudara sa neutralnim i naelektrisanim česticama bude što manja.

Prvi uslov je određen zadatkom ovog rada: ispitivanje limb-efekta u spektralnoj seriji. Drugi uslov je neophodan da bi se uporedio posmatrani i računati profil i tako proverio ispravnost izabranih parametara, koji ulaze u račun profila sintetičke spektralne linije. Treći uslov je u nekoj meri garancija da se može primeniti u računu aproksimacija LTE, bez bojazni da se napravi neka gruba greška. Nepouzdanost vrednosti parametara, koji ulaze u račun profila spektralnih linija često se sreću u literaturi. Da bi se izbegli neželjeni efekti na profil sintetičkih spektralnih linija, zbog grešaka kod ovih parametara, uveden je uslov pod tačkom 4.

Naravno, svi ovi uslovi ne mogu biti istovremeno ispunjeni, pa se trudilo da se nađe optimalno rešenje. Među posmatračkim podacima, objavljenim do kraja 1982. godine, gore navedene uslove najbolje su zadovoljili posmatrački podaci Piercea i Slaughtera (1982). Autori su objavili, u obliku tablica, profile 25 spektralnih linija neutralnog natrijuma. Posmatranja velike razdvojne moći su vršena na opservatoriji Kitt Peak na Mt. Maclath teleskopu modernom fotoelektričnom tehnikom u pet položaja na disku Sunca ( $\cos \theta = 1, 0.7, 0.4, 0.2, 0.1$ ). Posmatranja obuhvataju spektralne linije iz talasnog područja od 330.2 nm do 4043.2 nm. Podaci o profilima spektralnih linija su popravljani za instrumentalni profil.



Iz ovog posmatračkog materijala izabrao sam, poštujući gore navedene uslove, seriju  $3p^2 P^0 - ns^2 S$  ( $n = 5, 6, 7, 8$ ). Podaci o ovoj spektralnoj seriji su dati u Tablici V. Kolone tablice sadrže sledeće podatke: 1. kolona sadrži oznake energetskog prelaza atoma (multiplet), 2. talasnu dužinu u nm, 3. ekvivalentnu širinu u pm, dobijeni od strane drugih autora (oznake: M - Mohler, 1955, H - Holveger, 1971), 4. ekvivalentnu širinu u pm u centru diska Sunca dobijenu iz merenja autora članka, 5. centralni relativni intenzitet linije, koji je takode određen od strane autora članka, 6. poluširinu spektralne linije u pm, 7. kolona sadrži primedbe.

TABLICA V

Podaci o seriji spektralnih linija NaI  $3p^2 P^0 - ns^2 S$

Multiplet	$\lambda$	EQ	EQ <sub>a</sub>	I <sub>c</sub>	2w	primedbe
$3p^2 P^0 - 5s^2 S$	616.07470	530-H	650	0.958	1180	
$3p^2 P^0 - 5s^2 S$	615.42253	360-H	410	0.704	1080	
$3p^2 P^0 - 6s^2 S$	514.88381	125-M	140	0.868	890	
$3p^2 P^0 - 7s^2 S$	475.18218	130-H	140	0.870	840	
$3p^2 P^0 - 8s^2 S$	454.1633	(580M)	-	-	-	Blenda sa FeII

Podaci o energetskim prelazima izabranih spektralnih linija se nalaze u Tablici VI. Prva i druga kolona tablice sadrže podatke za identifikaciju linija (multiplet i talasnu dužinu u nm), treća i četvrta kolona sadrži energiju donjeg odn. gornjeg nivoa u eV, peta i šesta statističku težinu donjeg odn. gornjeg nivoa, a zadnja kolona sadrži silu oscilatora. Energetski prelazi su označeni i na Grotrianovom dijagramu: deblje izvučene linije prelaza (sl. 29).



TABLICA VI

Podaci o energetskim prelazima u seriji NaI  $3p^2 p^0 - ns^2 S$

Multiplet	$\lambda$	$E_l$	$E_u$	$g_l$	$g_u$	$f_{lu}$
$3p^2 p^0 - 5s^2 S$	616.07470	2.1043	4.1161	4	2	0.0137
$3p^2 p^0 - 5s^2 S$	615.42253	2.1022	4.1161	2	2	0.0137
$3p^2 p^0 - 6s^2 S$	514.88381	2.1022	4.5540	2	2	0.00437
$3p^2 p^0 - 7s^2 S$	475.18218	2.1043	4.7126	2	2	0.00201
$3p^2 p^0 - 8s^2 S$	454.1633	2.1022	4.8312	2	2	0.00111

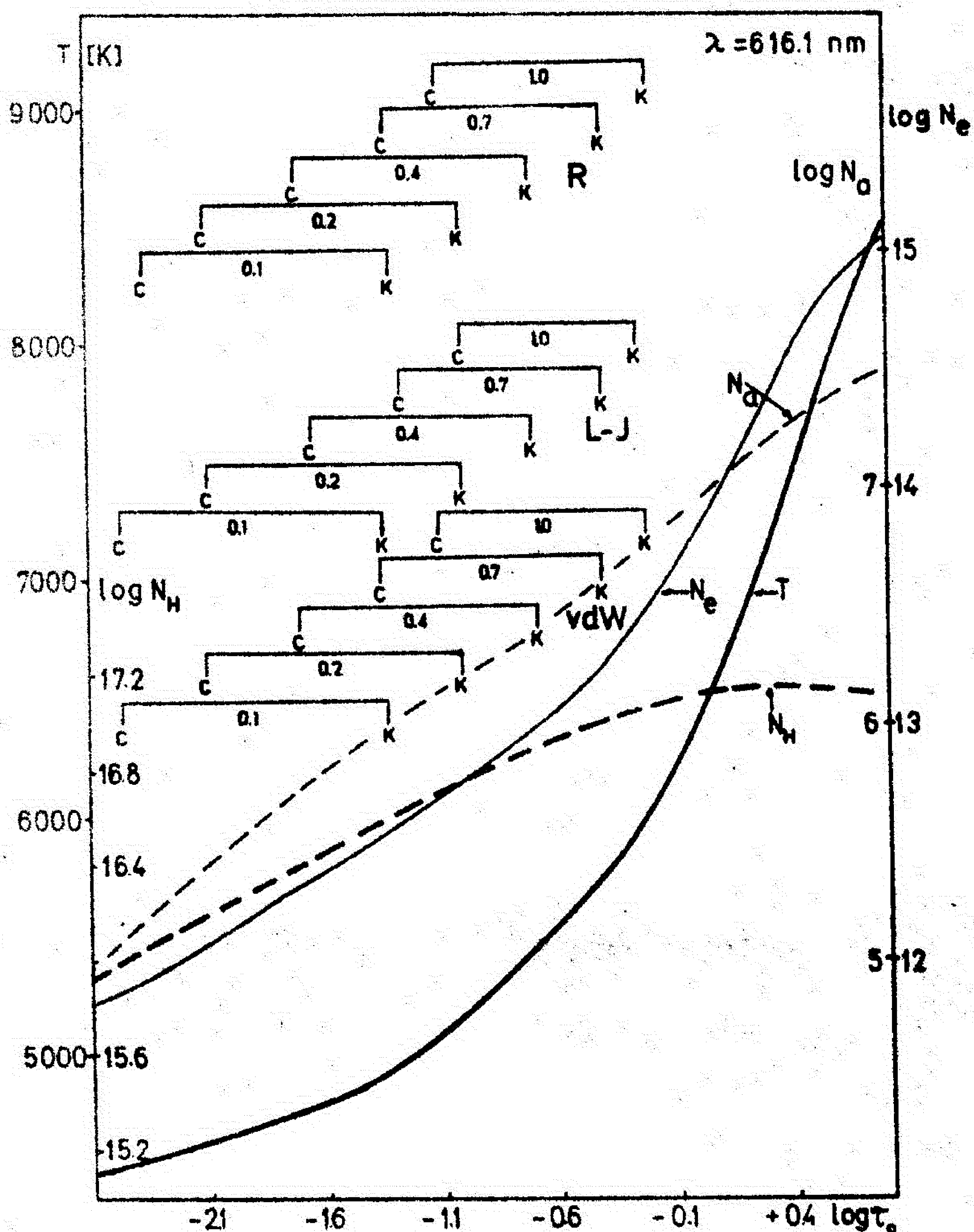
#### 4.2.2. Naseljenost energetskih nivoa i dubina formiranja spektralnih linija

Naseljenost energetskih nivoa atoma je jedan od bitnih faktora koji utiču na profil spektralnih linija. Neposredno od nje zavisi jedna od veoma bitnih karakteristika spektralnih linija, njihova ekvivalentna širina. Naseljenost posredno utiče takode na širinu i na oblik profila spektralnih linija.

U uslovima lokalno termodinamičke ravnoteže naseljenost energetskih nivoa je jednoznačno određena temperaturom gasa. Na apsorpcione spektralne linije utiče naseljenost donjeg energetskog nivoa, odakle se vrši prelaz, apsorpcijom fotona, na gornji energetski nivo.

U našoj izabranoj seriji spektralnih linija prelaz se vrši sa zajedničkog, donjeg energetskog nivoa  $3P$  (sl. 29). Ovaj energetski nivo se sastoji iz dva podnivoa koji se međusobno malo razlikuju po energiji (oko  $2.1 \cdot 10^{-4}$  eV). Ipak, i ova mala razlika u energiji prouzrokuje primetnu razliku u raspodeli koncentracije atoma u zavisnosti od dubine u atmosferi Sunca. Na slikama 30 do 34 je prikazana ova raspodela (krive  $N_{Na}$ ).

Kolika je razlika između raspodele koncentracije atoma za dva podnivoa vidi se iz uporedenja kriva  $N_{Na}$  npr. na slici 30 i 31.

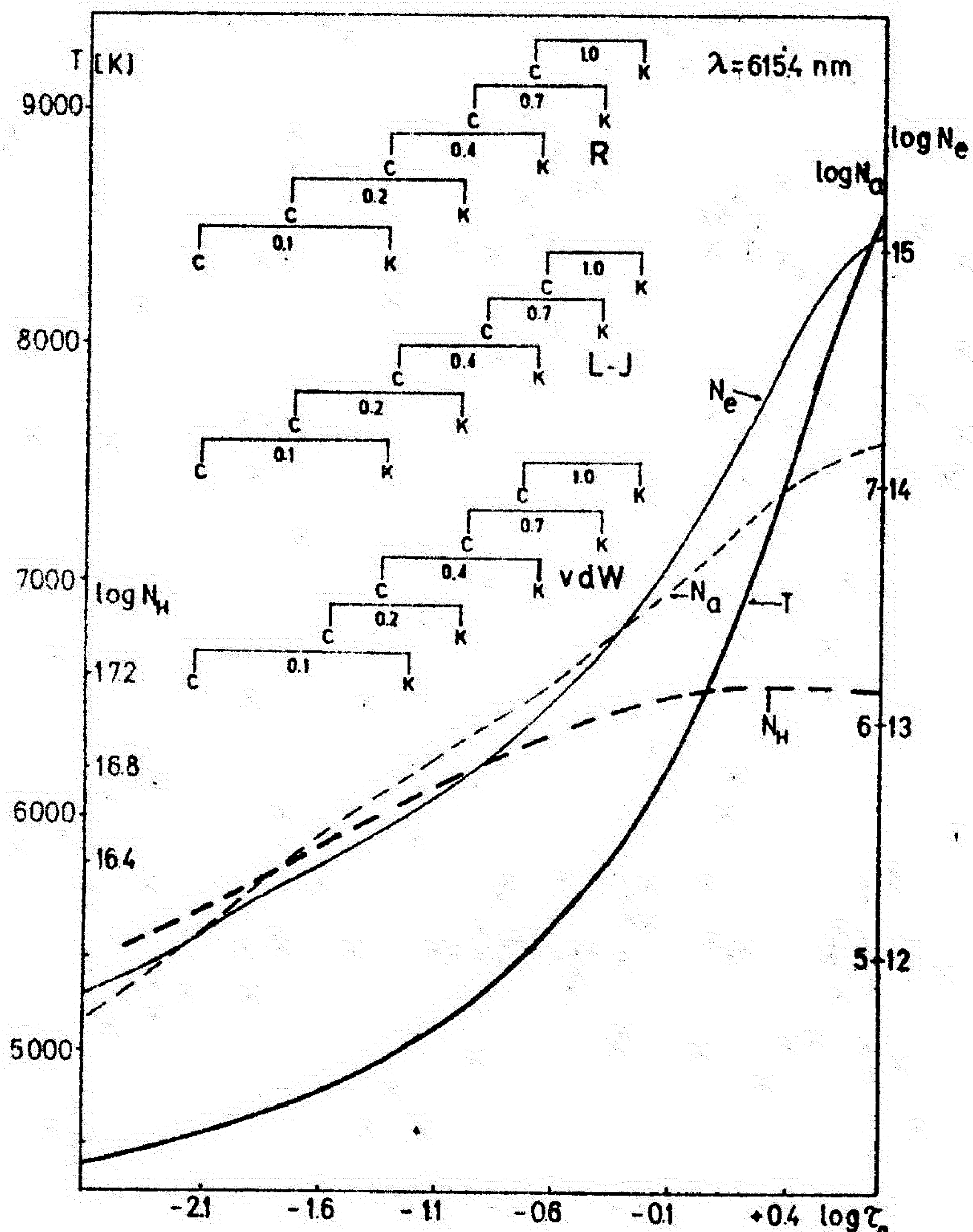


Sl. 30. Parametri Sunčevog modela i dubina formiranja spektralne linije NaI  $\lambda 616$  nm, (3P-5S).

Oblik raspodele koncentracije apsorbera sa visinom utiče na oblik profila spektralnih linija. U našem slučaju koncentracija broja apsorbera monotono raste sa dubinom u oblasti atmosfere gde se stvaraju spektralne linije (krive  $N_{Na}$  na slikama 30, 31, 32, 33 i 34). Ovakav oblik raspodele koncentracije apsorbera proširuje spektralnu liniju u krilu i smanjuje centralnu dubinu. Opštije rečeno, pri takvoj raspodeli koncentracije apsorbera, svi uticaji na spektralnu liniju koji su vezani sa brojem apsorbera



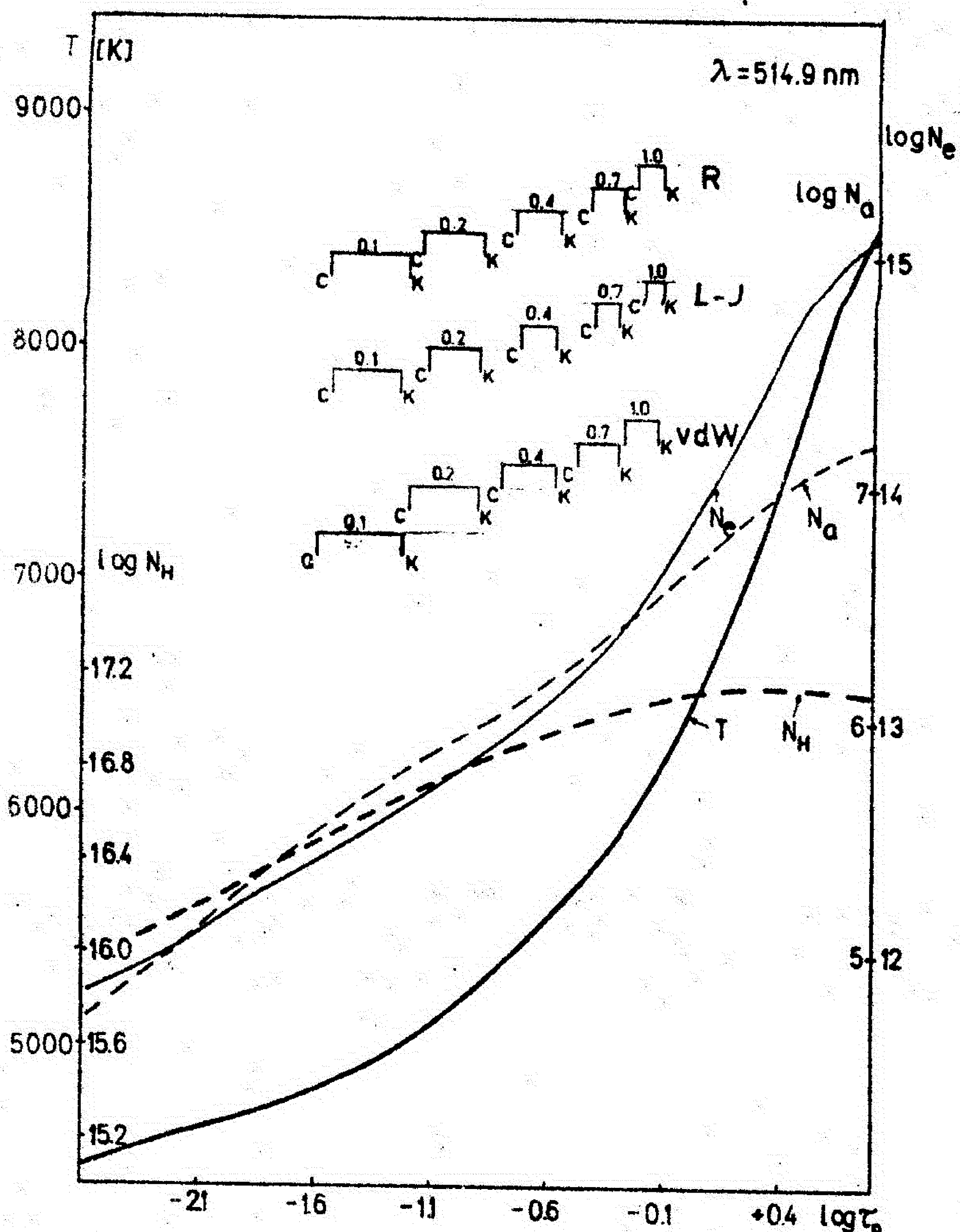
liniju relativno veći doprinos u oblikovanju krila nego centra spektralne linije.



Sl. 31. Parametri Sunčevog modela i dubina formiranja spektralne linije NaI  $\lambda 615$  nm, (3P-5S).

Na slikama je takode prikazana promena temperature (T), gustine vodonikovih atoma ( $N_H$ ) i gustine elektrona ( $N_e$ ) u zavisnosti od optičke dubine u onom delu atmosfere Sunca gde se formiraju naše izabrane spektralne linije. Sa slika se vidi da ove funkcije takode monotono rastu sa dubinom. To omogućava relativno laku analizu promene širine i pomaka spektralnih linija sa dubinom, jer u prvom približenju možemo uzeti da su i širina i pomak proporcionalni proizvodu  $N \cdot T^\beta$  (koeficijent pro-

porcionalnosti i eksponent  $\beta$  ne zavise od parametara sredine, nego samo od atomskih parametara:  $N$  je gustina perturbatora,  $\beta$  je obično manje od 1).

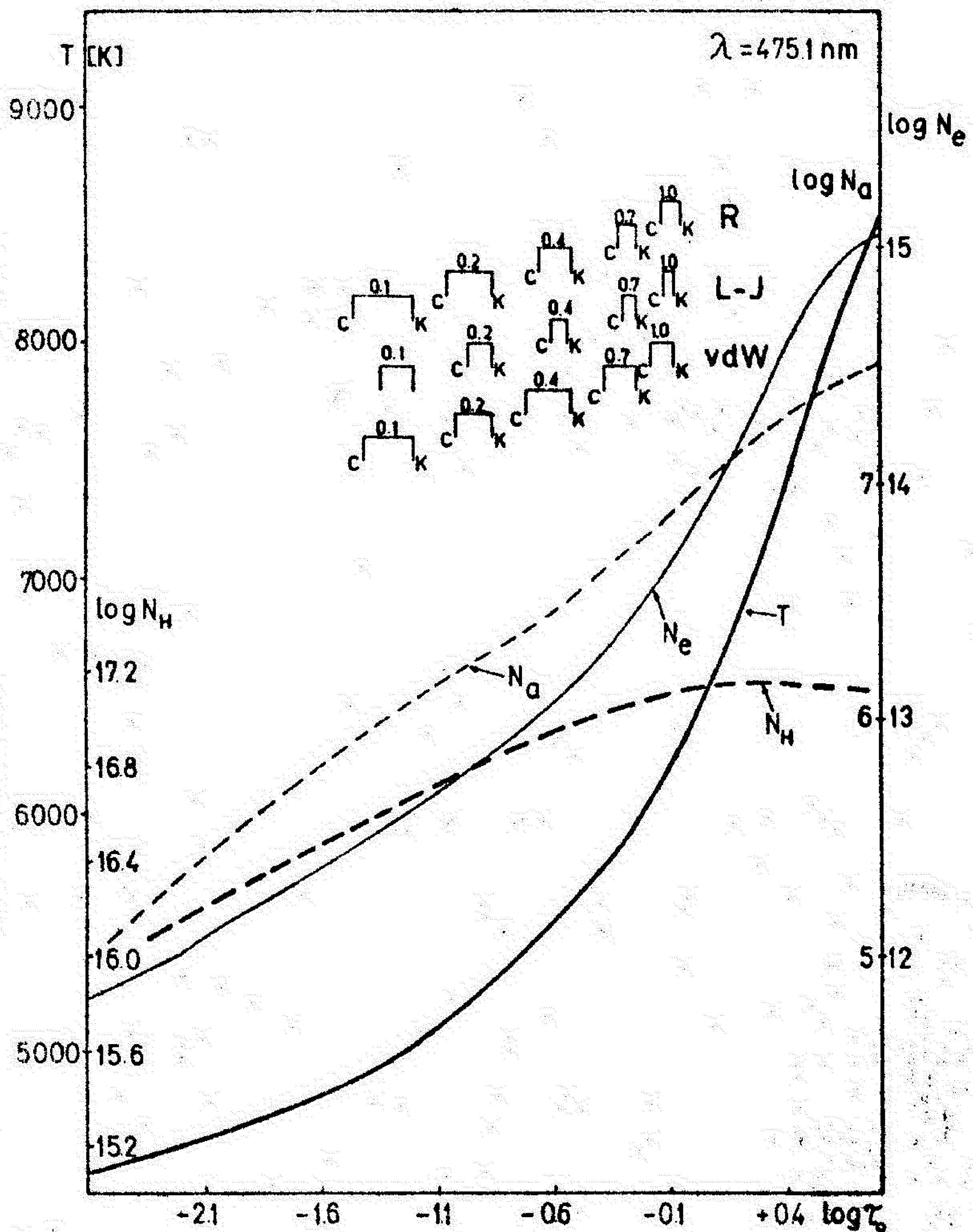


Sl. 32. Parametri Sunčevog modela i dubina formiranja spektralne linije NaI  $\lambda$  515 nm, (3P-6S).

Oblast formiranja spektralnih linija, na različitim heliocentričnim uglovima, na slikama je obeležena uglastim zagradama čije granice zahvataju optičke dubine koje određuju dubinu formiranja centra (C) i dalekog krila (K) spektralne linije. Optička dubina formiranja centra i dalekog krila spektralne linije je dobijena integracijom, po optičkoj dubini, proizvoda tzv. emisione funkcije doprinosa i optičke dubine, tj. kao te-

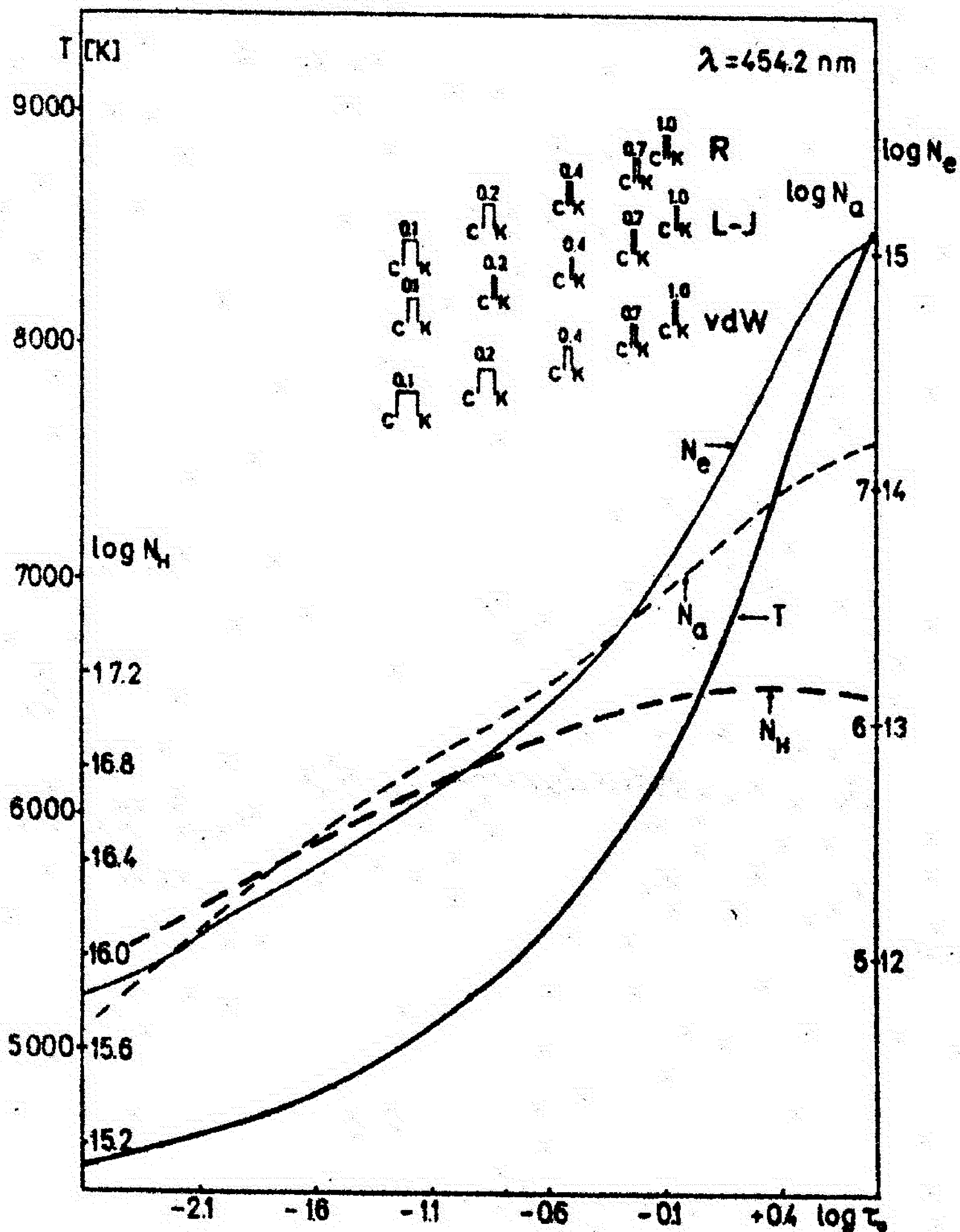


žirna sredina optičkih dubina sa tegovima intenziteta izlazećeg zračenja iz svakog sloja fotosfere na talasnoj dužini centra odn. dalekog krila spektralne linije. Optička dubina svakog sloja na odgovarajućoj talasnoj dužini je računata na osnovu koeficijenta apsorpcije koji je dobijen iz van der Waalsovog (vdW), Lennard-Jonesovog (L-J) i Smirnov-Roueffovog (R) potencijala interakcije između apsobera i neutralnih perturbera, iz Starkovog efekta za sudare između apsorbera i naelektrisanih čestica i iz Dopplerovog efekta zbog kretanja apsorbera termalnog i turbulentnog porekla.



Sl. 33. Parametri Sunčevog modela i dubina formiranja spektralne linije NaI  $\lambda 475 \text{ nm}$ , (3P-7S).

Za pomenuta tri različita potencijala interakcije (vdW, L-J, R) između apsorbera i neutralnih perturbora izvesna mala razlika se vidi (slike od 30 do 34) samo u dubini formiranja centra spektralnih linija, dok za daleka krila ta razlika je praktično zanemarljiva.



Sl. 34. Parametri Sunčevog modela i dubina formiranja spektralne linije NaI  $\lambda 454 \text{ nm}$ , (3P-8S).

Dubina formiranja spektralnih linija pokazuje sledeće regularnosti. Srednja dubina formiranja spektralnih linija raste sa porastom glavnog kvantnog broja. Uzrok ovome je u opadanju jačine oscilatora sa rastom glavnog kvantnog broja. Naime, sa smanjenjem jačine oscilatora smanjuje se i efikasni presek apsorpcije atoma, što dovodi do veće prozračnosti



u liniji, tj. zračenje može dopreći do nas iz većih dubina fotosfere. Širina obilnosti dubine formiranja spektralne linije (dubinska razlika formiranja krila i centra spektralne linije) se smanjuje sa porastom glavnog kvantnog broja, a dubina formiranja krila linije, praktično, ostaje nepromenjena. Uzrok ove regularnosti je takode u smanjenju jačine oscilatora sa rastom glavnog kvantnog broja. Dubina formiranja krila spektralne linije se praktično ne menja u seriji, jer se u dalekom krilu apsorpcija u liniji asimptotski približava apsorpciji lokalnog kontinuuma, koji se u uskom intervalu talasnih dužina malo menja (naša serija spektralnih linija se nalazi između talasnih dužina od 450 do 616 nm), tako da dubina odakle potiče zračenje takode se malo menja.

Ukazali smo na regularnosti promene dubine formiranja spektralnih linija, jer nam omogućavaju lakšu analizu dobijenih rezultata za limb-efekt.

#### 4.2.3. Profili spektralnih linija serije $3p^2 P^0 - ns^2 S$ neutralnog natrijuma u atmosferi Sunca

Profili spektralnih linija sadrže mnogo podataka o fizičkim uslovima sredine odakle potiče zračenje. Baš zbog toga analiza profila spektralnih linija u cilju dobijanja ovih podataka predstavlja značajan ali veoma komplikovan zadatak.

Prilikom analize profila spektralne linije u cilju dobijanja podataka o uticaju sudarnih procesa na limb-efekt dovoljno je uzeti u obzir samo neke njene karakteristike. Zbog toga su kod sintentetičkih profila spektralnih linija veoma pažljivo i što je moguće tačnije računati parametri koji su vezani za sudarne procese, dok su zanemareni ili uprošćeno pri-

menjeni u računu ostali parametri.

Međutim, i pored ovakvog pristupa rešavanja našeg zadatka veoma je bitno uporediti i dovesti do što boljeg slaganja posmatrane i sintetički dobijene profile spektralnih linija, jer to omogućava da i kvantitativno precizno procenimo udeo sudarnih procesa u formiranju profila spektralnih linija, i da kontrolišemo primenljivost osnovnih pretpostavki kao i nastanak grubih grešaka u našim računima. U tom smislu izvršićemo upoređenje posmatranih i sintetičkih profila. Međutim, pre upoređenja ukazaćemo na neke opšte karakteristike posmatračkih podataka profila spektralnih linija.

Natrijumove spektralne linije se posmatraju od početka iztraživanja spektra Sunca. Ipak, ne posedujemo toliko kompletan i raznovrstan posmatrački materijal o natrijumovim linijama koliko npr. u slučaju gvožđa. Dosad su najkompletniji posmatrački podaci o profilima natrijumovih linija objavljeni, kao što je već rečeno, od strane Piercea i Slaughtera (1982, u daljem tekstu ove podatke ćemo zvati kratko Pierceovim podacima). Ovi posmatrački podaci, sa gledišta naših zadataka imaju jedan veliki nedostatak. Naime, profili spektralnih linija su svedeni (raznim metodama) na simetričan oblik. Tako je onemogućeno upoređenje asimetrije sintetičkih i posmatranih profila. Ovaj nedostatak posmatračkog materijala Piercea ne postoji kod, daleko manje kompletnog (bar što se tiče natrijuma) posmatračkog materijala Gurtovenka i dr. (1975, u daljem tekstu ove podatke ćemo zvati Gurtovenkovim podacima), koji sadrži samo dve, za nas interesantne spektralne linije.

Posmatranja Piercea sadrže podatke za profile 25 spektralnih linija neutralnog atoma natrijuma. Profili spektralnih linija su snimljeni na Kitt Peak opservatoriji na glavnom spektrografu McMath sunčevog teleskopa. Dijametar sunčevog lika na prorezu spektrografa je bio 76 cm. Fokusno



rastojanje kamernog ogledala je bio 13.8 m. Disperzioni element spektrografa je Babcockova rešetka sa 610 zarez/mm, površine 254 x 158 mm<sup>2</sup>. Za posmatranje spektralnih linija u infracrvenoj oblasti spektra korišćen je infracrveni spektrometar. Dijametar lika Sunca na ulaznom prorezu spektrografa je 33 cm. Rešetka je veličine 37 x 47 cm<sup>2</sup>, sa 121 zarez/mm.

Posmatrani profili su dati u obliku tablica, koje sadrže relativni intenzitet (u odnosu na lokalni kontinuum) u zavisnosti od talasne dužine sa ekvidistantnim korakom za ceo profil spektralne linije. Veličina koraka zavisi od karakteristike linije (jačina, spektralna oblast), a kreće se između 0.2 i 5 pm. Profili spektralnih linija su posmatrani u pet tačaka na disku Sunca na kosinusu heliocentričnog ugla od 1, 0.7, 0.4, 0.2, 0.1.

Slučajne greške posmatranja su dobijene iz više posmatranja datog profila spektralne linije, kao srednjekvadratna odstupanja od srednjeg profila. Veličina slučajnih grešaka se menja od linije do linije. Za one linije za koje su podaci u tablici za relativni intenzitet dati sa tri decimala, greška je 0.4 %, a za linije čiji su relativni intenziteti dati sa četiri decimala, greška je 0.1 %.

Posmatranja Gurtovenka sadrže 98 spektralnih linija raznih atoma. Ona su vršena na dvojnomo sunčevom spektrometru Glavne astronomske opservatorije AN USSR u Kijevu. Dijametar sunčevog lika na prorezu spektrometra je 16 cm. Fokusno rastojanje kamernog ogledala je 7 m. Rešetka je dimenzije 140 x 150 mm<sup>2</sup> sa 600 zarez/mm. Linearna disperzija spektrometra u četvrtom redu spektra je 0.015 nm/mm, a njegova razvojna moć je 450000.

Posmatrani profili spektralnih linija su dati u obliku tablica i crteža. Tablica sadrži podatke o raspodeli relativnog intenziteta u pet tačaka na

sunčevom disku (kosinusi heliocentričnog ugla tih tačaka su: 1, 0.8, 0.436, 0.29). Relativni intenziteti su dati u diskretnim tačkama talasne dužine sa korakom od 0.4 do 1.6 pm u zavisnosti od širine spektralne linije i od položaja merene tačke u profilu. Korak je manji u okolini centra, a veći je u krilu spektralne linije.

Slučajne greške su dobijene na osnovu više merenja profila spektralne linije, kao i u slučaju Plerceovih podataka. Greška se menja od spektralne linije do spektralne linije, a zavisi i od heliocentričnog ugla: veća je blizu sunčevog diska. Slučajna greška merenja ne prelazi 0.2 %.

Sistematske greške koji potiču od rasejanog svetla u posmatračkom priboru i od nesavršenosti mernih pribora (kao što su npr. nelinearnost, inercija) su svedeni na najmanju, zanemarljivu veličinu u slučaju oba posmatranja (posmatranja Pierca i Gurtovenka). Najveće sistematske greške potiču od neodređenosti u izboru intenziteta neprekidnog spektra na talasnoj dužini spektralne linije, od prekrivanja (blendovanja) spektralnih linija, koje nastaju zbog prisustva drugih spektralnih linija iz Sunčeve i Zemljine atmosfere (telurske linije), i od grešaka u određivanju instrumentalnog profila spektrometra. Ove greške, osim blendovanja spektralnih linija, su takvog karaktera da se međusobno, donekle kompenzuju. O blendovanju spektralnih linija mora se voditi računa pri analizi profila spektralnih linija i za svaki konkretan slučaj naći najpovoljniji način za eliminisanje uticaja blende na posmatrani profil. Shodno tome, izvršićemo kratku analizu uticaja blendi na svaku spektralnu liniju iz naše serije.

Linija  $3p^2 P^0 - 5s^2 S$  ( $\lambda = 615.4227$  nm i  $\lambda = 616.0751$  nm).

Glavni deo linije  $\lambda = 615$  nm je slobodan od blendi drugih linija. U plavom krilu spektralne linije se nalaze dve slabe linije na rastojanju od

$\Delta \lambda = -0.0309$  nm i  $\Delta \lambda = -0.013$  nm, koje unose jedva приметnu defor-



mociju u krilo linije. Daleko crveno krilo je deformisano od strane spektralne linije CrI ( $\lambda = 615.4442$  nm).

TABLICA VII

Posmatrani relativni intenziteti u profilu spektralne

linije NaI  $\lambda 615.4$  nm

$\Delta \lambda$ / $\mu$	1.0	0.7	0.4	0.2	0.1
0.0000	.7042	.7140	.7152	.7070	.6860
.0080	.7114	.7176	.7181	.7104	.6886
.0160	.7254	.7282	.7267	.7195	.6983
.0240	.7461	.7452	.7407	.7335	.7145
.0320	.7730	.7669	.7595	.7516	.7355
.0400	.8025	.7918	.7817	.7741	.7596
.0480	.8315	.8172	.8056	.7985	.7875
.0560	.8585	.8436	.8307	.8237	.8160
.0640	.8832	.8692	.8555	.8481	.8453
.0720	.9048	.8856	.8783	.8715	.8710
.0800	.9232	.9047	.8992	.8933	.8952
.0880	.9381	.9261	.9171	.9120	.9162
.0960	.9501	.9395	.9321	.9285	.9330
.1040	.9595	.9505	.9446	.9421	.9465
.1120	.9668	.9594	.9541	.9523	.9570
.1200	.9733	.9662	.9620	.9606	.9650
.1280	.9774	.9718	.9681	.9666	.9705
.1360	.9801	.9756	.9724	.9714	.9746
.1440	.9818	.9784	.9755	.9745	.9772
.1520	.9830	.9803	.9782	.9771	.9791
.1600	.9841	.9820	.9803	.9787	.9804
.1680	.9852	.9836	.9822	.9801	.9816
.1760	.9863	.9848	.9840	.9830	.9831
.1840	.9874	.9860	.9852	.9848	.9843
.1920	.9886	.9872	.9863	.9860	.9858
.2000	.9898	.9887	.9875	.9875	.9869

U Tablici VII su dati usrednjeni relativni intenziteti plavog i crvenog krila spektralne linije od njenog centra do 0.0112 nm, a ostale vrednosti od 0.012 nm do 0.0200 nm u tablici su dobijene iz merenja plavog krila linije. Sa takvim izborom podataka je smanjen uticaj CrI linije na profil natrijumove linije. Plavo krilo profila spektralne linije  $\lambda = 616.0751$  nm je malo deformisano plavim krilom linije kalcijuma CaI ( $\lambda = 616.07$  nm), koja se nalazi na 0.1429 nm sa crvene strane natrijumove linije. Krilo CaI

definiše lokalni kontinuum. Posmatrani relativni intenziteti su dati u Tablici VIII od centra linije do 0.02 nm u krilu.

TABLICA VIII

Posmatrani relativni intenziteti u profilu spektralne linije NaI  $\lambda$  616.1 nm

$\Delta\lambda$ / $\mu$	1.0	0.7	0.4	0.2	0.1
0.0000	.5585	.5890	.5946	.5943	.5780
.0080	.5650	.5933	.5987	.5976	.5817
.0160	.5823	.6068	.6094	.6080	.5912
.0240	.6085	.6277	.6271	.6241	.6070
.0320	.6434	.6537	.6503	.6470	.6295
.0400	.6838	.6841	.6780	.6726	.6575
.0480	.7234	.7181	.7084	.7032	.6892
.0560	.7630	.7525	.7409	.7352	.7252
.0640	.8002	.7869	.7733	.7671	.7625
.0720	.8336	.8198	.8035	.7984	.8005
.0800	.8617	.8483	.8346	.8285	.8350
.0880	.8867	.8747	.8610	.8572	.8640
.0960	.9070	.8977	.8851	.8811	.8895
.1040	.9242	.9167	.9054	.9030	.9110
.1120	.9376	.9321	.9228	.9210	.9290
.1200	.9492	.9446	.9371	.9363	.9430
.1280	.9578	.9543	.9488	.9483	.9545
.1360	.9647	.9621	.9584	.9585	.9645
.1440	.9702	.9681	.9662	.9665	.9730
.1520	.9747	.9732	.9722	.9731	.9790
.1600	.9773	.9770	.9771	.9777	.9830
.1680	.9798	.9800	.9810	.9817	.9867
.1760	.9813	.9825	.9838	.9851	.9888
.1840	.9824	.9843	.9863	.9876	.9900
.1920	.9833	.9857	.9879	.9891	.9910
.2000	.9837	.9868	.9890	.9906	.9920

Linija  $3p^2P^0-6s^2S$  ( $\lambda = 514.8838$  nm). Ova linija ima neblendovani centralni deo profila. U plavom krilu se nalazi slabija od nje, spektralna linija NiI ( $\lambda = 514.8676$  nm) na rastojanju od 0.017 nm, a u crvenom krilu, jača od nje, spektralna linija  $C_2$  (?) ( $\lambda = 514.9095$  nm) na rastojanju od 0.0249 nm. Linija NiI je oko 7 % slabija, a  $C_2$  linija je oko 30 %



jača od linije NaI. Posmatrani relativni intenziteti u profilu su dati u Tablici IX do 0.012 nm udaljenosti u krilu od centra linije.

TABLICA IX

Posmatrani relativni intenziteti u profilu spektralne

linije NaI  $\lambda$  514.8 nm

$\Delta\lambda$ $\mu$	1.0	0.7	0.4	0.2	0.1
0.0000	.8680	.8672	.8609	.8477	.8363
.0080	.8711	.8701	.8630	.8501	.8395
.0160	.8803	.8779	.8701	.8585	.8483
.0240	.8934	.8893	.8806	.8706	.8621
.0320	.9088	.9030	.8943	.8861	.8784
.0400	.9251	.9182	.9098	.9029	.8965
.0480	.9403	.9331	.9253	.9199	.9151
.0560	.9541	.9473	.9399	.9355	.9318
.0640	.9651	.9592	.9530	.9495	.9466
.0720	.9736	.9688	.9643	.9620	.9588
.0800	.9801	.9770	.9737	.9724	.9685
.0880	.9851	.9836	.9815	.9805	.9758
.0960	.9891	.9885	.9876	.9865	.9813
.1040	.9922	.9921	.9920	.9907	.9849
.1120	.9945	.9946	.9947	.9934	.9871
.1200	.9960	.9961	.9960	.9947	.9883

Linija  $3p^2 P^0 - 7s^2 S$  ( $\lambda = 475.1825$  nm). Na rastojanu od 0.028 nm od NaI linije, ka crvenom delu spektra, nalazi se linija CrI ( $\lambda = 475.2104$  nm) koja prilično utiče na crveno krilo natrijumove linije, zato su utabličeni podaci dobijeni samo iz merenja plavog krila spektralne linije. Lokalni kontinuum je niži u profilu linije za 0.5 % u odnosu na daleki kontinuum. Posmatrani relativni intenziteti su dati u Tablici X.

Linija  $3p^2 P^0 - 8s^2 S$  ( $\lambda = 454.1633$  nm). Ova linija se nalazi u crvenom krilu linije FeII ( $\lambda = 454.16$  nm). Pierce nije posmatrao ovu liniju.

Posmatrački podaci Gurtovenka su dati u Tablici XI za spektralnu liniju  $\lambda$  615 nm i u Tablici XII za spektralnu liniju  $\lambda$  616 nm. U prvoj vrsti tablica je kosinus heliocentričnog ugla, a u prvoj koloni je razlika

talasne dužine u nm sredine tetiva koja spaja plavi i crveni deo profila na 50 % dubine linije i talasne dužine tačke u plavom odn. crvenom delu profila spektralne linije. U sledećim kolonama su dati relativni intenziteti plavog (brojevi sa leve strane u koloni) i crvenog (brojevi sa desne strane u koloni) dela profila spektralne linije.

TABLICA X

Posmatrani relativni intenziteti u profilu spektralne linije NaI  $\lambda$  475.1 nm

$\Delta \lambda$ / $\mu$	1.0	0.7	0.4	0.2	0.1
0.0000	.8650	.8600	.8500	.8420	.8390
.0080	.8680	.8630	.8530	.8450	.8420
.0160	.8790	.8710	.8590	.8520	.8510
.0240	.8940	.8830	.8700	.8650	.8660
.0320	.9100	.8990	.8840	.8800	.8840
.0400	.9280	.9150	.8990	.8970	.9100
.0480	.9440	.9300	.9160	.9130	.9200
.0560	.9570	.9450	.9300	.9280	.9380
.0640	.9680	.9560	.9440	.9430	.9520
.0720	.9740	.9650	.9550	.9540	.9630
.0800	.9790	.9740	.9640	.9640	.9710
.0880	.9820	.9760	.9700	.9700	.9770
.0960	.9840	.9790	.9750	.9740	.9810
.1040	.9850	.9810	.9780	.9780	.9830

Videli smo da su slučajne greške posmatranja relativnog intenziteta u spektralnoj liniji veoma male, tj. da je unutrašnja tačnost posmatračkog i mernog pribora veoma visoka. Kolika je spoljašnja tačnost merenih podataka možemo da procenimo upoređenjem posmatračkih podataka Piercea i Gurtovenka. Na slikama 35 i 36 prikazani su grafikoni profila dve zajedničke spektralne linije:  $\lambda = 615$  nm i  $\lambda = 616$  nm. Vidi se da je slaganje između dva posmatranja veoma dobro. Za liniju  $\lambda = 615$  nm najveća razlika u relativnom intenzitetu između dva posmatranja je oko 1 %, a za liniju  $\lambda = 616$  nm je oko 3 %.



TABLICA XI

Posmatrani relativni intenziteti u plavom i crvenom delu profila  
spektralne linije NaI  $\lambda 615.4$  nm

$\Delta \lambda$ $\mu$	1.0		0.8		0.6		0.44		0.28	
0.000	.710	.710	.719	.719	.723	.719	.717	.717	.716	.716
.004	.712	.709	.720	.720	.724	.724	.718	.718	.716	.717
.008	.717	.710	.722	.722	.726	.725	.720	.719	.717	.720
.012	.722	.713	.724	.727	.729	.727	.723	.722	.720	.723
.016	.730	.720	.728	.734	.734	.733	.729	.728	.724	.728
.020	.741	.728	.735	.742	.742	.741	.735	.737	.730	.735
.024	.748	.738	.744	.751	.752	.748	.743	.745	.738	.743
.028	.760	.748	.757	.761	.762	.757	.752	.753	.747	.752
.036	.785	.777	.782	.782	.782	.780	.773	.776	.767	.770
.044	.810	.807	.808	.807	.807	.804	.793	.798	.790	.792
.052	.835	.834	.833	.834	.831	.827	.817	.822	.812	.817
.060	.863	.862	.857	.858	.854	.852	.840	.845	.835	.838
.068	.888	.887	.880	.882	.878	.876	.863	.868	.862	.863
.076	.911	.907	.898	.903	.898	.898	.887	.890	.883	.887
.084	.927	.927	.916	.921	.917	.915	.907	.910	.900	.910
.092	.942	.939	.931	.937	.933	.930	.922	.927	.917	.930
.100	.953	.948	.945	.947	.946	.942	.935	.943	.930	.945
.108	.964	.958	.957	.952	.957	.952	.947	.955	.943	.953
.116	.973	.964	.965	.959	.966	.958	.956	.960	.953	.961
.124	.978	.970	.971	.965	.973	.964	.963	.965	.960	.966
.132	.981	.973	.974	.970	.978	.968	.968	.970	.966	.972
.148	.985	.977	.981	.979	.984	.977	.978	.976	.975	.980
.164	.989	.981	.985	.986	.989	.983	.984	.982	.983	.986
.180	.993	.985	.989	.990	.992	.987	.988	.987	.988	.990
.196	.998	.990	.994	.994	.996	.990	.992	.991	.992	.994
.228	0.000	.996	0.000	0.000	0.000	.999	0.000	.999	0.000	0.000

Treba napomenuti da upoređenje nije moglo biti izvršeno konzistentno, jer je nula apscisne ose koordinatnog sistema različito definisana (nula kod Piercea je definisana minimumom vrednosti relativnog intenziteta u profilu, dok kod Gurtovenka tačkom bisektora na 50 % dubine spektralne linije) i profili su kod Piercea učinjeni simetričnim, što nije urađeno u slučaju Gurtovenkovih posmatranja. Upoređenjem minimalne vrednosti relativnih intenziteta u profilu (oni su nezavisni od izbora nule koordi-

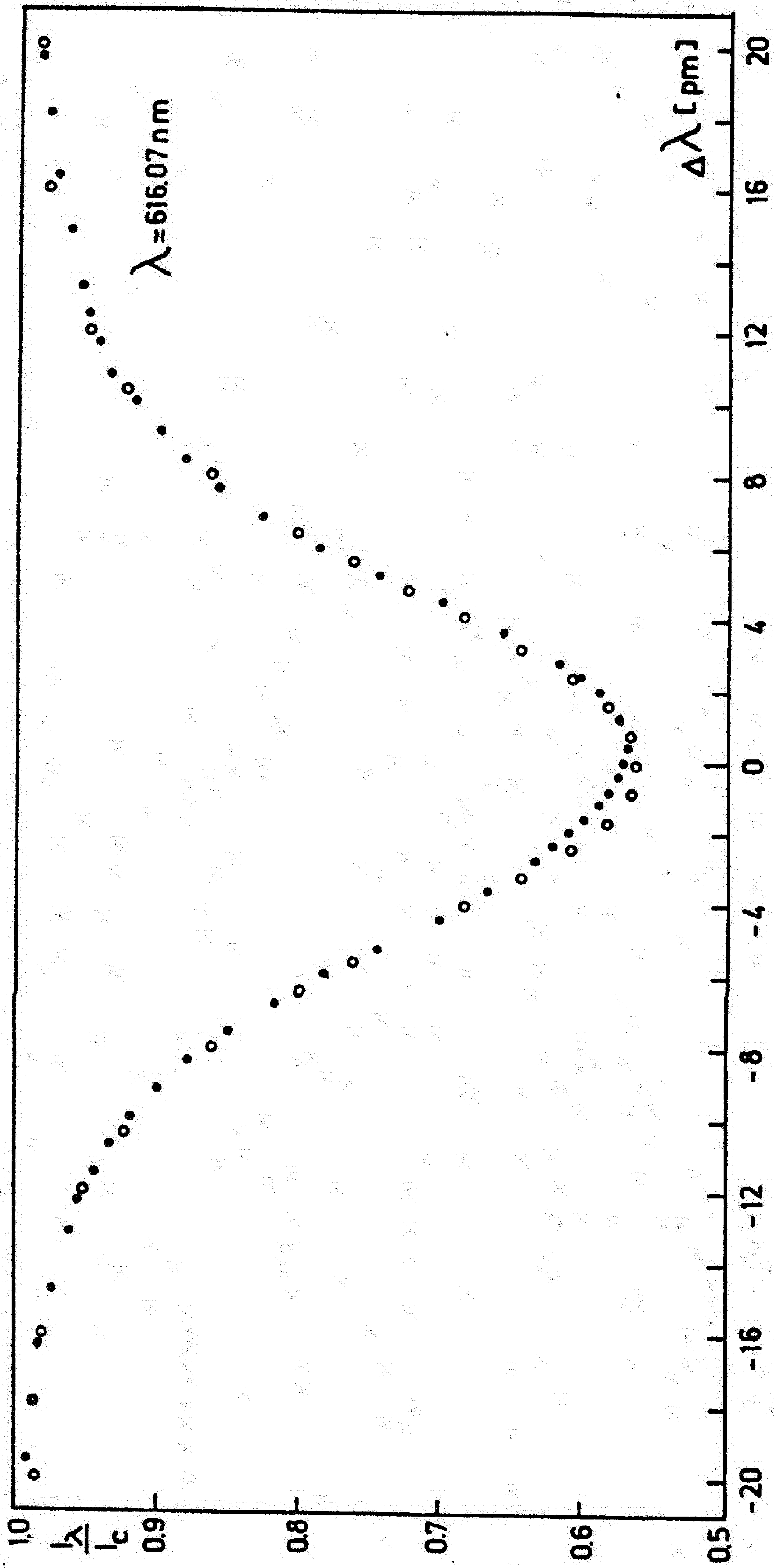
natnog sistema i od oblika profila, pa zbog toga daju realniju vrednost razlike za dva posmatranja) dobija se razlika od 0.5 %. Ako uzmemo u obzir samo razliku u minimumu intenziteta, vidimo da je spoljašnja tačnost merenja istog reda veličine kao unutrašnja tačnost, ali u svakom slučaju procenjena spoljašnja greška merenja nije veća od 3 %.

TABLICA XII

Posmatrani relativni intenziteti u plavom i crvenom delu profila spektralne linije NaI  $\lambda 616.1$  nm

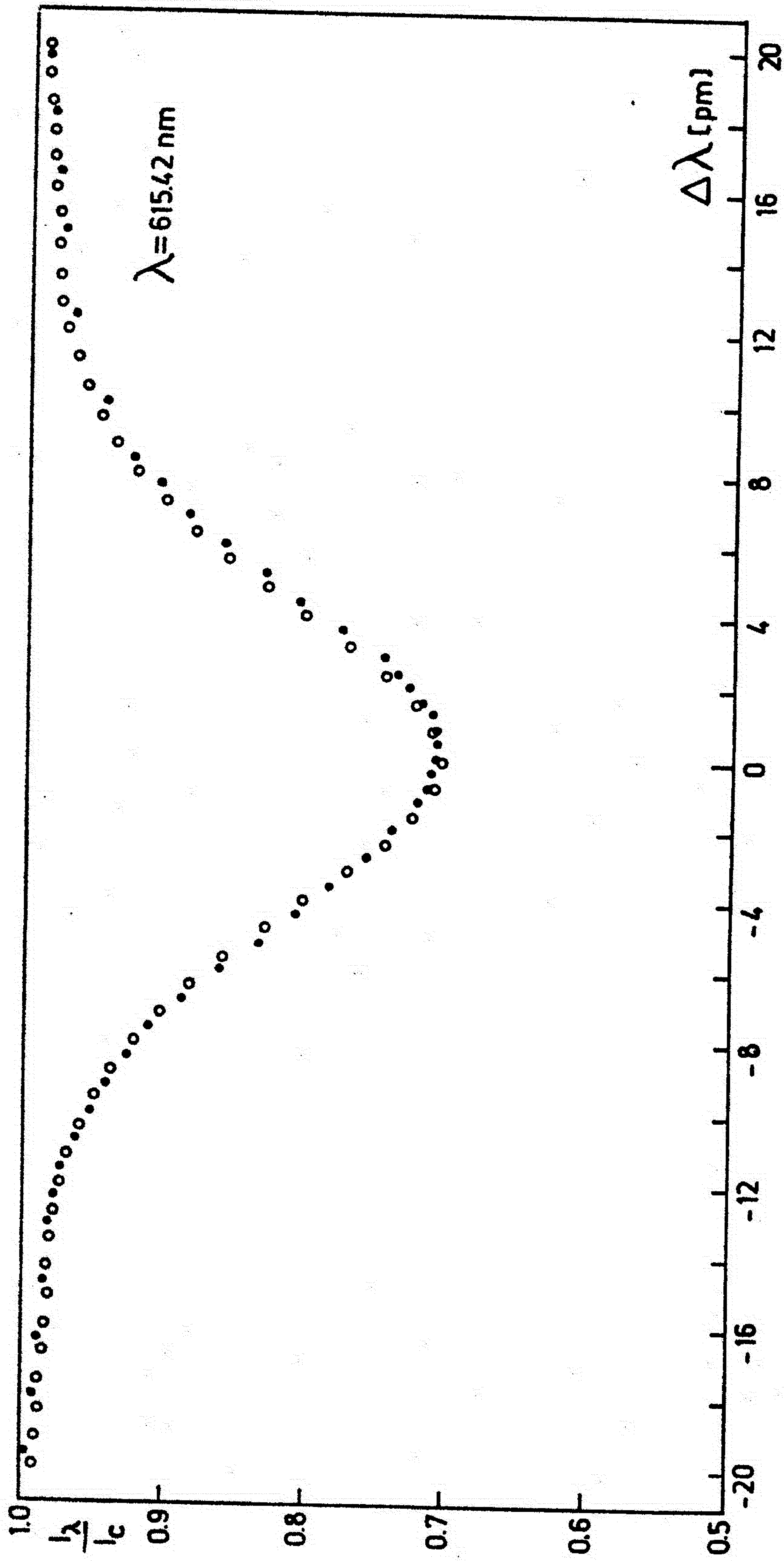
$\Delta\lambda$ $\mu$	1.0	0.8	0.6	0.44	0.28					
0.000	.572	.572	.586	.586	.592	.592	.603	.603	.602	.602
.004	.575	.570	.588	.584	.594	.590	.606	.601	.603	.601
.008	.582	.571	.592	.586	.598	.591	.609	.602	.607	.602
.012	.588	.575	.598	.590	.605	.593	.614	.603	.611	.607
.016	.597	.581	.607	.597	.612	.599	.621	.606	.617	.614
.020	.610	.590	.618	.605	.620	.607	.628	.611	.623	.620
.024	.622	.602	.628	.614	.632	.618	.637	.618	.633	.630
.028	.635	.617	.642	.626	.642	.630	.647	.629	.643	.640
.036	.667	.656	.673	.656	.668	.660	.670	.658	.667	.664
.044	.702	.700	.708	.703	.700	.688	.699	.690	.693	.693
.052	.745	.743	.742	.734	.730	.722	.730	.723	.725	.726
.060	.783	.788	.773	.770	.760	.757	.760	.755	.755	.757
.068	.818	.828	.806	.803	.788	.793	.787	.788	.786	.787
.076	.850	.857	.835	.835	.817	.825	.815	.815	.814	.818
.084	.877	.882	.863	.863	.843	.852	.842	.843	.838	.850
.092	.899	.901	.887	.888	.872	.877	.868	.868	.862	.878
.100	.917	.917	.908	.908	.897	.900	.892	.893	.887	.903
.108	.933	.931	.926	.926	.917	.917	.908	.915	.908	.918
.116	.943	.942	.939	.938	.930	.928	.920	.932	.923	.930
.124	.954	.951	.950	.947	.942	.938	.932	.944	.935	.940
.132	.961	.956	.959	.955	.951	.947	.942	.953	.946	.948
.148	.971	.965	.971	.966	.965	.959	.960	.964	.962	.959
.164	.978	.974	.979	.973	.975	.969	.972	.972	.972	.969
.180	.985	.980	.984	.978	.983	.976	.980	.978	.978	.976
.196	.989	.985	.988	.982	.988	.982	.984	.983	.984	.981
.228	.998	.992	.997	.990	.996	.992	.992	.990	.992	.989





Sl. 36. Posmatrani relativni inteziteti profila linije  $\lambda 616 \text{ nm}$ .

Kružići su podaci Piercea, a tačke Gurtovenka.



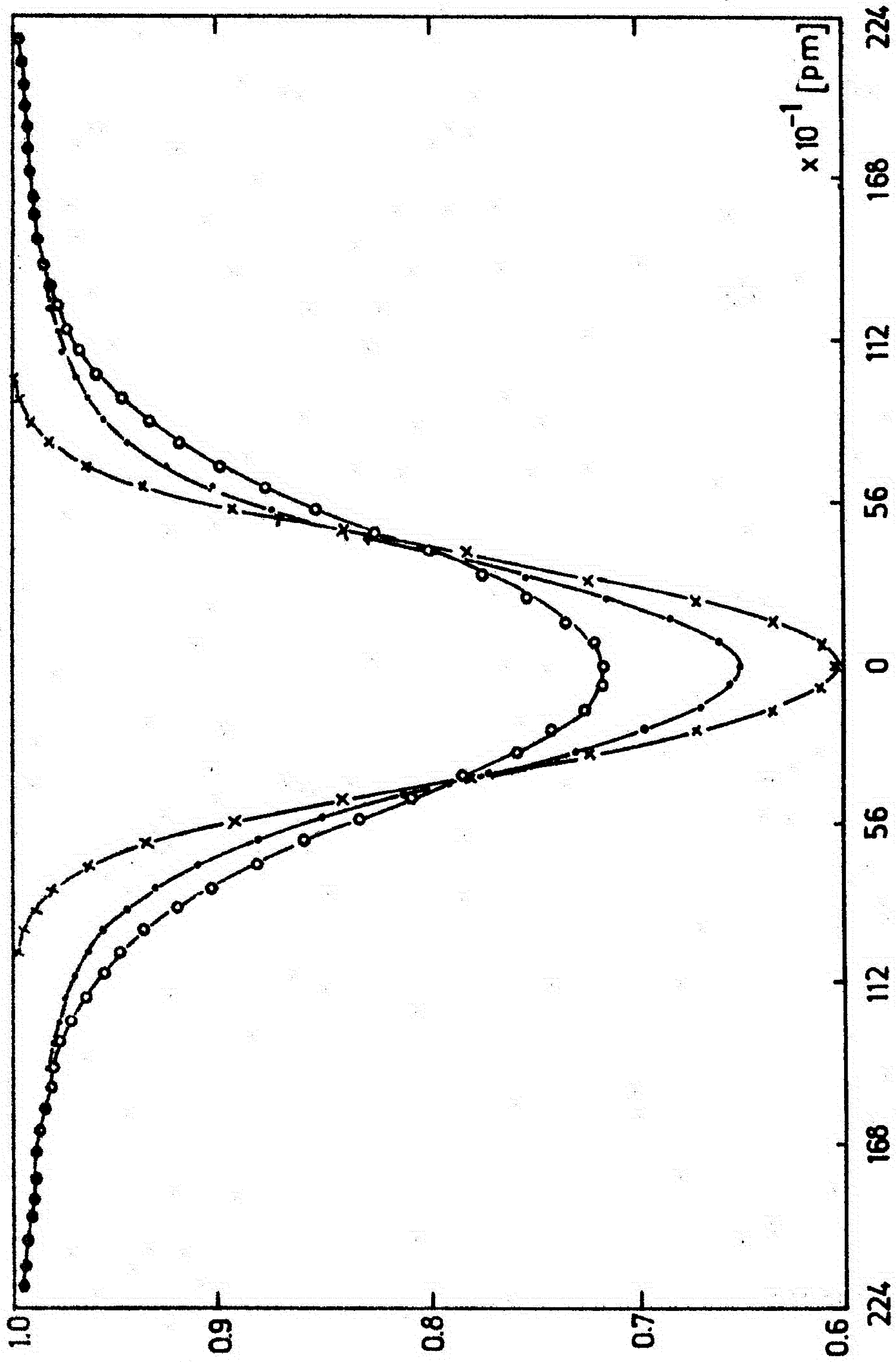
Sl. 35. Posmatrani relativni intezitet profila linije  $\lambda 615 \text{ nm}$ .

Kružići su podaci Piercea, a tačke Gurtovenka.



Već smo napomenuli da nije cilj ovog rada da izborom parametara u teoriji formiranja spektralnih linija dovodi do što boljeg slaganja teorijski sa posmatranim profilom, nego da da procenu udela sudarnih procesa u pomaku i asimetriji spektralnih linija. Međutim, da bi se izbegle sistemske greške u kvantitativnom upoređenju posmatranih i računatih parametara koji karakterišu asimetričnost spektralnih linija potrebno je da računati profil bude približno iste širine kao posmatrani. Odlučeno je da se to uradi na najjednostavniji način, pomoću jednog parametra. Pri izboru odgovarajućeg parametra korisno je znati kako deluju pojedini parametri na oblik profila. Na slici 37 je to prikazano u slučaju spektralne linije  $\lambda = 615$  nm. Kada je u račun uzeto samo termalno (Dopplerovo) i prirodno širenje, profil ima duboki minimum i relativno uska krila (profil obeležen sa krstićima na slici). Kada se uključi u račun i širenje pritiskom smanjuje se dubina, a povećava se širina u krilima spektralne linije (profil sa tačkama). Takođe se povećava i ekvivalentna širina linije. Makroturbulentna brzina (uzeta da je konstantna u sloju sunčeve fotosfere gde se linija stvara i da je u ovom primeru  $2 \text{ km s}^{-1}$ ), naročito utiče na jezgro, a veoma malo uticaj ima na daleka krila spektralne linije (profil sa kružićima). Ekvivalentna širina linije se praktično ne menja.

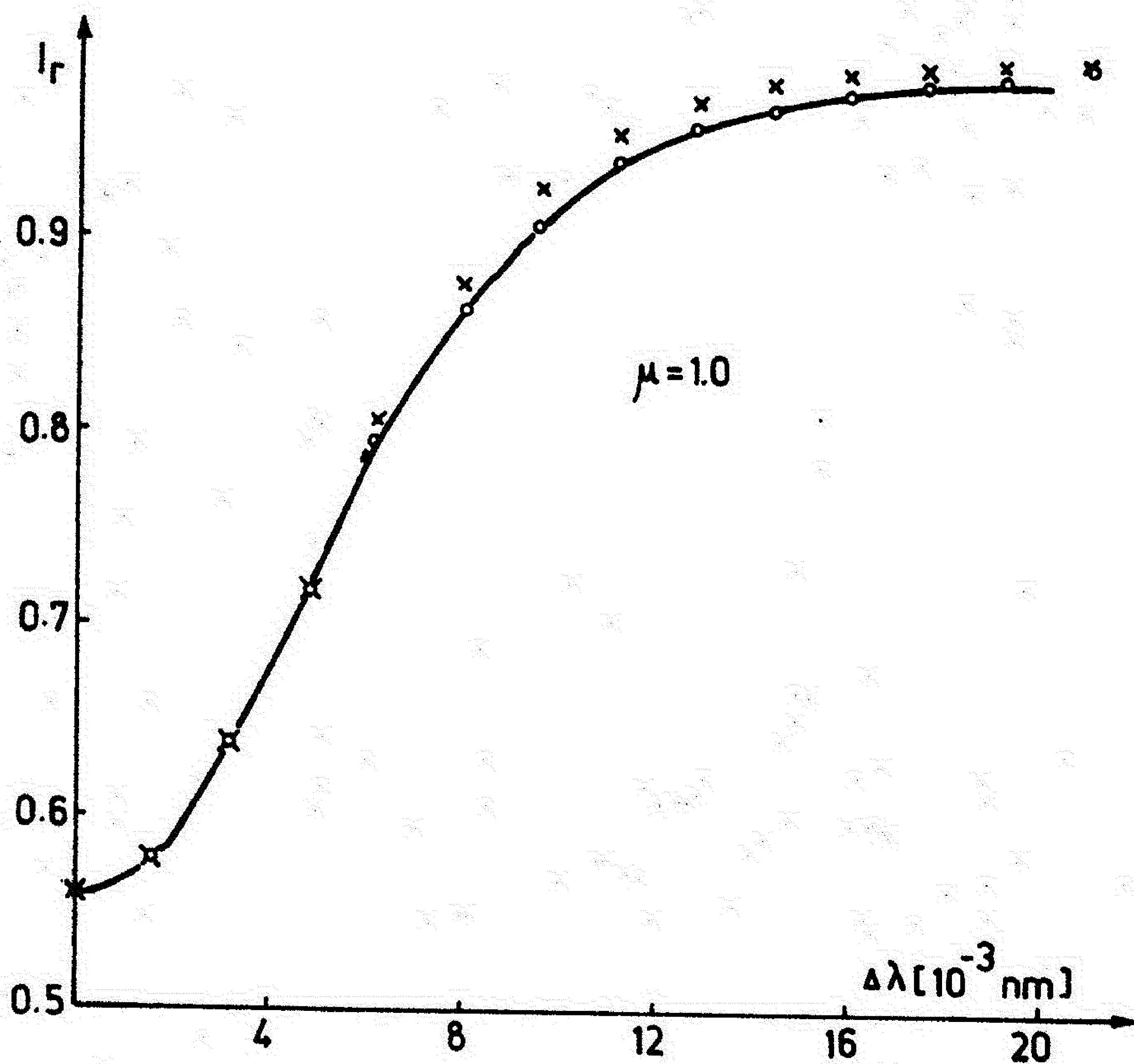
Na osnovu ovakvih analiza odlučeno je da u računu sintetičkih profila spektralnih linija makroturbulentnu brzinu uzimamo kao slobodan parametar. Makroturbulentna brzina je birana tako da centralni intenzitet računatog i posmatranog profila bude isti. S obzirom na relativno tanak sloj fotosfere u kome se formiraju naše spektralne linije smatramo da je makroturbulentna brzina konstantna u celom sloju. Sintetički profil dobijen sa tako izabranom vrednošću makroturbulentne brzine prihvaćen je za dalju analizu uticaja sudarnih procesa na spektralnu liniju.



Sl. 37. Promena profila spektralne linije pod uticajem raznih parametra



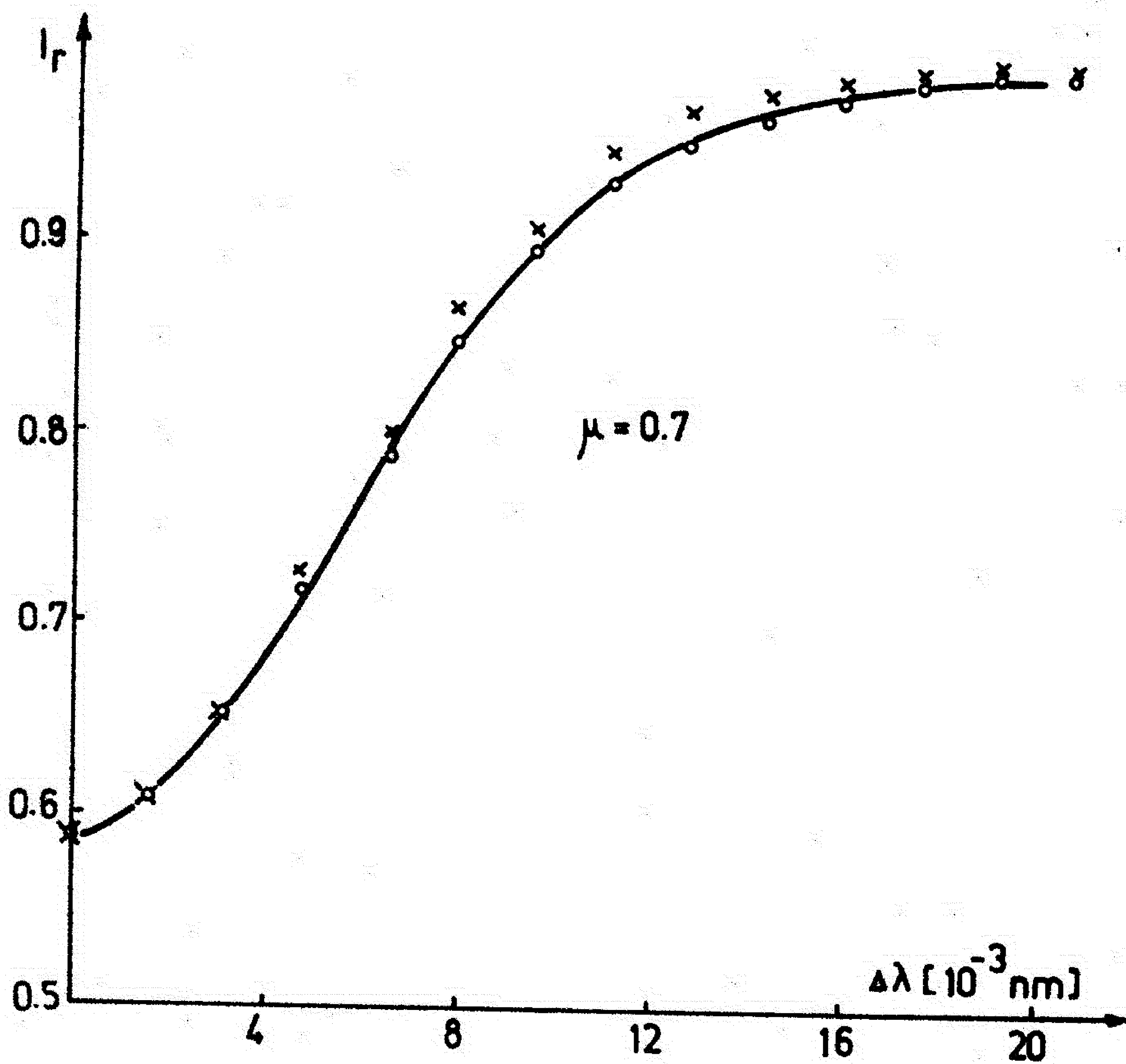
Kolika je saglasnost između tako računatog i posmatranog profila možemo videti na osnovu nekoliko primera upoređenja sintetičkih i posmatranih profila.



Sl. 38. Posmatrani (puna linija) i računati (x - S-R potencijal, o - L-J potencijal) profili linije  $\lambda 616$ , za  $\mu = 1$ .

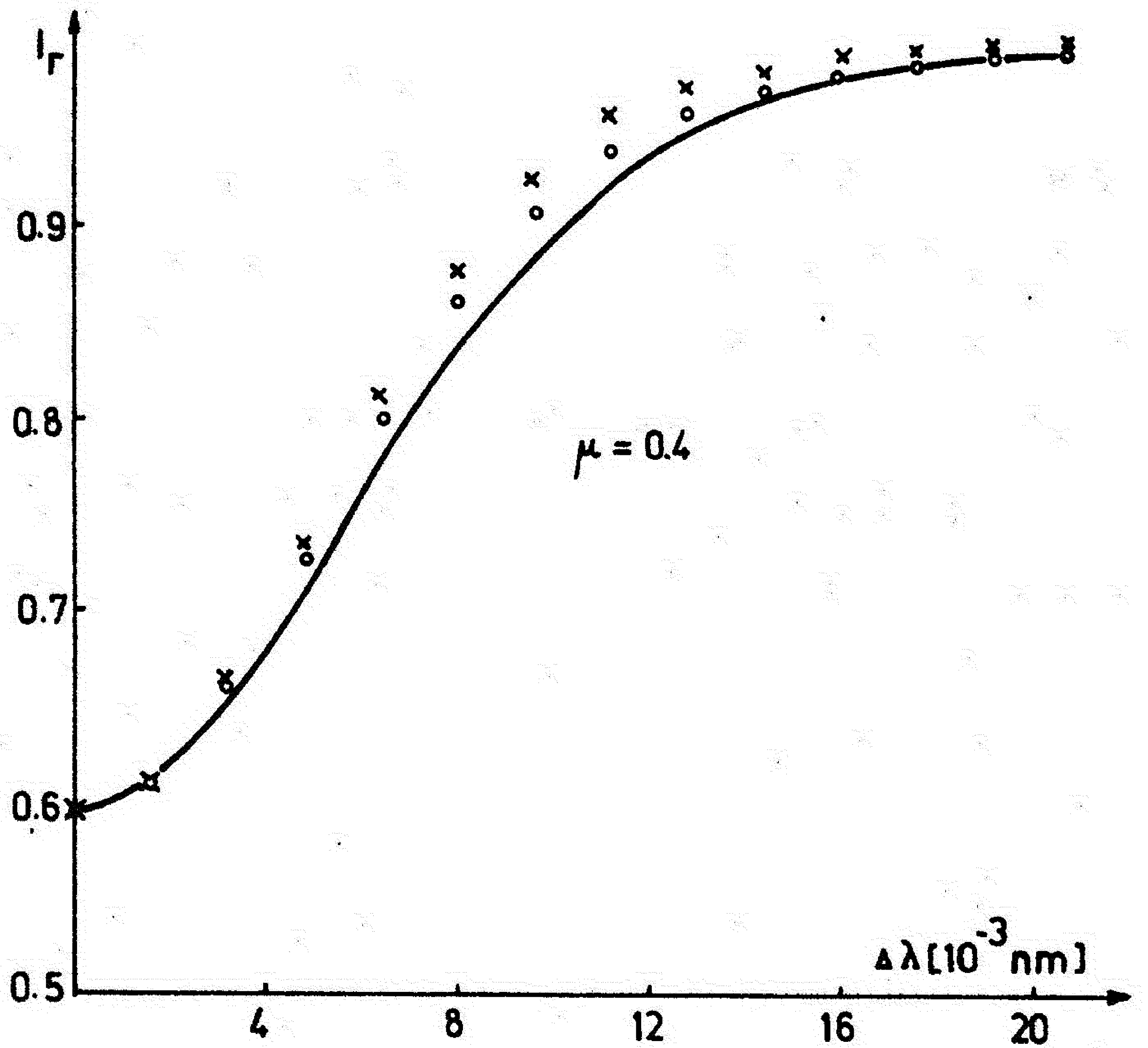
Na slikama od 38 do 41 dati su grafici crvene polovine računatih i posmatranih profila spektralne linije NaI ( $\lambda = 616.1$  nm) za četiri vrednosti heliocentričnog ugla ( $\cos \theta = 1, 0.7, 0.4$  i  $0.2$ ). Sintetički profili su računati na osnovu Smirnov-Roueffovog i Lennard-Jonesovog potencijala interakcije između perturbatora i apsorbera. Sa slika se vidi da se profili sintetičkih i posmatranih spektralnih linija prilično dobro slažu, naročito u okolini centra Sunčevog diska. Najveće odstupanje je u tački

blizu kraja Sunčevog diska, iznosi manje od 10 % izraženo u jedinicama intenziteta lokalnog kontinuuma. Ovo odstupanje ne unosi grešku u računati pomak spektralne linije, jer pomak se računa na osnovu talasne dužine u minimumu intenziteta spektralne linije, gde nema odstupanja između posmatranih i računatih profila. Takođe se može smatrati da on nema uticaja na parametre koji karakterišu profil kao celinu (npr. eksces, asimetrija, težište).

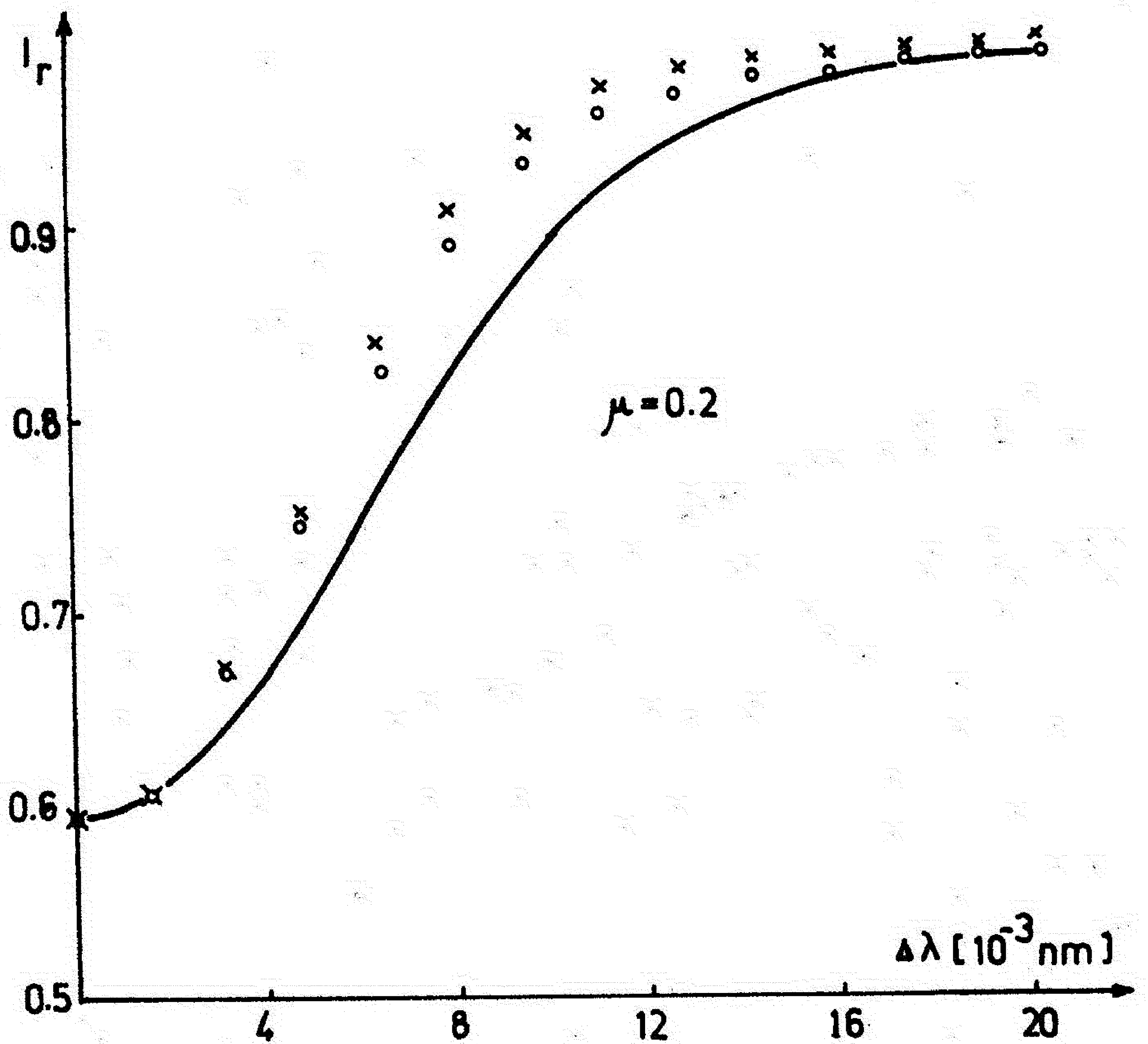


Sl. 39. Posmatrani (puna linija) i računati (x - S-R potencijal, o - L-J potencijal) profili linije  $\lambda 616$ , za  $\mu = 0.7$ .





Sl. 40. Posmatrani (puna linija) i računati (x - S-R potencijal, o - L-J potencijal) profili linije  $\lambda 616$ , za  $\mu = 0.4$ .



Sl. 41. Posmatrani (puna linija) i računati (x - S-R potencijal, o - L-J potencijal) profili linije  $\lambda 616$ , za  $\mu = 0.2$ .

#### 4.2.4. Limb-efekt

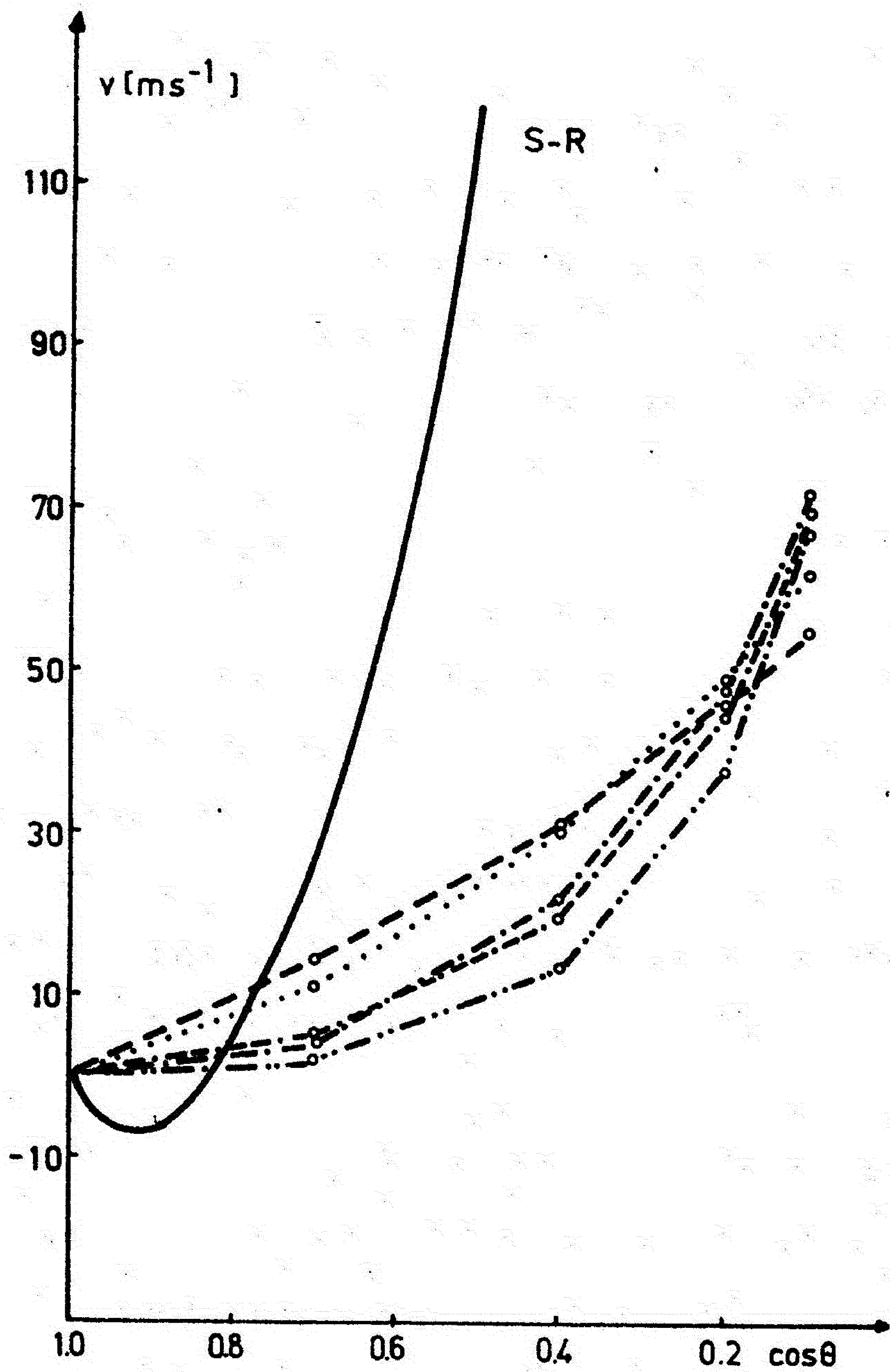
Promena talasne dužine spektralne linije od centra ka limbu Sunca, tj. u funkciji heliocentričnog ugla je u stvari klasična definicija limb-efekta. Uobičajeno je, naročito kod posmatranja limb-efekta, da promenu talasne dužine računamo u odnosu na njenu vrednost u centru Sunčevog diska. Poštujući ovaj običaj mi ćemo takode prvo izvršiti analizu dobijenih rezultata pomaka u odnosu na centar Sunčevog diska.

U praksi, merenja pomaka spektralnih linija se vrše raznim metodama. Za nas je interesantno deliti metode merenja po tome koji deo profila koriste za definiciju položaja spektralne linije. Poželjno je ukazati na neke razlike u položaju spektralnih linija kod raznih metoda merenja. Simulacija svih metoda nije naš zadatak, ali smo, kao primer, izabrali dva krajnja slučaja. Prvi slučaj je kad se položaj spektralne linije određuje na osnovu jedne tačke, tačke minimuma, u profilu (vrh spektralne linije), a drugi slučaj je kad se položaj spektralne linije određen na osnovu težišta profila.

Pomak sintetičke spektralne linije u odnosu na njen neporemećeni položaj se relativno lako dobije. Prema tome, pruža se prilika da se izvrši analiza pomaka i u, uslovno rečeno, apsolutnoj skali talasne dužine (tako dobijeni pomak ćemo zvati apsolutnim), što je veoma teško učiniti u slučaju merenih podataka. Apsolutne vrednosti pomaka nam pružaju daleko jednostavnije tumačenje dobijenih rezultata nego relativne: ne javlja se večna dilema: gde je nula koordinatnog sistema, odn. klasično pitanje da li se plavi pomak smanjuje ili se crveni pomak povećava?

Shodno rečenom, analizirani su podaci sintetičkih spektralnih linija. Rezultati su predstavljani grafički na slikama od 42 do 63.





Sl. 42. Limb-efekt vrha spektralnih linija za S-R potencijal.

Oznake: puna linija - posmatrani srednji limb-efekt,

---  $\lambda 616$ , ...  $\lambda 615$ , -.-  $\lambda 515$ , ..-  $\lambda 475$ , --.  $\lambda 454$ .

Analizu dobijenih rezultata ćemo izvršiti na osnovu grafikona. Na slici 42 je dat grafik pomaka vrha sintetičkih spektralnih linija iz spektralne serije  $3p^2 P^0 - ns^2 S$ , za  $n = 5, 6, 7, 8$  za slučaj Smirnov-Roueffovog po-

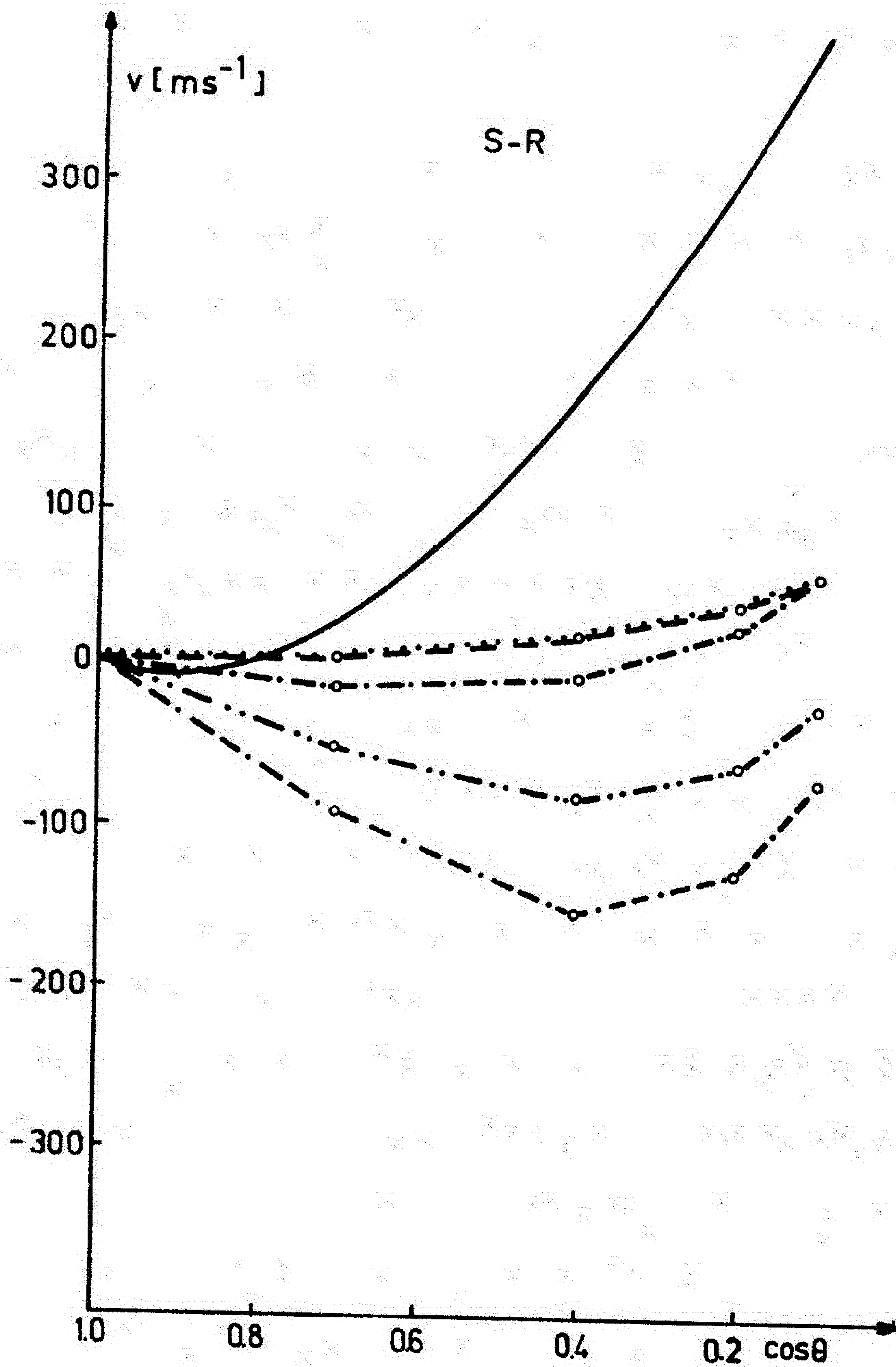
tencijala interakcije. Na apcisi koordinatnog sistema je kosinus heliocentričnog ugla, a na ordinati je pomak, izražen u brzinskim jedinicama ( $\text{m s}^{-1}$ ) radi lakšeg upoređenja rezultata za linije iz raznih spektralnih oblasti. Na slici je dat i grafik posmatranog limb-efekta koji je dobijen usrednjavanjem rezultata merenja više autora (sl. 2). Nažalost, nema posmatračkih podataka za natrijumove linije iz naše serije, tako da ovaj grafik ima samo ilustrativni karakter i ne može se izvršiti strogo uporedivanje naših rezultata sa posmatranjima.

Sa grafika se vidi da sa rastom heliocentričnog ugla, monotono raste i crveni pomak za svaku spektralnu liniju iz serije, postigavši, u srednjem, najveću vrednost oko  $60 \text{ m s}^{-1}$  na kraju Sunčevog diska. Ako se uzme da je vrednost posmatranog limb-efekta na kraju diska oko  $600 \text{ m s}^{-1}$ , onda možemo zaključiti da sudarni procesi u ovom slučaju učestvuju sa oko 10 % u limb-efekt. Međutim, ovaj zaključak je tačan samo za kraj Sunčevog diska. Oko centra diska taj procenat može da se poveća i na 100. Očigledno je da ovakav zaključak ne možemo da prihvatimo za realnu procenu učešća sudarnih procesa u pomak spektralnih linija, pa je neophodno analizirati pomake i u apsolutnoj skali talasnih dužina. No, pre nego predemo na analizu apsolutnih pomaka, da detaljnije razmotrimo relativne pomake za svaku liniju iz naše spektralne serije.

Zajednički donji  $3p^2 P^0$  energetski nivo prelaza za sve linije iz serije se sastoji iz dva podnivoa. Razlika energije tih podnivoa je zanemarljivo mala u odnosu na razliku energetskih nivoa prelaza, pa zbog toga potencijali interakcije sudarajućih čestica za ta dva nivoa praktično se ne razlikuju. Ipak se vidi mala razlika između limb-efekta spektralne linije  $\lambda 616$  (prelaz  $3p^2 P_{1/2}^0 - 5s^2 S$ ) i spektralne linije  $\lambda 615$  ( $3p^2 P_{3/2}^0 - 5s^2 S$ ). Ta razlika se javlja zbog razlike u dubini formiranja ovih spektralnih linija, što



je povezano preko optičke dubine u liniji sa naseljenošću energetskih nivoa atoma. (razlika u broju apsorbera za ove dve linije se javlja zbog razlike energije ekscitacije njihovih donjih nivoa prelaza (energetski nivo  $3p^2 p^0$  ima dva podnivoa sa različitim  $j$ ), što dovodi do razlike u broju atoma koji su sposobni da apsorbuju zračenje na talasnoj dužini 616 nm odn. 615 nm).



Sl. 43. Limb-efekt težišta spektralnih linija za S-R potencijal.

Oznake su iste kao na sl. 42.

Pošto pomak spektralne linije zavisi pored pomaka koeficijenta apsorpcije i od parametara sredine, koji se menjaju sa dubinom, mora da se javlja razlika i u limb-efektu ove dve linije.

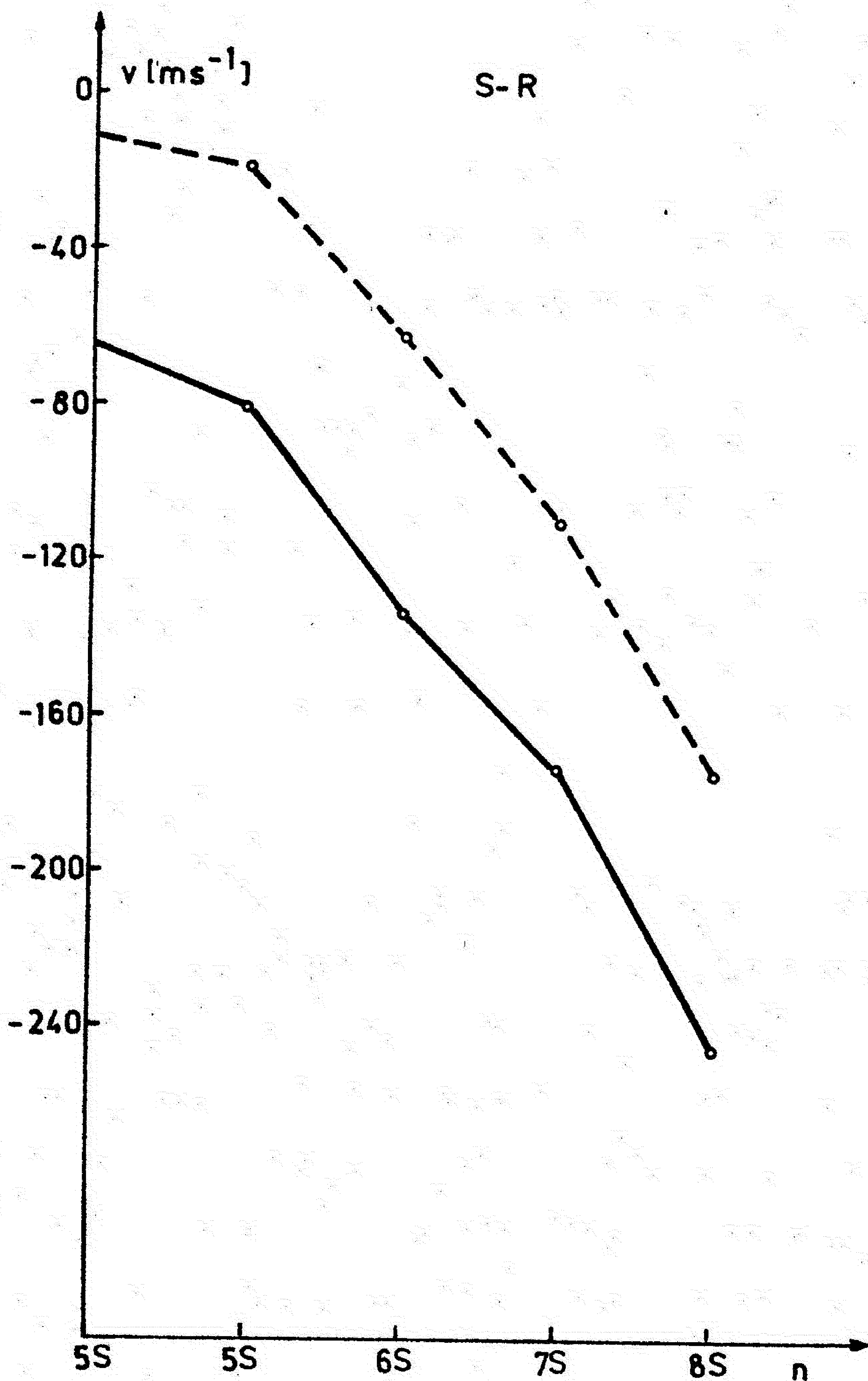
Spektralna linija  $\lambda 616$  ima veći limb-efekt od linije  $\lambda 615$  na velikom delu Sunčevog diska, dok na kraju diska limb-efekt linije  $\lambda 615$  postaje veći.

Sa rastom glavnog kvantnog broja gornjeg energetskog nivoa prelaza smanjuje se limb-efekt na najvećem delu Sunčevog diska. Izuzetak od ovog pravila je limb-efekt spektralne linije  $\lambda 454$ . Limb-efekt ove spektralne linije je veći od limb-efekta linije  $\lambda 475$  do heliocentričnog ugla od oko  $50^\circ$  ( $\cos \theta = 0.6$ ), a veći je po celom disku Sunca od limb-efekta linije  $\lambda 515$ .

Limb-efekt težišta spektralnih linija u slučaju Smirnov-Roueffovog potencijala interakcije je prikazan na slici 43. U ovom slučaju ne možemo govoriti o postojanju neke regularnosti u ponašanju limb-efekta u seriji spektralnih linija. Čak se ni već uobičajeni oblik limb-efekta ne vidi u slučaju spektralnih linija  $\lambda 475$  i  $\lambda 454$ . Naime, u slučaju linije  $\lambda 475$  limb-efekt ima suprotan znak od uobičajenog, a maksimalna vrednost limb-efekta je na  $\cos \theta = 0.4$ . Limb-efekt linije  $\lambda 454$  takođe ima suprotan znak od uobičajenog, sa maksimalnom vrednošću, takođe oko  $\cos \theta = 0.4$ .

Na sl. 44 je prikazan pomak vrha spektralnih linija u apsolutnoj skali talasne dužine u zavisnosti od vrednosti glavnog kvantnog broja za  $\cos \theta = 1$  i  $\cos \theta = 0.1$ . Uočava se razlika u pomaku kod linija  $\lambda 616$  i  $\lambda 615$ . Zavisnost pomaka spektralne linije od glavnog kvantnog broja gornjeg energetskog nivoa prelaza je skoro linearna i ima isti nagib za  $\cos \theta = 1$  i  $\cos \theta = 0.1$ .

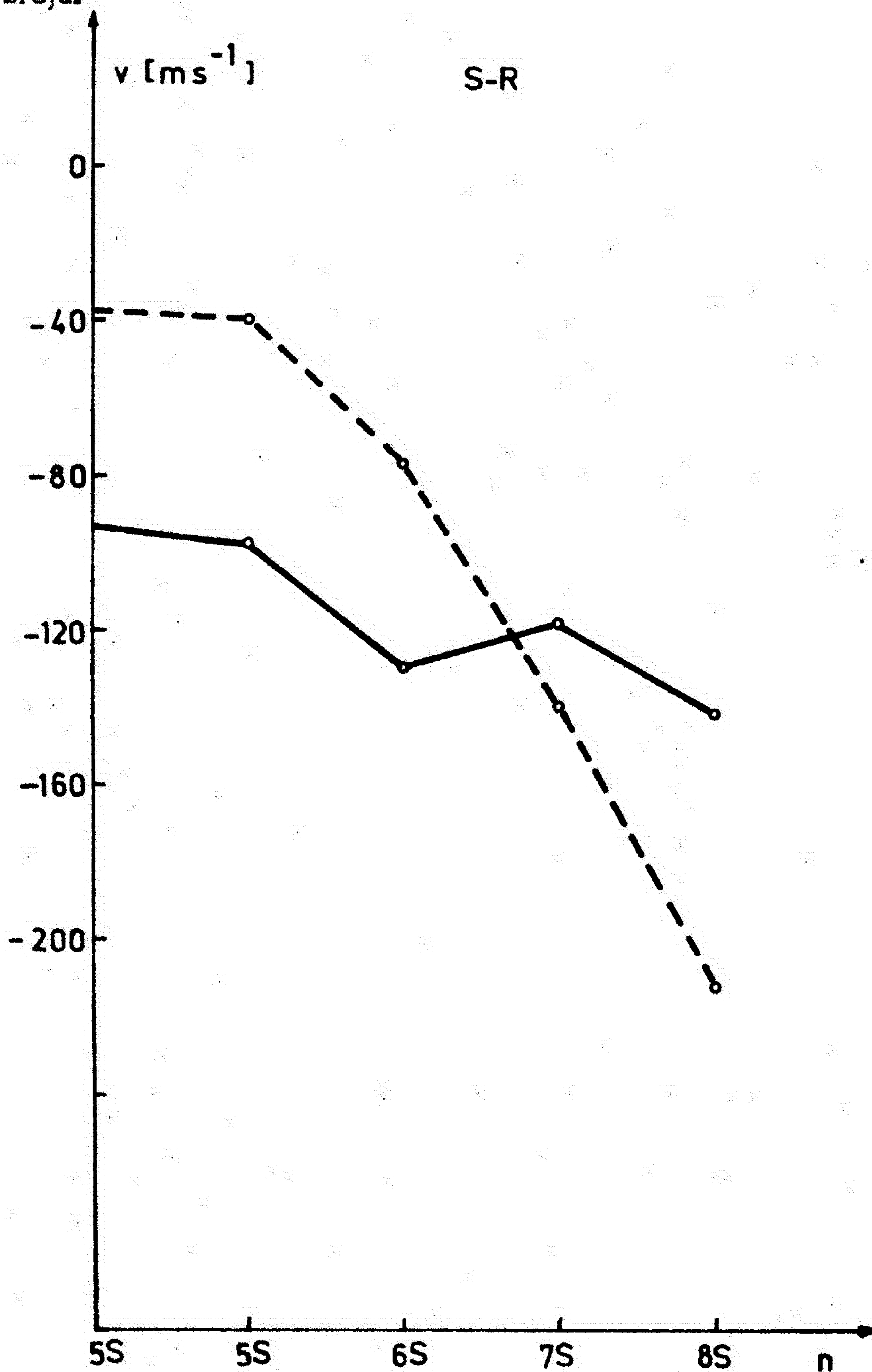




Sl. 44. Pomak vrha spektralnih linija u zavisnosti od glavnog kvantnog broja, za dva položaja na Sunčevom disku (neprekidna linija za  $\mu = 1$ , a isprekidana za  $\mu = 0.1$ ).

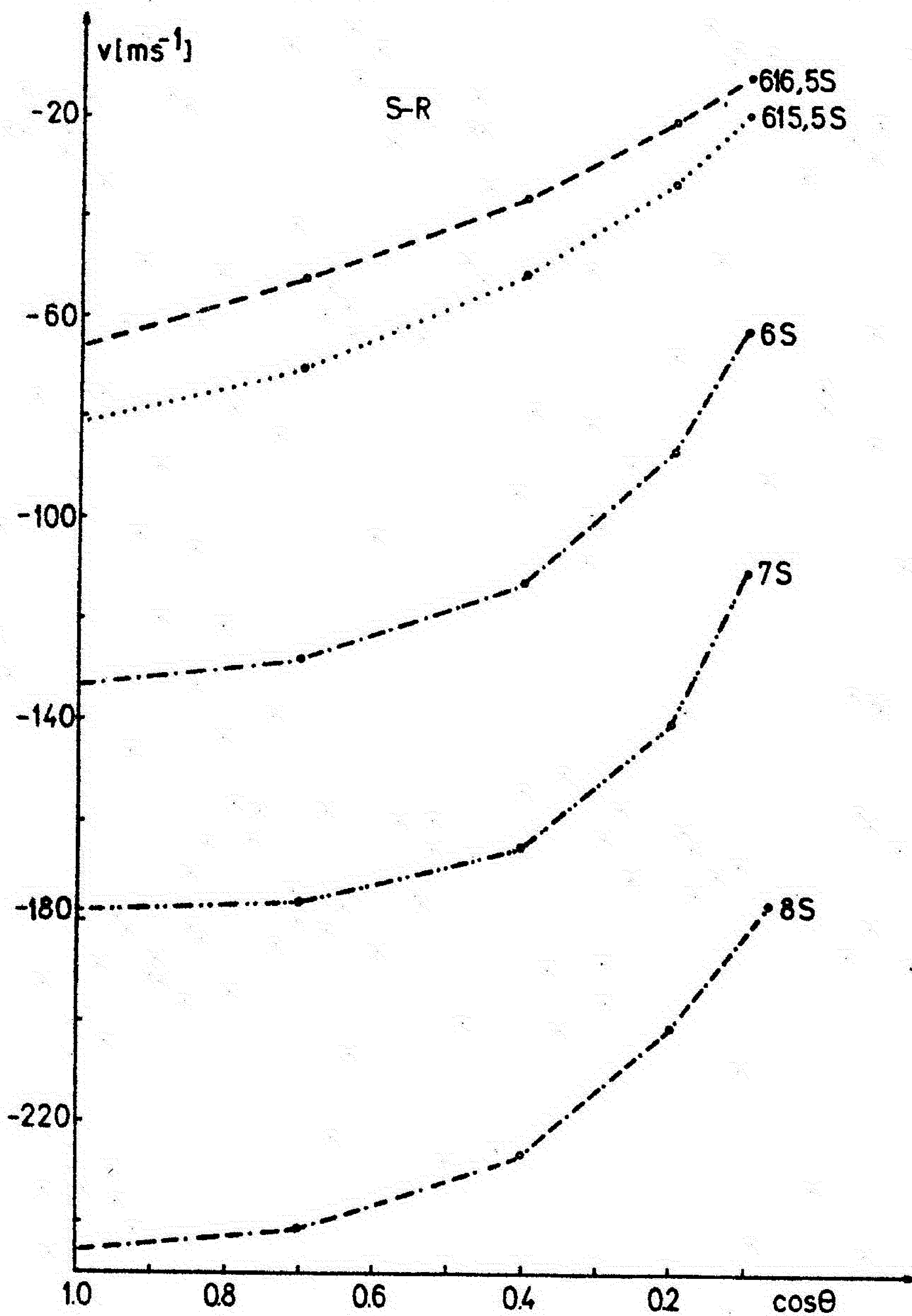
Zavisnost pomaka težišta spektralnih linija od glavnog kvantnog broja gornjeg energetskog nivoa prelaza je prikazan na sl. 45. Razlika u pomaku između linija  $\lambda 616$  i  $\lambda 615$  je manja nego u slučaju pomaka vrha spekt-

ralnih linija. Sporije raste negativan pomak u zavisnosti od glavnog kvantnog broja za  $\cos \theta = 1$  od pomaka za  $\cos \theta = 0.1$ . Pomak za 6S nivo u centru Sunčevog diska remeti glatki tok zavisnosti pomaka od glavnog kvantnog broja.



Sl. 45. Pomak težišta spektralnih linija u zavisnosti od glavnog kvantnog broja, za dva položaja na Sunčevom disku (neprekidna linija za  $\mu = 1$ , a isprekidana za  $\mu = 0.1$ ).

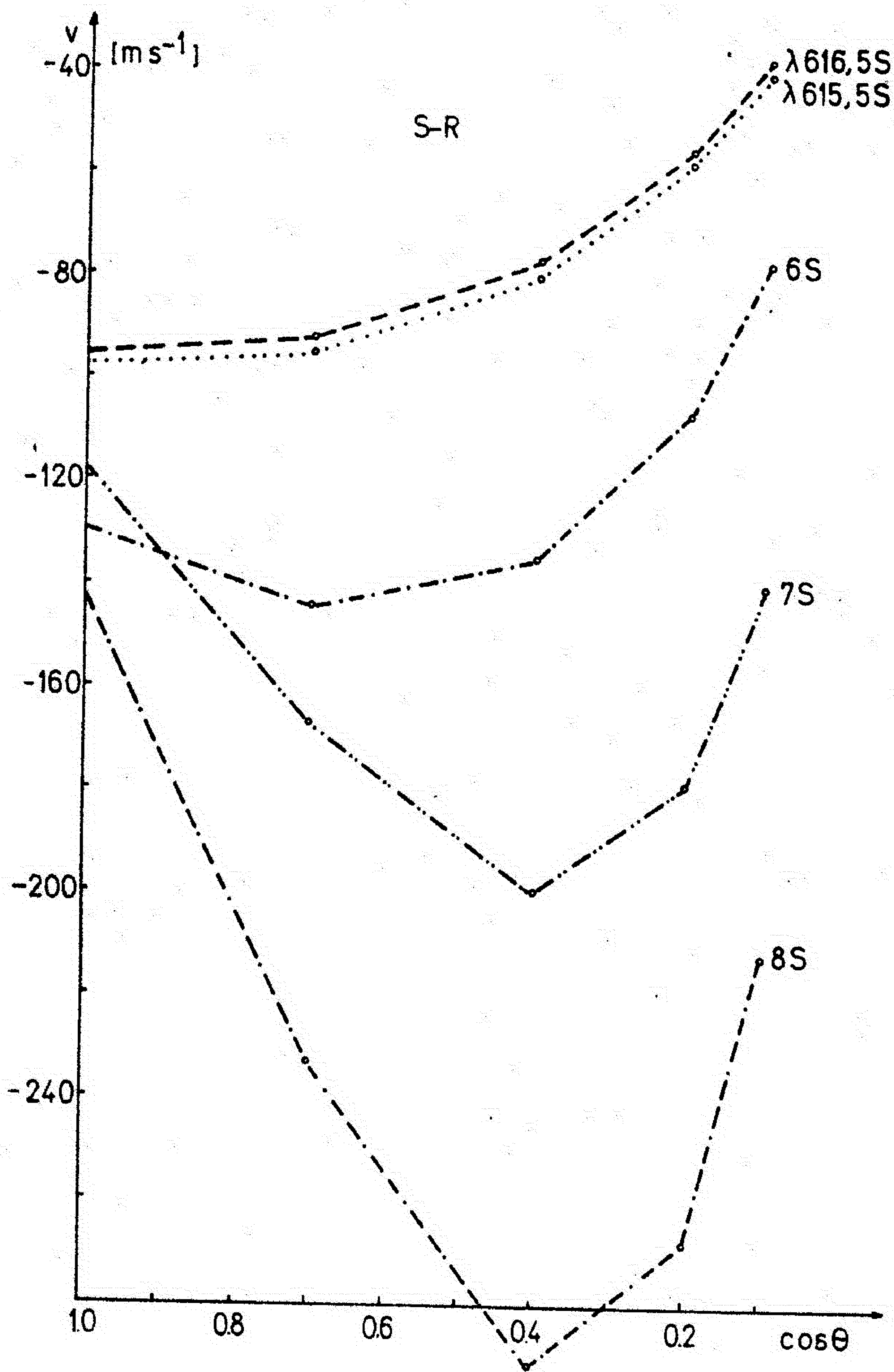




Sl. 46. Pomak vrha spektralnih linija u apsolutnoj skali.

Na sl. 46 i 47 su prikazani grafikoni pomaka za vrh i za težište spektralnih linija u apsolutnoj skali talasne dužine, koji je ovde izražen u brzinskim jedinicama. Na ovim slikama se vide sve one karakteristike limb-efekta o kojima je bilo detaljnije reči u dosadašnjoj analizi podataka. Ovde samo želim da skrenem pažnju na oblike funkcije promene

pomaka u zavisnosti od heliocentričnog ugla.

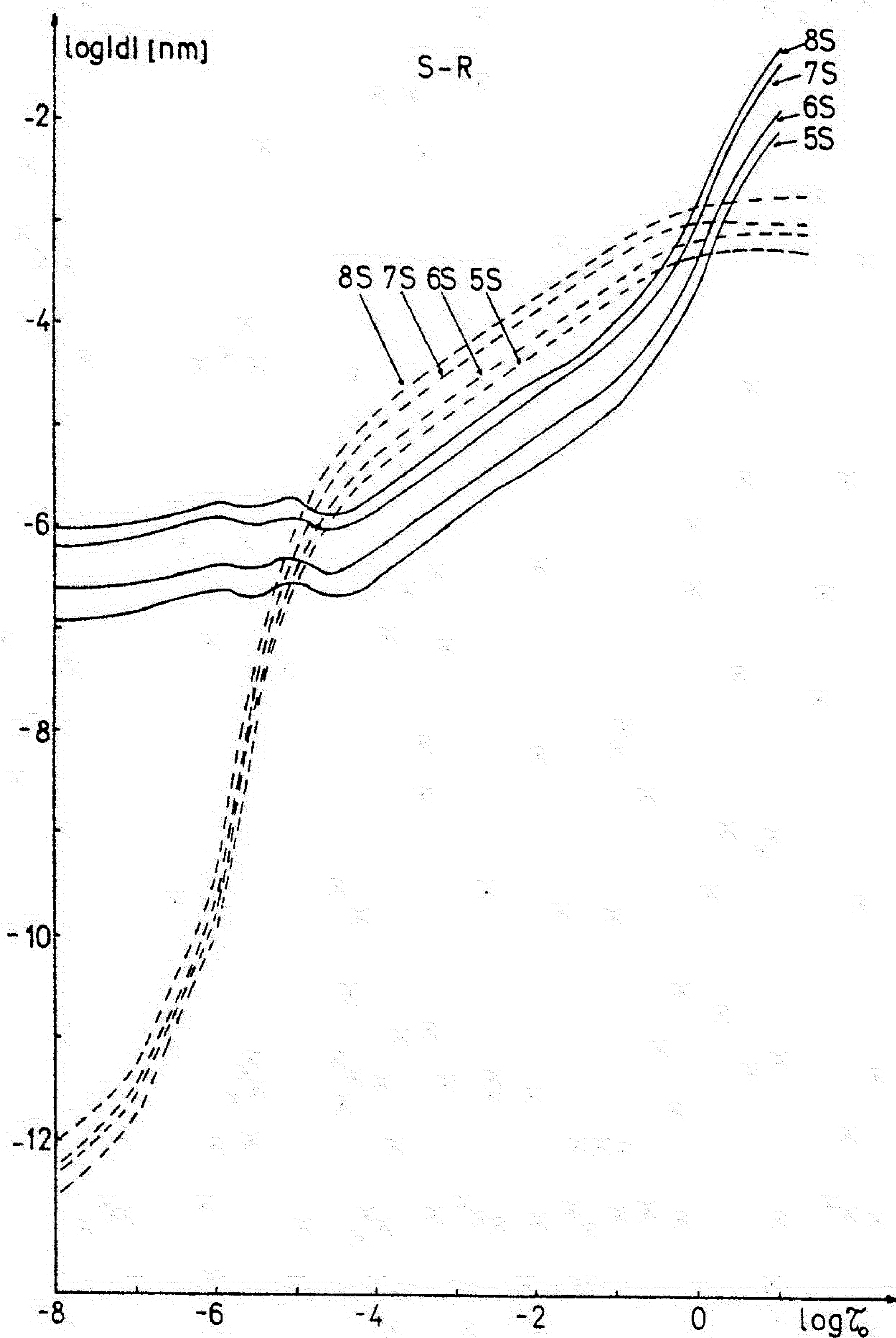


Sl. 47. Pomak težišta spektralnih linija u apsolutnoj skali.

Gore navedene osobine limb-efekta i pomaka spektralnih linija su posledica simultanog uticaja sudara neutralnih i naelektrisanih perturbatora sa apsorberom i mogu se razumeti ako se analiziraju uticaji sudara na pomak profila koeficijenta apsorpcije u celoj atmosferi Sunca.



U slučaju naših spektralnih linija sudari apsorbera i neutralnih perturbera u uslovima Sunčeve fotosfere izaziva plavi pomak, a sudari sa naelektrisanim česticama izaziva crveni pomak koeficijenta apsorpcije. U zavisnosti od dubine u fotosferi, tj. od lokalnih parametara sredine, menja se veličina pomaka izazvana ovim procesima.



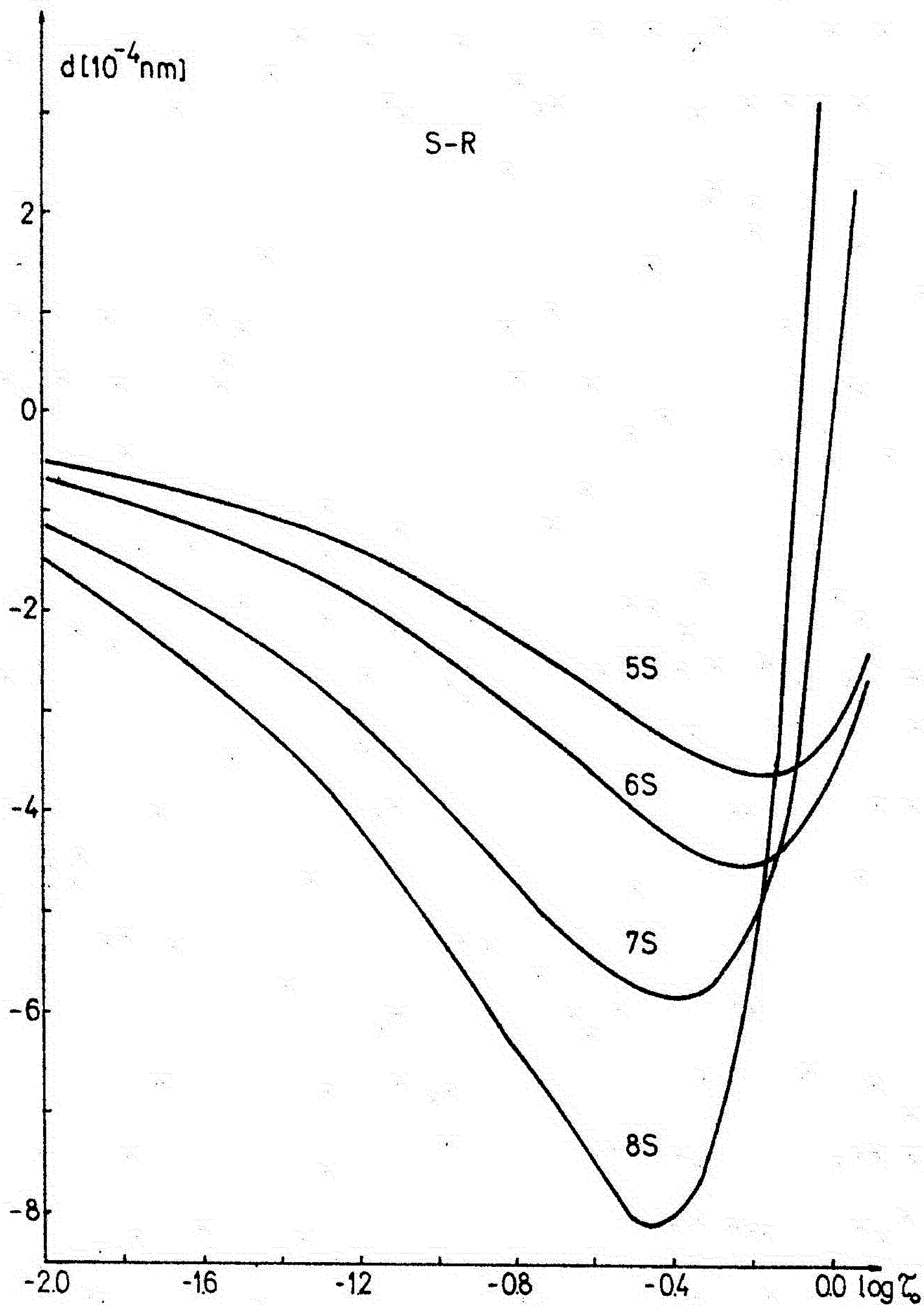
Sl. 48. Pomak koeficijenta apsorpcije u funkciji dubine u Sunčevoj atmosferi. Puna linija je za naelektrisane čestice, a isprekidana za neutralne čestice.

Na sl. 48. je prikazana ova promena u slučaju HSRA modela Sunčeve atmosfere. Logaritam apsolutne vrednosti pomaka za sve linije u našoj seriji je na ordinati, a optička dubina za 500 nm je na apcisi koordinatnog sistema. Odmah se da uočiti da u hromosferi (iznad temperaturskog minimuma) preovladava Starkov pomak prouzrokovan sudarom naelektrisanih čestica, dok u velikom delu fotosfere preovladava plavi pomak koji potiče od sudara sa neutralnim česticama. Ova dva pomaka se izjednačuju po veličini u okolini temperaturskog minimuma ( $\log \tau_0 = -5$ ) i u dubokim slojevima fotosfere ( $\log \tau_0 = 0$ ). U dubljim slojevima fotosfere preovlađuje crveni pomak izazvan sudarom naelektrisanih čestica.

Na sl. 49 je prikazan grafikon zbira pomaka izazvan sudarom naelektrisanih i neutralnih čestica u onom delu atmosfere Sunca gde se formira glavni deo naših spektralnih linija (na ordinati je pomak, a na apcisi je optička dubina). Sa grafika se vidi da je zavisnost pomaka koeficijenta apsorpcije od optičke dubine složena funkcija (u daljem tekstu ćemo upotrebiti sledeće skraćenice: pomak koeficijenta apsorpcije = PKA, funkcija PKA = FPKA), koja ima maksimalnu vrednost u oblasti gde se očekuje stvaranje jednog dela profila spektralnih linija. U okolini optičke dubine 1 ( $\log \tau_0 = 0$ ) plavi pomak veoma brzo opada do nule i nastavlja da raste u crvenom smeru. Sa rastom glavnog kvantnog broja gornjeg energetskog nivoa prelaza položaj maksimuma plavog pomaka se pomera ka manjim optičkim dubinama, što je suprotno od tendencije efektivne dubine formiranja spektralnih linija, koja raste sa rastom glavnog kvantnog broja. Sa rastom glavnog kvantnog broja raste i veličina maksimalnog plavog pomaka.

Na osnovu zavisnosti PKA od optičke dubine sa jedne strane i na osnovu optičke dubine formiranja profila spektralnih linija sa druge stra-

ne, može se objasniti dobijeni limb-efekt i pomak spektralnih linija. Pri takvoj analizi uvek treba voditi računa o tome da su limb-efekt i pomak spektralnih linija integralni efekt PKA i funkcije izvora duž optičkog puta stvaranja spektralnih linija.



Sl. 49. Zbir pomaka izazvan sudarom naelektrisanih i neutralnih čestica u funkciji dubine.



Vrh linije se stvara višlje u fotosferi od njenog krila. U našoj seriji spektralnih linija visina stvaranja opada sa rastom glavnog kvantnog broja gornjeg energetskeg nivoa prelaza. Na osnovu ovih opštih konstatacija možemo da objasnimo tok limb-efekta spektralnih linija serije.

Vrh linije  $\lambda 616$  i  $\lambda 615$  potiče iz oblasti fotosfere oko  $\log \tau_0 = -1$ , gde je FPKA skoro linearna. Ovakav tok FPKA određuje oblik limb-efekta (sl. 42 i 45).

Vrh linije  $\lambda 515$  se stvara niže od vrha linija  $\lambda 616$  i  $\lambda 615$  (sl. 32), pa prema tome oseća se uticaj minimuma FPKA (sl. 49), koji čini rast limb-efekta sporijim u centru Sunčevog diska (dublji slojevi). Blizu kraja Sunčevog diska, ovaj uticaj postaje zanemarljiv (viši slojevi) i limb-efekt linije  $\lambda 515$  postaje veći od limb-efekta prve dve linije u seriji.

Limb efekt vrha linije  $\lambda 475$  u centru Sunčevog diska potpuno je pod uticajem minimuma FPKA i vrlo malo raste do  $\cos \theta = 0.7$ . Na većim heliocentričnim uglovima uticaj minimuma FPKA se smanjuje i limb-efekt brzo raste u blizini kraja Sunčevog diska. Međutim, zbog pomerenog minimuma FPKA ka višim slojevima fotosfere sa jedne strane i stvaranja spektralne linije u nižim slojevima s druge strane, limb-efekt vrha ove spektralne linije ostaće manji na celom Sunčevom disku od limb-efekta vrha spektralne linije  $\lambda 515$ .

FPKA spektralne linije  $\lambda 454$  ima veoma duboki minimum, koji se nalazi u oblasti stvaranja vrha spektralne linije. Ovaj duboki minimum obezbeđuje relativno veliki limb-efekt spektralne linije  $\lambda 454$  na celom Sunčevom disku.

Limb-efekt težišta spektralnih linija je, kao što smo već ranije rekli rezultat integralnog dejstva u celoj dubini stvaranja spektralnih linija. Zbog toga je teže naći jasnu kvantitativnu vezu limb-efekta sa FPKA.

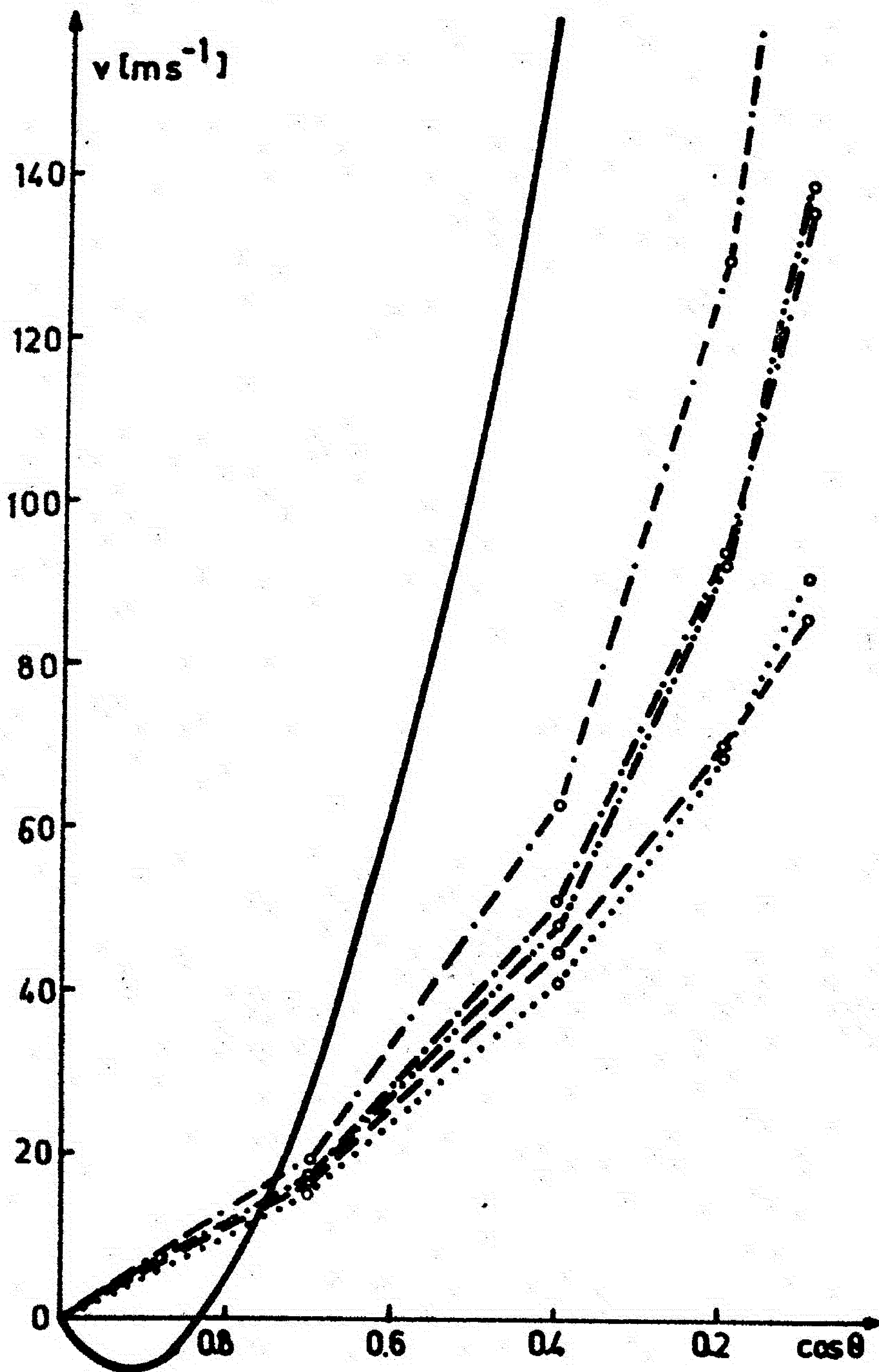
Međutim, prihvatajući činjenicu da se cela linija, u srednjem, stvara dublje od vrha linije, možemo kvalitativno objasniti limb-efekt težišta spektralnih linija.

Spektralne linije  $\lambda 616$  i  $\lambda 615$  se stvaraju u oblasti optičke dubine, gde vrednosti FPKA desno od minimuma nemaju znatnog uticaja na limb-efekt. Zbog toga ove dve spektralne linije imaju limb-efekt koji raste sa rastom heliocentričnog ugla (sl. 43).

Spektralna linija  $\lambda 515$  u centru Sunčevog diska se stvara u oblasti optičke dubine, gde uticaj FPKA sa desne strane od njenog minimuma dovoljno veliki da izaziva veći pomak odn. limb-efekt, nego na jednom delu van centra Sunčevog diska. Takva kombinacija dubine stvaranja spektralne linije i FPKA dovodi do minimuma limb-efekta van centra Sunčevog diska (oko  $\cos \theta = 0.7$ , sl. 43).

Spektralne linije  $\lambda 475$  i  $\lambda 454$  u centru Sunčevog diska se stvaraju u oblasti optičke dubine kojoj odgovaraju vrednosti FPKA desno od minimuma. Idući ka većim heliocentričnim uglovima, optička dubina stvaranja spektralnih linija se smanjuje, i kod obe linije prelazi kroz oblast optičke dubine kojoj odgovara minimum FPKA. Pošto se ove spektralne linije stvaraju u relativno uskoj oblasti optičke dubine, njihov limb-efekt je definisan kao neka vrsta klizeće srednje vrednost FPKA sa promenljivom granicom širine optičke dubine, u zavisnosti od heliocentričnog ugla. Zbog toga oblik limb-efekta je definisan oblikom FPKA (sl. 43, 47, 49).

Limb-efekt vrha spektralnih linija u seriji  $3p^2 P^0 - ns^2 S$  u slučaju Lennard-Jonesovog potencijala interakcije između neutralnih perturbatora i apsorbera prikazan je na sl. 50. Bitna je razlika u odnosu na slučaj Smirnov-Roueffov potencijal interakcije brži rast limb-efekta sa rastom glavnog kvantnog broja gornjeg enerjetskog nivoa prelaza.



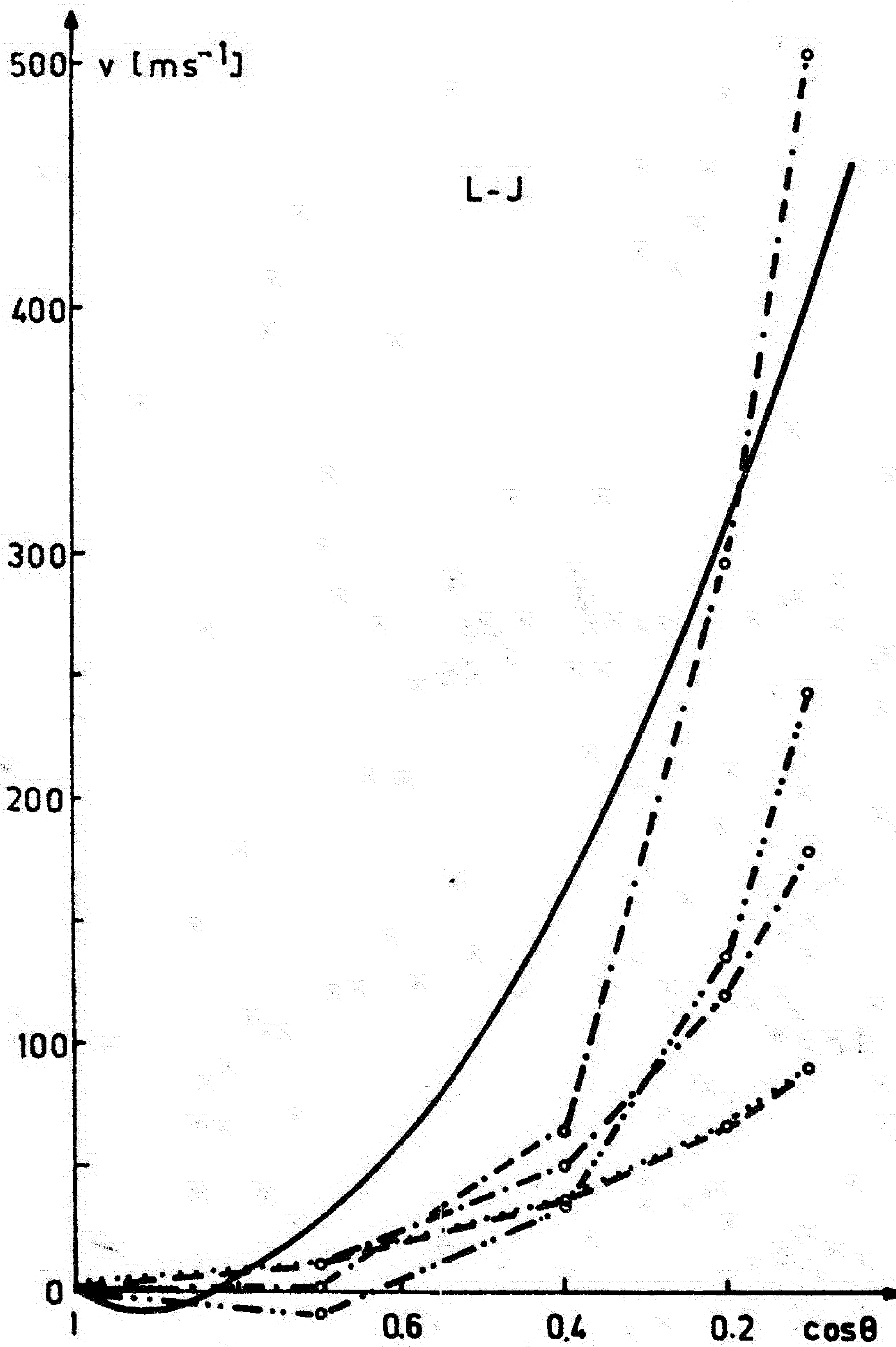
Sl. 50. Limb-efekt vrha spektralnih linija za L-J potencijal. Oznake su iste kao na sl. 42.

Limb-efekt spektralnih linija  $\lambda 616$  i  $\lambda 615$  blizu kraja Sunčevog diska postiže vrednost od oko  $90 \text{ m s}^{-1}$ , a skoro je jednaka za ove dve linije na celom disku. Najveća razlika limb-efekta linija  $\lambda 616$  i  $\lambda 615$  je oko  $5 \text{ m s}^{-1}$ . Na najvećem delu Sunčevog diska limb-efekt linije  $\lambda 616$



je veći od limb-efekta linije  $\lambda 615$ . Blizu kraja diska, međutim, limb-efekt linije  $\lambda 615$  postaje veći od limb-efekta linije  $\lambda 616$ .

Limb-efekti linija  $\lambda 515$  i  $\lambda 475$  skoro su jednaki u svim tačkama diska i postižu vrednost od oko  $140 \text{ m s}^{-1}$  na kraju Sunčevog diska.



Sl. 51. Limb-efekt težišta spektralnih linija za L-J potencijal. Oznake su iste kao na sl. 42.

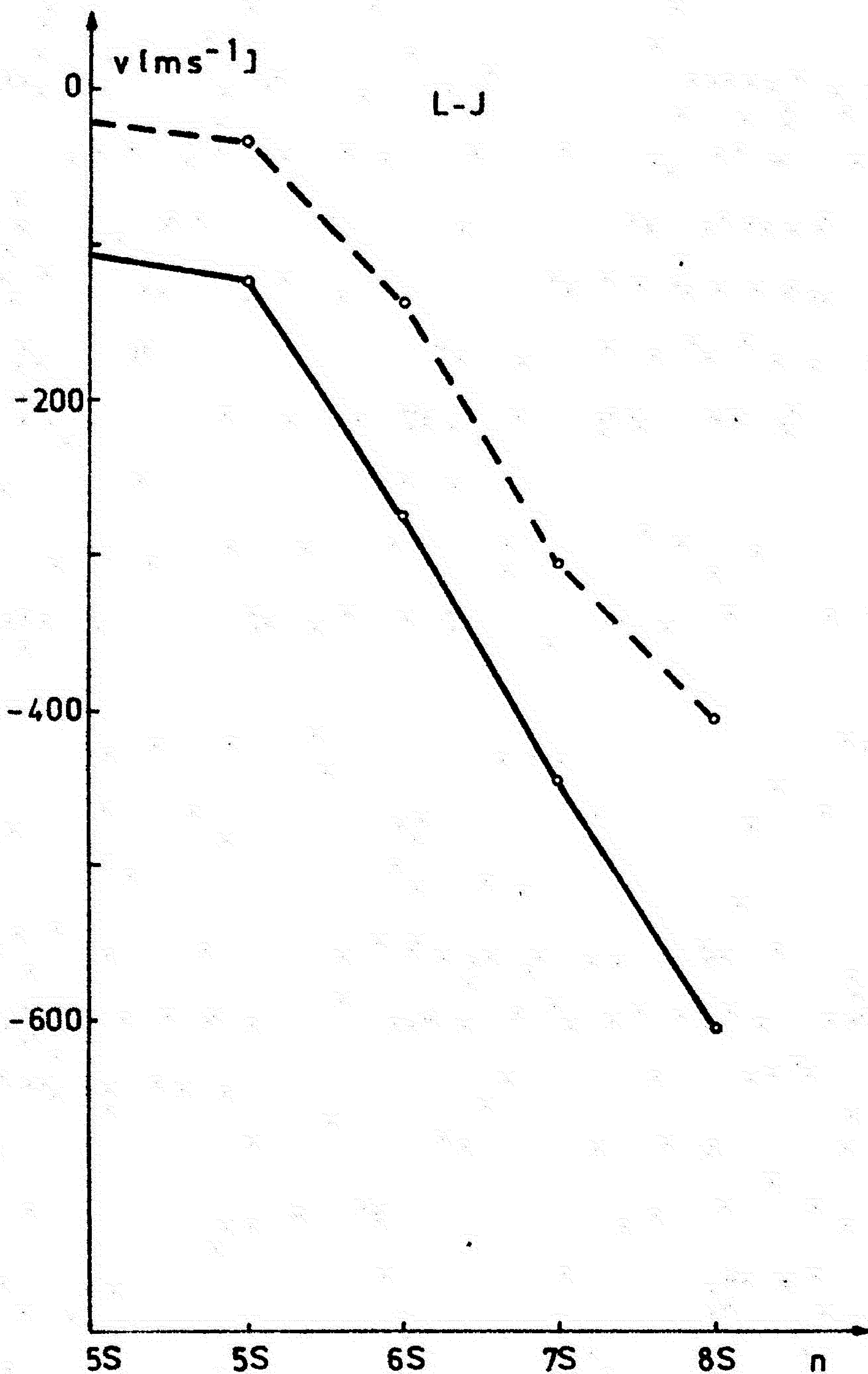
Limb-efekt spektralne linije  $\lambda 454$  je najveći među izučavanim spektralnim linijama. Blizu kraja diska Sunca postiže vrednost od oko  $200 \text{ ms}^{-1}$ .

Na osnovu ovih rezultata možemo zaključiti da postoji tendencija rasta limb-efekta sa rastom glavnog kvantnog broja gornjeg energetskog nivoa prelaza, ali ne možemo govoriti o zakonitosti ni o regularnosti promene limb-efekta vrha spektralnih linija sa promenom glavnog kvantnog broja.

Limb-efekt težišta spektralnih linija  $\lambda 616$  i  $615$  praktično je jednak u svim tačkama Sunčevog diska. U blizini kraja diska postiže vrednost od oko  $90 \text{ m s}^{-1}$  (sl. 51).

Limb-efekt težišta linije  $\lambda 515$  blizu kraja diska je oko  $180 \text{ m s}^{-1}$ , a linije  $\lambda 475$  je oko  $250 \text{ m s}^{-1}$ , što su znatno veće vrednosti nego u slučaju vrha spektralnih linija. Limb-efekt spektralne linije  $\lambda 475$  nije monotono rastuća funkcija heliocentričnog ugla, nego ima minimum na oko  $45^\circ$  heliocentričnog ugla. Limb-efekt težišta spektralne linije  $\lambda 454$  sporo raste u središtu Sunčevog diska, tako da je u ovoj oblasti diska je manji od limb-efekta težišta linija  $\lambda 616$ ,  $\lambda 615$  i  $\lambda 515$ . Međutim, približavajući se kraju Sunčevog diska limb-efekt težišta ove linije veoma brzo raste i postaje znatno veći od limb-efekta ostalih linija. Blizu kraja diska postiže vrednost od oko  $500 \text{ m s}^{-1}$ . Treba primetiti da u slučaju ove spektralne linije limb-efekt blizu kraja Sunčevog diska prelazi vrednost srednjeg posmatranog limb-efekta.

Na sl. 52 i 53 su prikazani grafikoni pomaka vrha i težišta spektralnih linija u zavisnosti od glavnog kvantnog broja, za kosinus heliocentričnog ugla od 1 (puna linija) i 0.1 (isprekidana linija). Sa slika se jasno vidi da u apsolutnoj skali pomak spektralnih linija raste u plavom smeru sa povećavanjem glavnog kvantnog broja gornjeg nivoa prelaza.

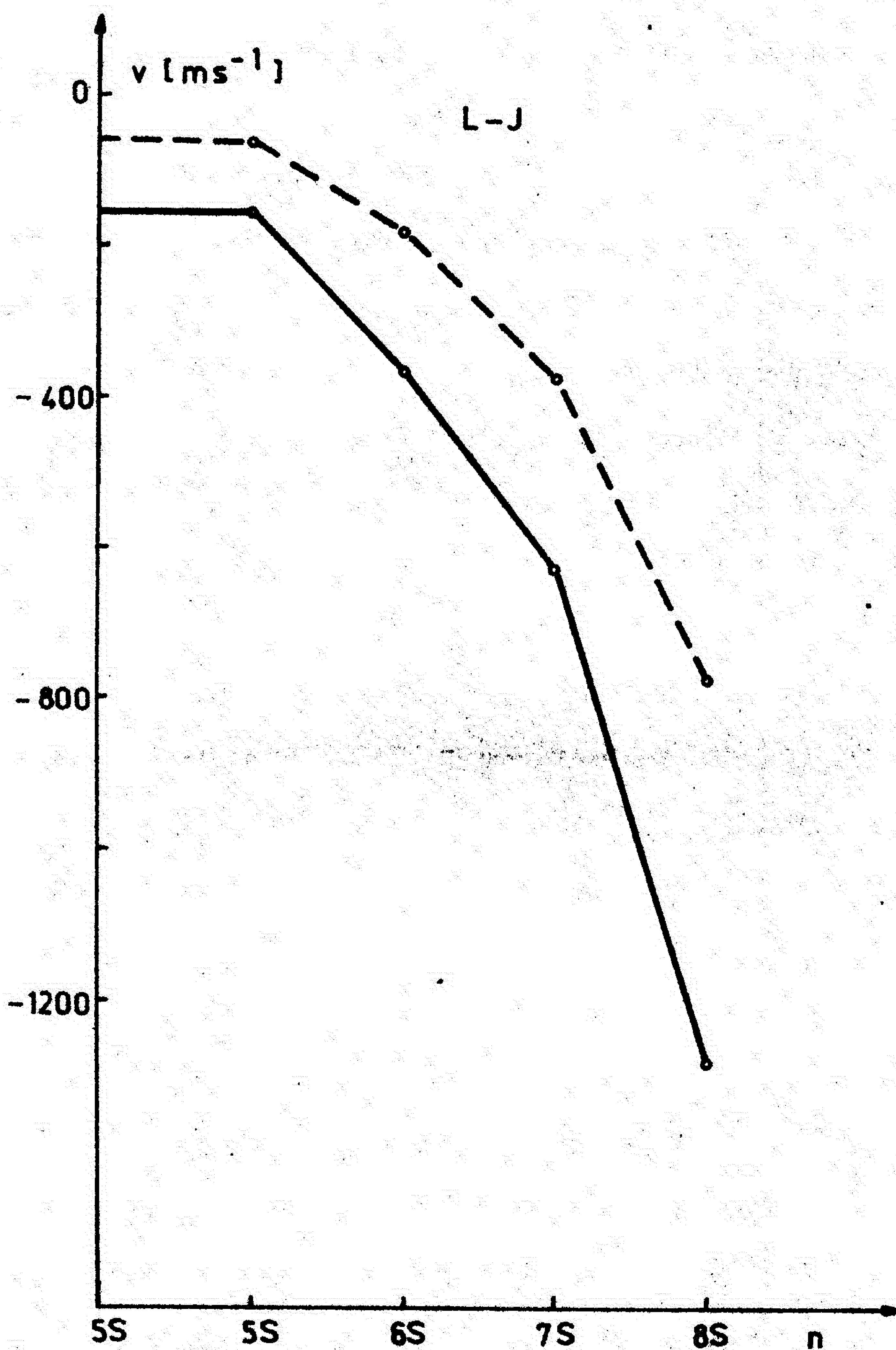


Sl. 52. Pomak vrha spektralnih linija u zavisnosti od glavnog kvantnog broja, za dva položaja na Sunčevom disku (oznake su iste kao na sl. 44).

Rast plavog pomaka u slučaju vrha spektralnih linija je isti za dva 5S nivoa za obe vrednosti heliocentričnog ugla, što, grubo, ukazuje na već konstatovanu činjenicu, da je za ove dve linije limb-efekt se malo razlikuje međusobno. Isti zaključak važi i za 6S i 7S energetske nivoe. Za 8S

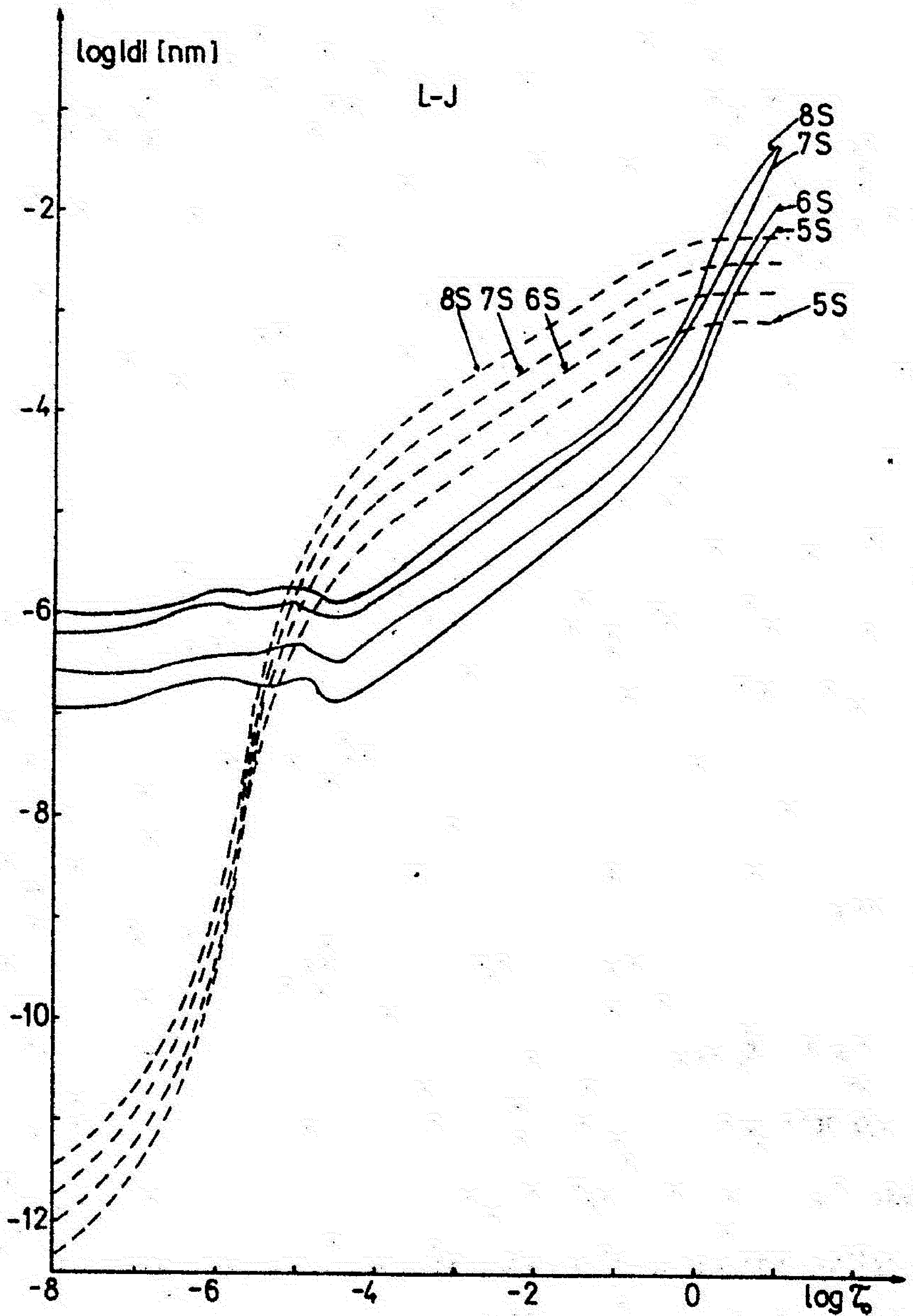


energetski nivo rast plavog pomaka za  $\mu = 0.1$  je manji nego za  $\mu = 1$ , što dovodi do povećanja limb-efekta.



Sl. 53. Pomak težišta spektralnih linija u zavisnosti od glavnog kvantnog broja, za dva položaja na Sunčevom disku (oznake su iste kao na sl. 44).

Rast plavog pomaka težišta spektralnih linija (sl.53) u seriji je oko dva puta veći nego rast pomaka vrha. Plavi pomak sa povećanjem glavnog kvantnog broja u seriji brže raste za  $\mu = 1$  nego za  $\mu = 0.1$ , izuzev dva 5S nivoa. To se ispoljava u velikim razlikama limb-efekta linije u seriji.



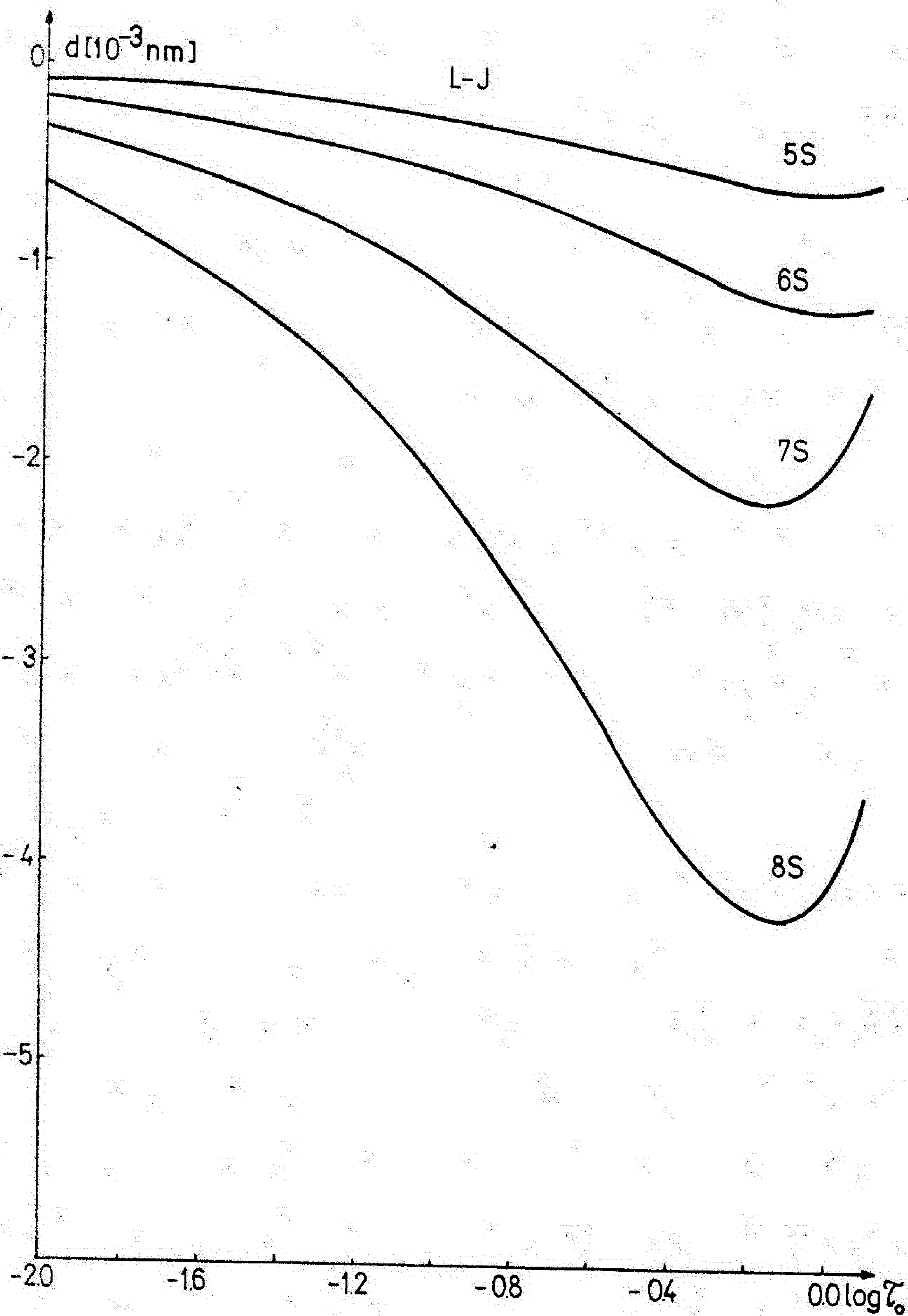
Sl. 54. Pomak koeficijenta apsorpcije u funkciji optičke dubine u Sunčevoj atmosferi. Oznake su iste kao na sl. 48.

Rezultati koji su dobijeni za limb-efekte spektralnih linija možemo objasniti na osnovu promene PKA u funkciji optičke dubine u atmosferi Sunca. Rezultujući PKA se sastoji od dela koji je prouzrokovan sudarom neutralnih čestica i od dela koji potiče od sudara sa naelektrisanim česticama. Interakcija apsorbera sa neutralnim česticama u ovom slučaju opisana je pomoću Lennard-Jonesovog potencijala, a interakcija sa naelektrisanim česticama pomoću Starkovog efekta, koji je, naravno, ostao isti kao i u slučaju Smirnov-Roueffovog potencijala. Ipak, radi upoređenja, na sl. 54 je prikazan pored grafika PKA zbog Lennard-Jonesovog potencijala interakcije u funkciji optičke dubine i PKA izazvan Starkovim efektom, u HSRA modelu Sunčeve atmosfere. Upoređujući ovaj grafik sa grafikom PKA u slučaju Smirnov-Roueffovog potencijala interakcije možemo zaključiti da nema bitnih razlika u opštem izgledu ovih funkcija. Jedina razlika se javlja u veličini pomaka. U slučaju Lennard-Jonesovog potencijala interakcije pomak je veći nego kod Smirnov-Roueffovog potencijala za sve linije i razlika među pomacima raste sa rastom glavnog kvantnog broja gornjeg energetskog nivoa prelaza. Ova karakteristika, kako smo već primetili, zadržala se i kod limb-efekta.

Za analizu i bolje razumevanje detalja dobijenih rezultata za limb-efekte spektralnih linija najbolje će nam poslužiti grafici zavisnosti ukupnog PKA datih spektralnih linija od optičke dubine. Na slici 55 su date ove zavisnosti u oblasti atmosfere Sunca gde se formira glavni deo spektralnih linija. Udeo pomaka usled interakcije sa naelektrisanim česticama u ukupnom PKA je zanemarljivo mali u slojevima  $-2 < \log \tau_0 < -0.4$ . Idući ka dubljim slojevima, zahvaljujući naglom porastu Starkovog pomaka (koji kako smo već videli, ima suprotan znak od pomaka usled Lennard-Jonesovog potencijala interakcije), ukupan pomak menja smer stvarajući



minimum FPKA (ili maksimalni plavi pomak) u oblasti optičke dubine  $-0.1 < \log \tau_0 < 0$ . Ordinata minimuma opada (odnosto raste njena negativna vrednost) i pomera se ka većim visinama u atmosferi Sunca sa rastom glavnog kvantnog broja gornjeg energetskog nivoa prelaza.



Sl. 55. Zbir pomaka izazvan sudarom naelektrisanih i neutralnih čestica u funkciji optičke dubine

Na osnovu ponašanja funkcije ukupnog PKA u zavisnosti od optičke dubine, može se objasniti limb-efekt dobijen na osnovu Lennerd-Jonesovog potencijala interakcije. Naime, u celoj oblasti fotosfere gde se formiraju spektralne linije prevladava plavi pomak, koji opada sa visinom u atmosferi. Pošto sa porastom heliocentričkog ugla posmatrane tačke, raste i visina (optička dubina opada) oblasti formiranja spektralnih linija, približavajući se limbu Sunca dobija se manji plavi pomak. Odnosno u relativnim merenjima, u odnosu na centar Sunčevog diska dobija se veći crveni pomak.

Zavisnost ukupnog PKA od optičke dubine omogućuje nam da objasnimo limb-efekt i neke razlike u limb-efektu spektralnih linija iz naše serije.

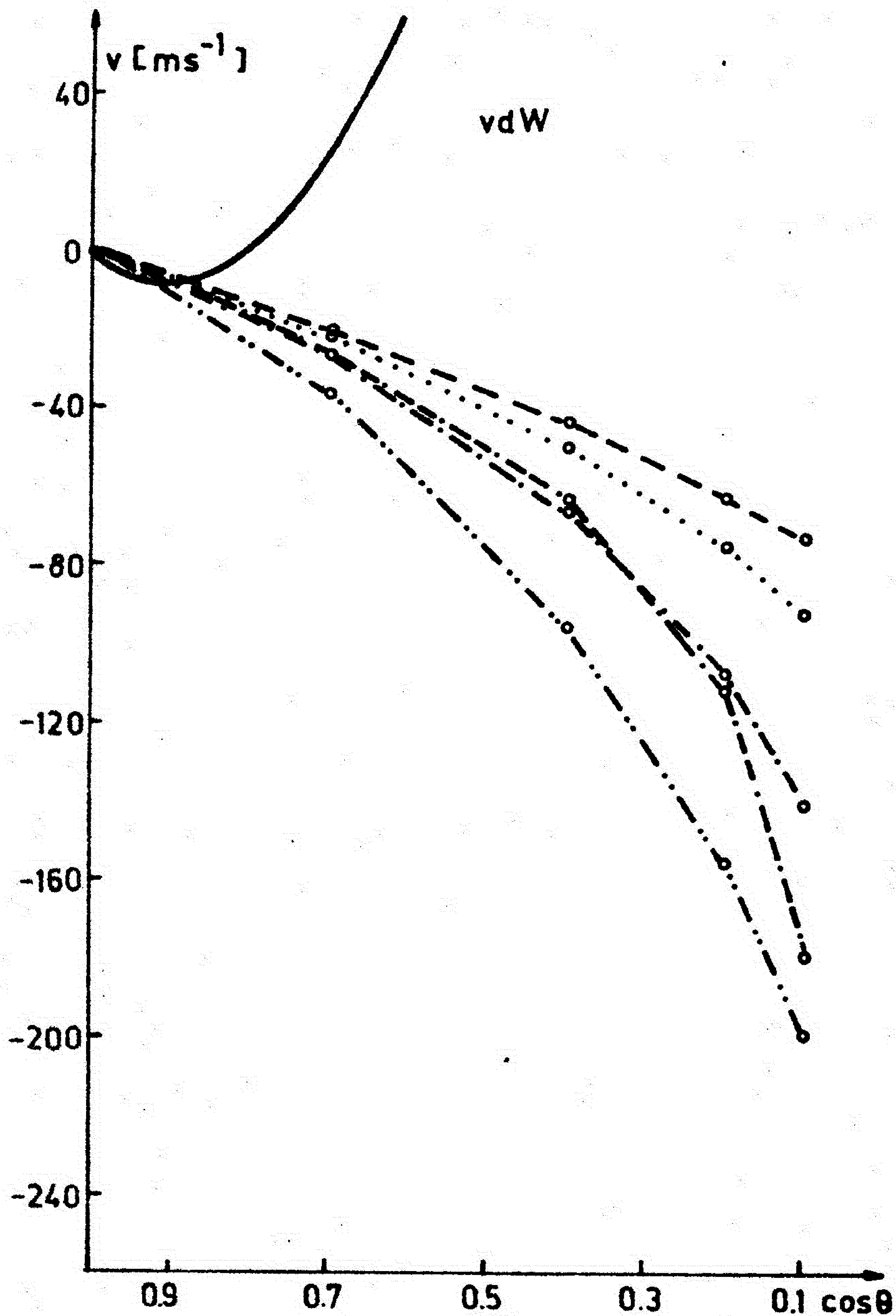
Razlika između limb-efekta linija  $\lambda 616$  i  $\lambda 615$  nastaje samo zbog razlike u broju apsorbira za ove dve linije, kao što je već objašnjeno u slučaju Smirnov-Roueffovog potencijala interakcije.

Veoma bliska vrednost limb-efekta vrha spektralnih linija  $\lambda 515$  i  $\lambda 475$  pruzrokovan je skoro jednakim srednjim gradijentom PKA po dubini u sloju atmosfere gde se stvaraju ove linije (interval logaritma optičke dubine od  $-0.6$  do  $-1.5$ , sl. 55). To se vidi, takođe, i na slici 52, gde je za 6S i 7S energetski nivo razlika pomaka u centru i blizu kraja Sunčevog diska ostaje skoro nepromenjena, što nije slučaj npr. između 5S i 6S odn. 7S i 8S energetskih nivoa.

Sa slike 55 se vidi da je gradijent PKA najveći za liniju  $\lambda 454$ , što rezultuje najveći limb-efekt ove linije.

Limb-efekt težišta je teže analizirati nego vrha spektralnih linija, jer je limb-efekt težišta rezultat integralnog dejstva PKA na talasnim dužinama unutar profila spektralne linije. Međutim, simultano izučavanje promene PKA sa optičkom dubinom i efektivne dubine formiranja spekt-

ložaja. Dalji, veoma brzi rast limb-efekta sa rastom heliocentričnog ugla  
denisan je brzim rastom FPKA.



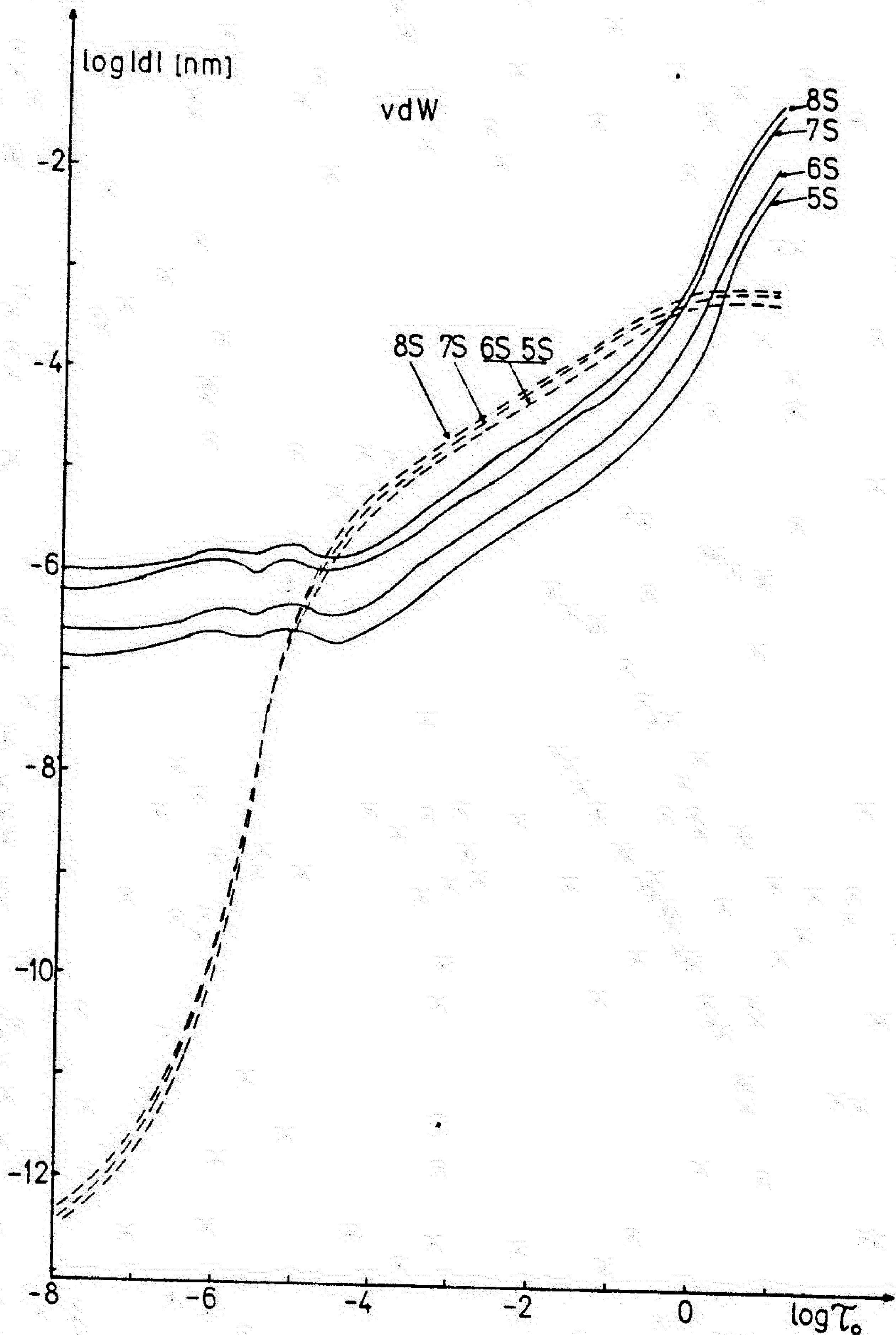
Sl. 56. Limb-efekt vrha spektralnih linija za vdW potencijal.

(Oznake su iste kao na sl. 42).

Na sl. 56 su dati grafikoni relativnog pomaka vrha spektralnih linija iz serije  $3p^2 P^0 - ns^2 S$  za slučaj kad se interakcija između apsorbera i neutralnih perturbera zadaje pomoću van der Waalsovog potencijala. U ovom



slučaju koeficijent apsorpcije ima crveni pomak koji se sabira sa crvenim pomakom dobijenom iz Starkovog efekta.



Sl. 57. Pomak koeficijenta apsorpcije u funkciji optičke dubine u Sunčevoj atmosferi. (Oznake su iste kao na sl. 48).

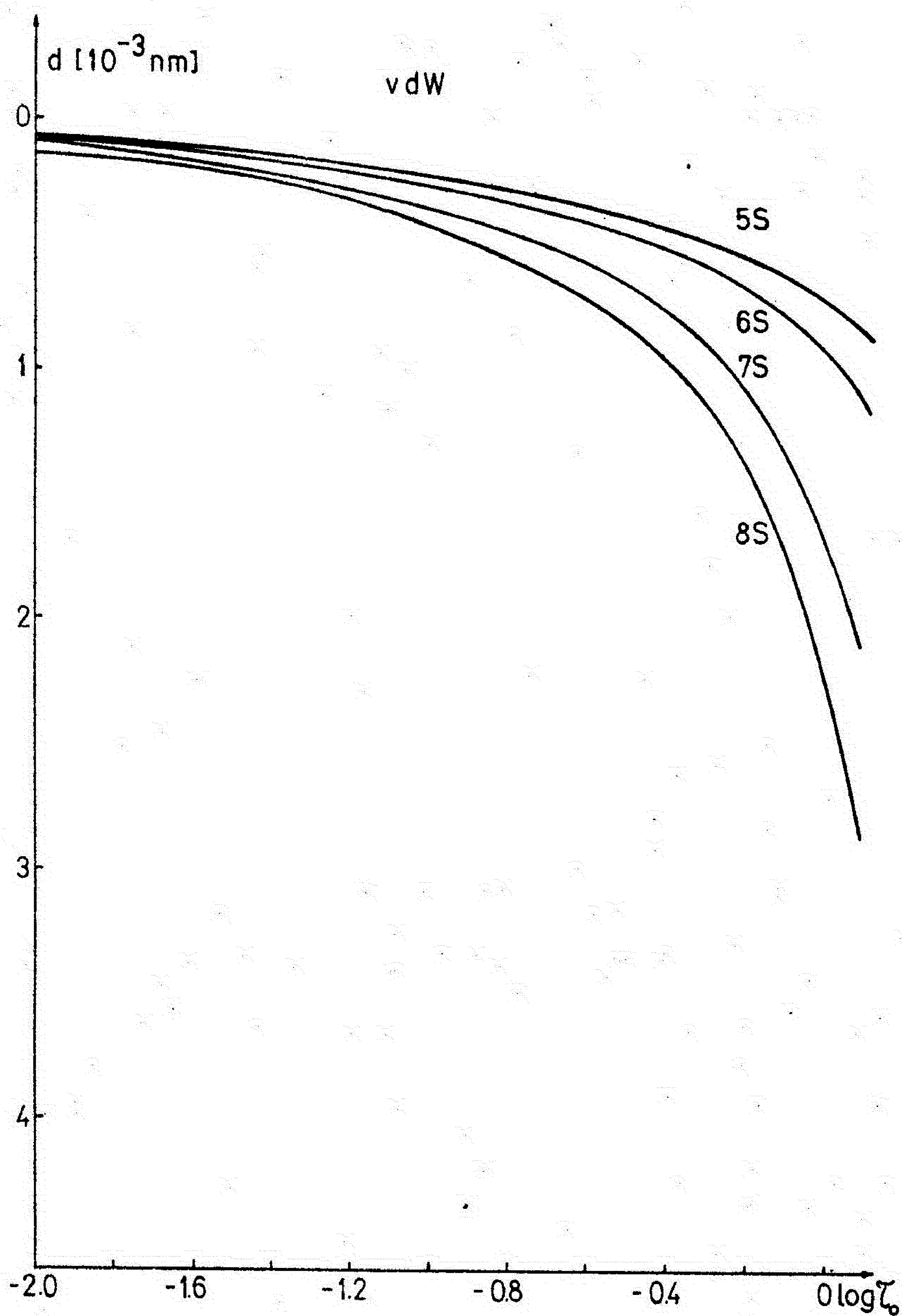
Promena talasne dužine koeficijenta apsorpcije za van der Waalsov i Starkov slučaj u funkciji optičke dubine u atmosferi Sunca dat je na sl. 57. Vidi se da za  $-5 < \log \tau_0 < 0$  preovladava pomak izazvan van der Waalsovom potencijalom interakcije, dok van ovog intervala optičke dubine

preovladava Starkov pomak.

Na osnovu promene PKA sa dubinom u fotosferi treba očekivati, kao što se i pokazuje, crveni pomak vrha spektralnih linija. Najveći je crveni pomak u centru Sunčevog diska i smanjuje se sa povećanjem heliocentričnog ugla. Kad se ova promena sa heliocentričnim uglom računa u odnosu na položaj vrha spektralne linije u centru Sunčevog diska, dobija se plavi pomak - plavi limb-efekt. Smer limb-efekta je suprotan od onoga što se dobija iz posmatranja.

Limb-efekt, kao što se vidi sa sl. 56, je monotono rastuća funkcija u zavisnosti od heliocentričnog ugla. Limb-efekt, takode, raste i sa rastom glavnog kvantnog broja gornjeg energetskog nivoa prelaza za slučaj  $n=5,6,7$ . Za  $n = 8$  ( $\lambda 454$ ) limb-efekt ne sledi ovo pravilo, nego se ponaša do blizu ruba Sunčevog diska ( $\cos \theta = 0.2$ ) kao i linija  $\lambda 515$ . Ovo neregularno ponašanje linije  $\lambda 454$  se može objasniti na osnovu raspodele pomaka apsorpcionog koeficijenta po dubini u fotosferi, što je prikazano (za sve linije) na sl. 58. Sa slike se vidi da je PKA za liniju 454 (8S energetski nivo) ima najveću vrednost u celom prikazanom sloju fotosfere (tu se stvara najveći deo spektralne linije). Međutim, zbog toga što je relativni pomak spektralne linije u odnosu na centar Sunčevog diska (limb-efekt) određen razlikom PKA za odgovarajuću razliku optičke dubine formiranja efektivnog pomaka spektralne linije u centru i u izabranoj tački diska, kombinacija ova dva faktora sa uticajem funkcije izvora u slučaju linije  $\lambda 454$  daje prikazani limb-efekt.

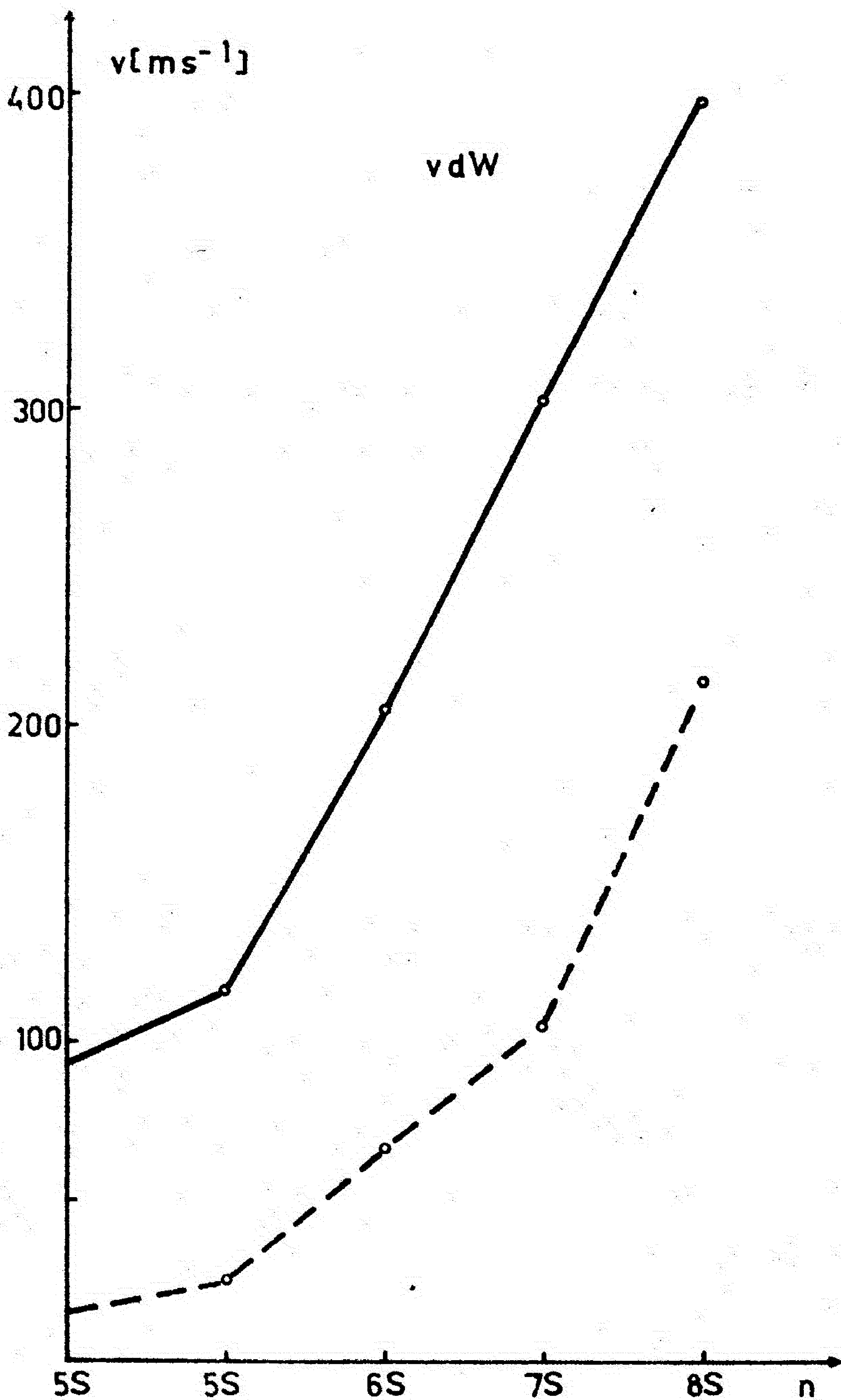
Pomak spektralnih linija u apsolutnoj skali pokazuje regularnost u rastu pomaka spektralnih linija sa porastom glavnog kvantnog broja. To se može uočiti i na sl. 59, na kojoj su dati grafici pomaka spektralnih linija za centar i za  $\cos \theta = 0.1$  u funkciji glavnog kvantnog broja gornjeg energetskog nivoa prelaza.



Sl. 58. Zbir pomaka izazvan sudarom naelektrisanih i neutralnih čestica u funkciji optičke dubine.

Može se reći da je pomak spektralnih linija izazvan sudarnim procesima po apsolutnoj veličini uporedljiv sa posmatranim limb-efektom. Npr. u slučaju centra Sunčevog diska pomak ima vrednost od oko  $100 \text{ m s}^{-1}$  do oko  $400 \text{ m s}^{-1}$ .

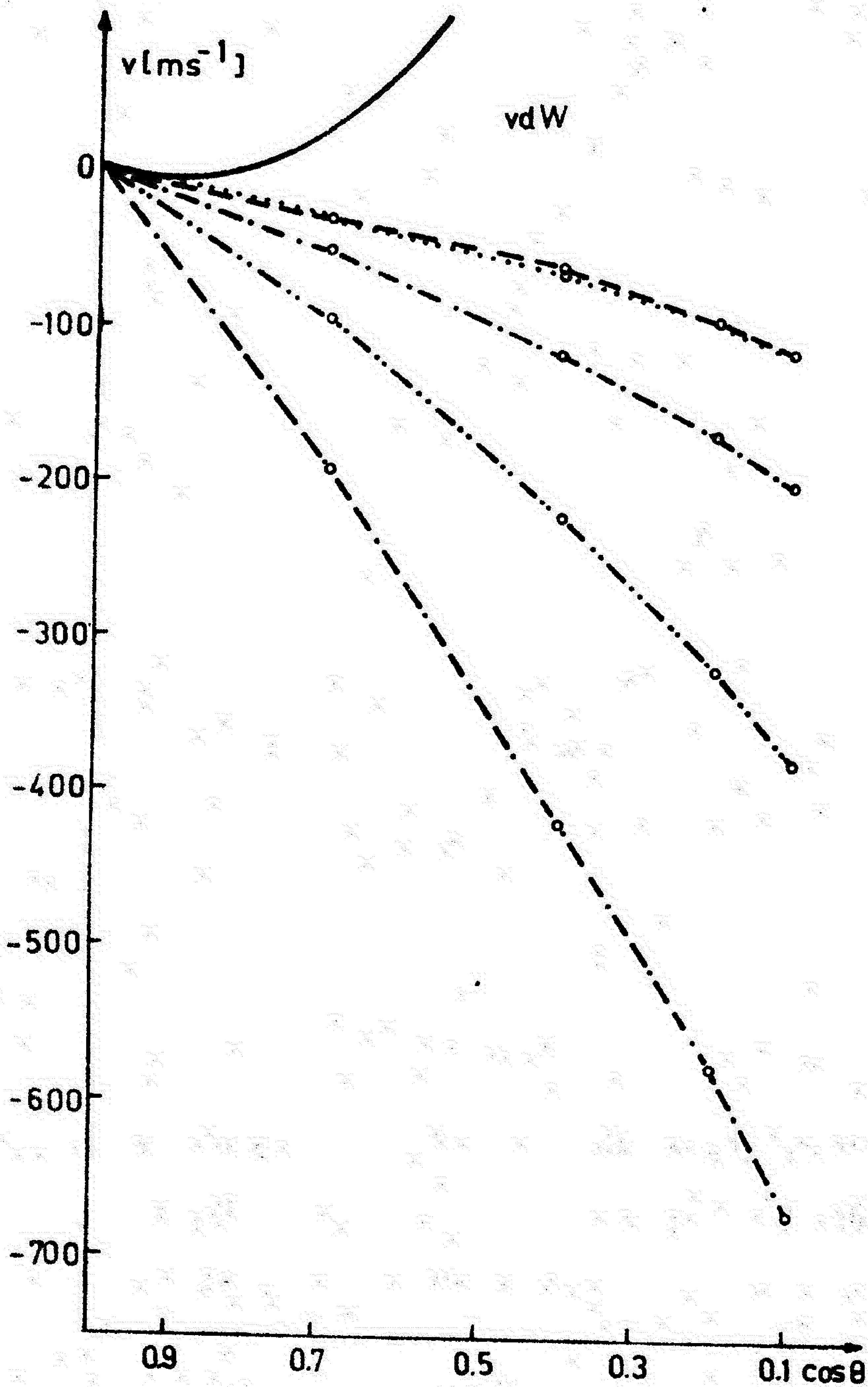




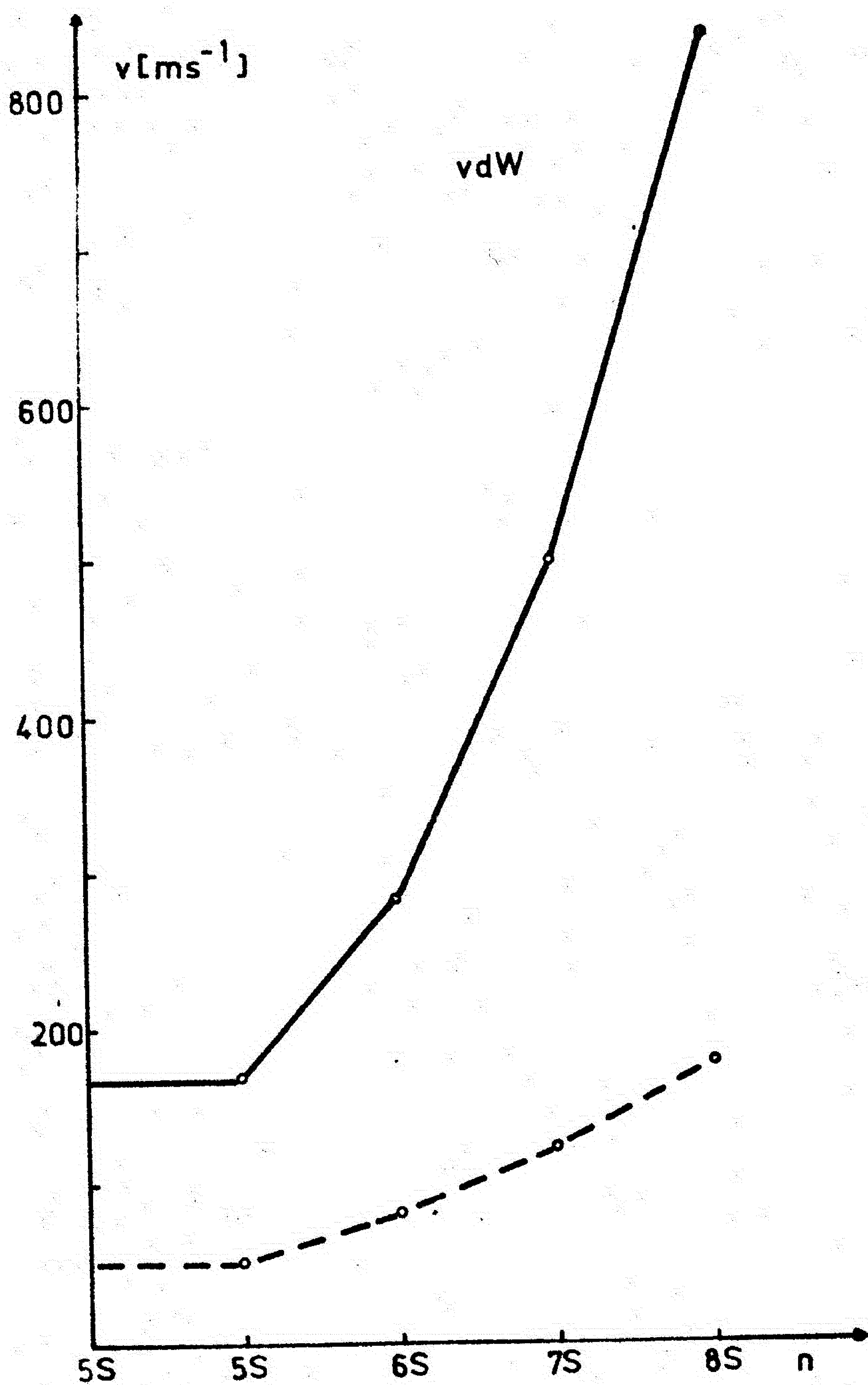
Sl. 59. Pomak vrha spektralnih linija u zavisnosti od glavnog kvantnog broja, za dva položaja na Sunčevom disku (oznake su iste kao na sl. 44 ).

Limb-efekt težišta spektralnih linija (sl. 60) pokazuje više regularnosti u spektralnoj seriji nego njihov vrh. Sa rastom glavnog kvantnog broja gornjeg energetskog nivoa prelaza raste i limb-efekt. Limb-efekt linije  $\lambda 616$  (5S) blizu kraja Sunčevog diska postiže vrednost od oko

110  $\text{m s}^{-1}$  (najmanja vrednost limb-efekta blizu kraja Sunčevog diska u seriji), dok limb-efekt linije  $\lambda 454$  (8S) je oko 660  $\text{m s}^{-1}$  (najveća vrednost limb-efekta blizu kraja diska Sunca).



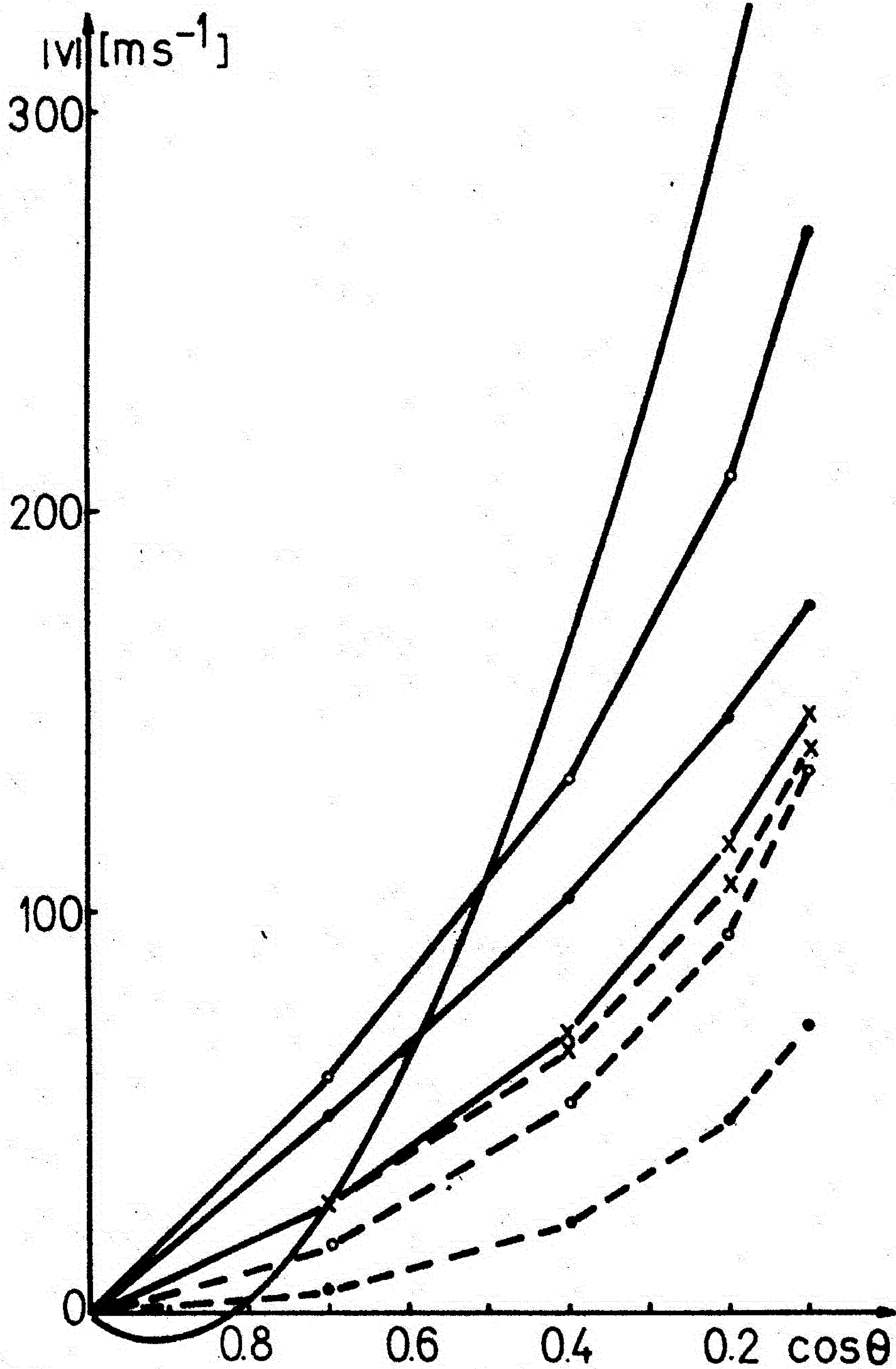
Sl. 60. Limb-efekt težišta spektralnih linija za vdW potencijal (oznake su iste kao na sl. 42).



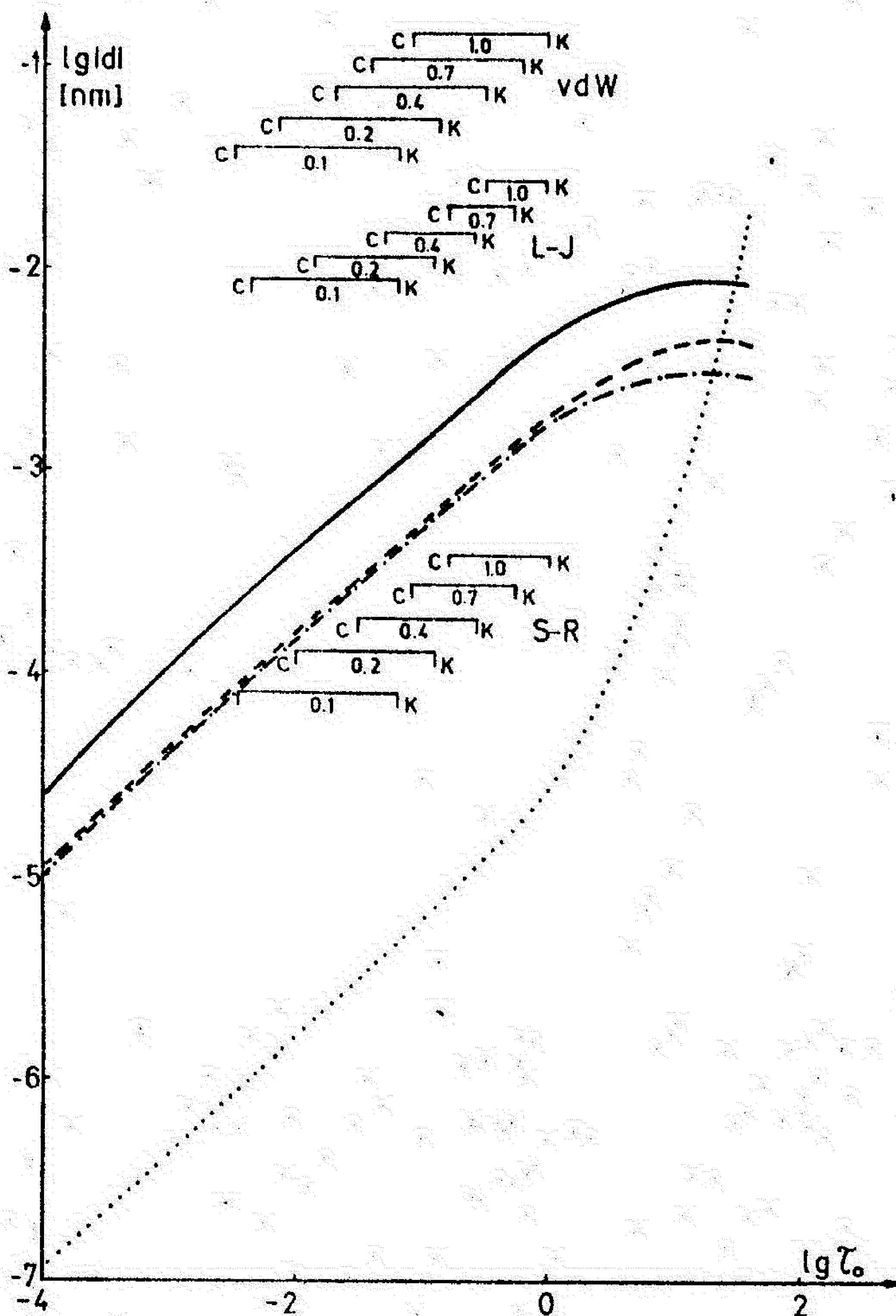
Sl. 61. Pomak težišta spektralnih linija u zavisnosti od glavnog kvantnog broja, za dva položaja na Sunčevom disku (oznake su iste kao na sl. 44).

Regularnost u rastu limb-efekta sa rastom glavnog kvantnog broja može se objasniti na osnovu zavisnosti PKA od optičke dubine u fotosferi (sl. 58). Ovde ćemo razmatrati samo limb-efekt  $\lambda 454$  linije (8S), koji





Sl. 62. Limb-efekt u pegi i u mirnoj fotosferi. Oznake su:  
x - vdW, o - L-J, • - S-R potencijali. Pune linije  
se odnose na pegu, a crtkane linije na fotosferu.  
Puna linija bez oznaka je posmatrani usrednjeni  
fotosferski limb-efekt.



Sl. 63. Pomak koeficijenta apsorpcije u funkciji optičke dubine i dubina formiranja spektralne linije. Oznake su: puna linija L-J, --- S-R, -.- vdW, ... Stark.

Limb-efekt sudarnih procesa u pegi se može objasniti na osnovu analize FPKA u zavisnosti od optičke dubine. Na sl. 63 je prikazana ta funkcije za sva tri potencijala interakcije (van der Waals, Lennard-Jones i Smirnov-Roueff) za neutralni perturbere i za Starkov pomak za naelektrisane perturbere. Vidi se da je Starkov pomak zanemarljiv u odnosu na pomake izazvanih neutralnim česticama u celoj oblasti optičke dubine gde se naša linija formira. Sa uglastim zagradama su označene dubine

formiranja linije od vrha (C) do krila (K) za razne potencijale interakcije, za pet položaja na disku, čiji kosinusi heliocentričnog ugla su upisane u zagrade.

Veći limb-efekt u pegi od limb-efekta u mirnoj fotosferi se dobija, jer je stepen jonizacije u pegi manji od stepena jonizacije u fotosferi. Naime, zbog manjeg stepena jonizacije veća je gustina neutralnih perturbera, a manja je gustina naelektrisanih perturbera. Veća gustina neutralnih perturbera povećava pomak. Doprinos naelektrisanih čestica pomaku je zanemarljiv i ne smanjuje pomak dobijen iz Lennard-Jonesovog i Smirnov-Roueffovog potencijala, odn. ne povećava pomak dobijen iz van der Waalsovog potencijala, kao što je bio slučaj u fotosferi. U slučaju van der Waalsovog potencijala doprinos naelektrisanih čestica limb-efektu u fotosferi je skoro isti kao povećanje doprinosa neutralnih perturbera u pegi i zbog toga se (samo za ovaj slučaj) limb-efekt u pegi malo razlikuje od limb-efekta u fotosferi. Naravno, izvestan doprinos ima i razlika temperature pege i fotosfere, međutim taj doprinos je zanemarljivo mali u odnosu na doprinos smanjenog stepena jonizacije.

U nedostatku posmatračkih podataka limb-efekta naše spektralne linije u pegi izvršićemo, bar kvalitativno, upoređenje posmatranih podataka druge linije u pegi.

1974. godine Hart (1974) je predložio posmatranje limb-efekta u pegi radi provere uticaja atomskih sudarnih procesa na limb-efekt, računajući na to da konvektivno kretanje u pegi prigušeno i ostaje samo čista sudarna komponenta limb-efekta.

Posmatranje pomaka spektralne linije TII na talasnoj dužini 571.39nm u pegama izvršio je Beckers (1977). Položaj spektralne linije je izmerio u odnosu na laboratorijski koordinatni sistem. Iz više merenja metodom



najmanjih kvadrata, odredio je nepoznate radijalne komponente brzine u njegovoj jednačini (1), čiji je skraćeni oblik dat sledećom formulom:

$$V_D = V_{\text{pos}} + V_{\text{sun}} + V_p \cdot \cos^{\text{l.l}} \theta - V_h \cdot \cos \theta + V_{\text{res}}$$

U  $V_{\text{pos}}$  su uključene radijalne komponente brzine kretanja posmatrača u odnosu na Sunce i gravitacioni crveni pomak, a  $V_{\text{sun}}$  su uključena kretanja na površini Sunca.  $V_h$  je brzina vertikalnog kretanja u pegi, a  $V_p$  je prividna brzina u centru Sunca koja se dobija iz pomaka usled pritiska gasa.  $V_{\text{res}}$  je ostatak posmatrane brzine koji nije obuhvaćen u već pomenutim brzinama;  $V_{\text{res}}$  treba da sadrži limb-efekt.

Promena radijalne komponente brzina  $V_h$  i  $V_p$  u zavisnosti od heliocentričnog ugla je veoma slična tako da se redukcijom posmatranja mogla dobiti samo njihova razlika  $\Delta V = V_p - V_h$ . Srednja vrednost te razlike iz svih posmatranja je  $9 \text{ m s}^{-1} \pm 14 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ . Beckers na osnovu ovog rezultata uz pretpostavku da je  $V_p = 0$ , zaključuje da je brzina vertikalnog kretanja u pegi veoma mala.

U vezi sa ovim zaključkom Beckersa želim da ukažem na to da  $V_p$  za našu liniju nije jednak nuli, nego je reda veličine nekoliko stotina  $\text{m s}^{-1}$ . Kad bi smelo pripisali i liniji TiI takav pomak dobili bi ne samo kvantitativno već i kvalitavno sasvim drugačiji zaključak. Međutim, takav zaključak ne možemo opravdati jer se Beckersovo posmatranje odnosi na Ti, a ne na Na. Smatram da je i Beckersov zaključak nedovoljno argumentovan, jer on nema izračunate vrednosti pomaka usled pritiska za spektralnu liniju  $\lambda 571.39$  titana.

Beckers je iz posmatračkog materijala dobio da nema sistematskog ostatka u  $V_{\text{res}}$ , koji bi bio veći od  $\pm 25 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ . Pošto  $V_{\text{res}}$  bi trebalo da sadrži i limb-efekt, autor zaključuje da u pegama nema limb-efekta, obrazlažući to sa tim da je konvektivno kretanje u pegi prigušeno ili ga

ralnih linija dozvoljava nam da izvršimo, bar, kvalitativnu analizu dobijenih limb-efekata težišta. Pri tom, koristićemo činjenicu da je efektivna dubina formiranja težišta spektralnih linija uvek veća nego u slučaju vrha i sa rastom glavnog kvantnog broja gornjeg energetskog nivoa prelaza, približava se efektivnoj dubini formiranja kontinuuma zračenja.

Primenjujući približni kosinusni zakon, za dobijanje efektivne optičke dubine nastanka spektralnih linija na raznim heliocentričnim uglovima ( $\tau_{\theta} = \tau_0 \cdot \cos \theta$ ,  $\tau_0$  je optička dubina u centru diska), na osnovu FPKA (sl. 55) možemo izvesti sledeće zaključke.

Linije  $\lambda 616$  i  $\lambda 615$  imaju monotoni rast PKA za logaritam optičke dubine manje od 0. Pošto se efektivna optička dubina nastanka ovih spektralnih linija nalazi u ovoj oblasti fotosfere, očigledan je monotoni, skoro linearan rast, limb-efekta sa  $\cos \theta$ .

Spektralna linija  $\lambda 515$  se formira u oblasti optičke dubine, gde FPKA ima minimum, i to relativno široki minimum, tj. u oblasti gde je njena promena veoma spora. Odavde sledi spori rast limb-efekta za male vrednosti heliocentričnog ugla.

Spektralna linija  $\lambda 475$  u centru Sunčevog diska se formira u oblasti optičke dubine desno od minimuma FPKA (sl. 55). Za  $\cos \theta = 0.7$  FPKA prelazi kroz tačku minimuma i zato se dobija minimalna vrednost i za limb-efekt. Dalji, brzi rast FPKA se ispoljava i u sličnoj promeni limb-efekta.

U slučaju linije  $\lambda 454$  minimum FPKA se nalazi malo dublje u fotosferi nego u slučaju spektralne linije  $\lambda 475$ , a linija se stvara veoma blizu gde se stvara kontinuum, desno od minimuma FPKA. Za  $\cos \theta = 0.7$  linija se stvara na levoj strani minimuma FPKA, i to tako da je limb-efekt linije  $\lambda 454$  za ova dva položaja na disku (centar i  $\cos \theta = 0.7$ ) izjednačen. Minimum limb-efekta linije  $\lambda 454$  se nalazi između ta dva po-



uopšte nema. Mnogi istraživači na osnovu ovog zaključka Beckersa uzimaju da je limb-efekt čisto konvektivnog porekla. Međutim, naši rezultati, nasuprot tome, ukazuju na to da sudarni limb-efekt u pegi postoji i veći je nego u fotosferi.

Neslaganje rezultata Beckersa sa našim možda možemo pripisati različitim elementima na osnovu kojih su zaključci izvedeni. Međutim, pažnju treba obratiti i na to da je limb-efekt funkcija heliocentričnog ugla, kao i radijalna komponenta brzina  $V_h$  i  $V_p$ . Iako limb-efekt nije linearna funkcija kosinusa heliocentričnog ugla, ipak je moguće da prilikom nalaženja parametara metodom najmanjih kvadrata u jednačini (1) Beckersa (1977), veći deo limb-efekta implicitno ulazi u  $V_p$  i  $V_h$ . Ovoj pretpostavci ide u prilog da su posmatranja vršena od  $\cos \theta = 1$  do 0.5, gde promena limb-efekta često neznačajno odstupa od  $\cos \theta$ . Takođe, treba napomenuti da posmatranja pokazuju da u pegama nije ugašen konvektivni prenos energije (Bumba i Suda, 1980), samo je odnos površina toplije izlazeće materije i hladnije silazeće materije manji od jedan (ovaj odnos u fotosferi je veći od jedan), što može dovesti do limb-efekta suprotnog znaka od limb-efekta u fotosferi. U tom slučaju limb-efekti Smirnov-Roueffovog i Lennard-Jonesovog potencijala kompenzuju limb-efekt konvektivnog porekla. Možda je to razlog što se ne posmatra limb-efekt u pegama.

#### 4.2.5. Bisektori

Za opisivanje asimetrije spektralnih linija vrlo često se koriste tzv. bisektori spektralnih linija.

Pod bisektorom u ovom radu podrazumevamo skup tačaka koji se dobijaju kao razlike talasne dužine crvenog i plavog dela profila spektral-



ne linije na određenim vrednostima relativnog intenziteta, pri čemu koordinatni početak računanja talasne dužine je definisan vrhom nepomerene spektralne linije. Ovu razliku talasnih dužina izražavamo u brzinskim jedinicama ( $\text{m s}^{-1}$ ) na osnovu Dopplerovog efekta:

$$v = (|\Delta\lambda_R| - |\Delta\lambda_V|)c / \lambda_0,$$

gde je  $\Delta\lambda_R$  razlika talasne dužine do crvenog, a  $\Delta\lambda_V$  do plavog dela profila spektralne linije,  $\lambda_0$  je talasna dužina nepomerene spektralne linije,  $c$  je brzina svetlosti.

Na ovaj način dobijen bisektor je veoma pogodan za grafičko prikazivanje i daje sliku istovremeno i o asimetriji i o pomaku spektralne linije.

Pored očiglednosti, bisektor ima i drugih prednosti nad prikazivanjem asimetrije na druge načine (npr. razlika plave i crvene poluširine linije, na osnovu trećeg momenta raspodale relativnog intenziteta, iz Fourisove transformacije profila itd.). Naime, bisektori se mogu linearno usrednjavati, moguće je usrednjavanje i šumova duž bisektora, u slučaju nedostatka delova profila (npr. blizu vrha linije ili dalekih krila) bisektor se može predstaviti i u delovima i na osnovu poznatih delova rekonstruisati one delove koji nedostaju sa velikom pouzdanošću. Najveća je odlika bisektora da nosi informaciju o odstupanju fizičkih veličina od njenih srednjih vrednosti duž preseka sloja atmosfere gde se spektralna linija formira, tj. veoma je dobar za dijagnostiku poremećaja fizičkih parametara sredine odakle linija potiče (npr. fluktuacije temperature i pritiska, brzina kretanja materije, magnetno polje itd.).

Zahvaljujući ovim osobinama, bisektori se u poslednje vreme često koriste za izučavanje konvektivnog sloja i sloja iznad njega i kod Sunca i kod zvezda (npr. Dravins i dr., 1981). Međutim, dosad se nije obratila



pažnja na uticaj sudara apsorbujućih čestica sa okolnim česticama na oblik bisektora. Nas je zanimalo upravo to pitanje, kad smo postavili zadatak čije rešenje upravo želimo analizirati.

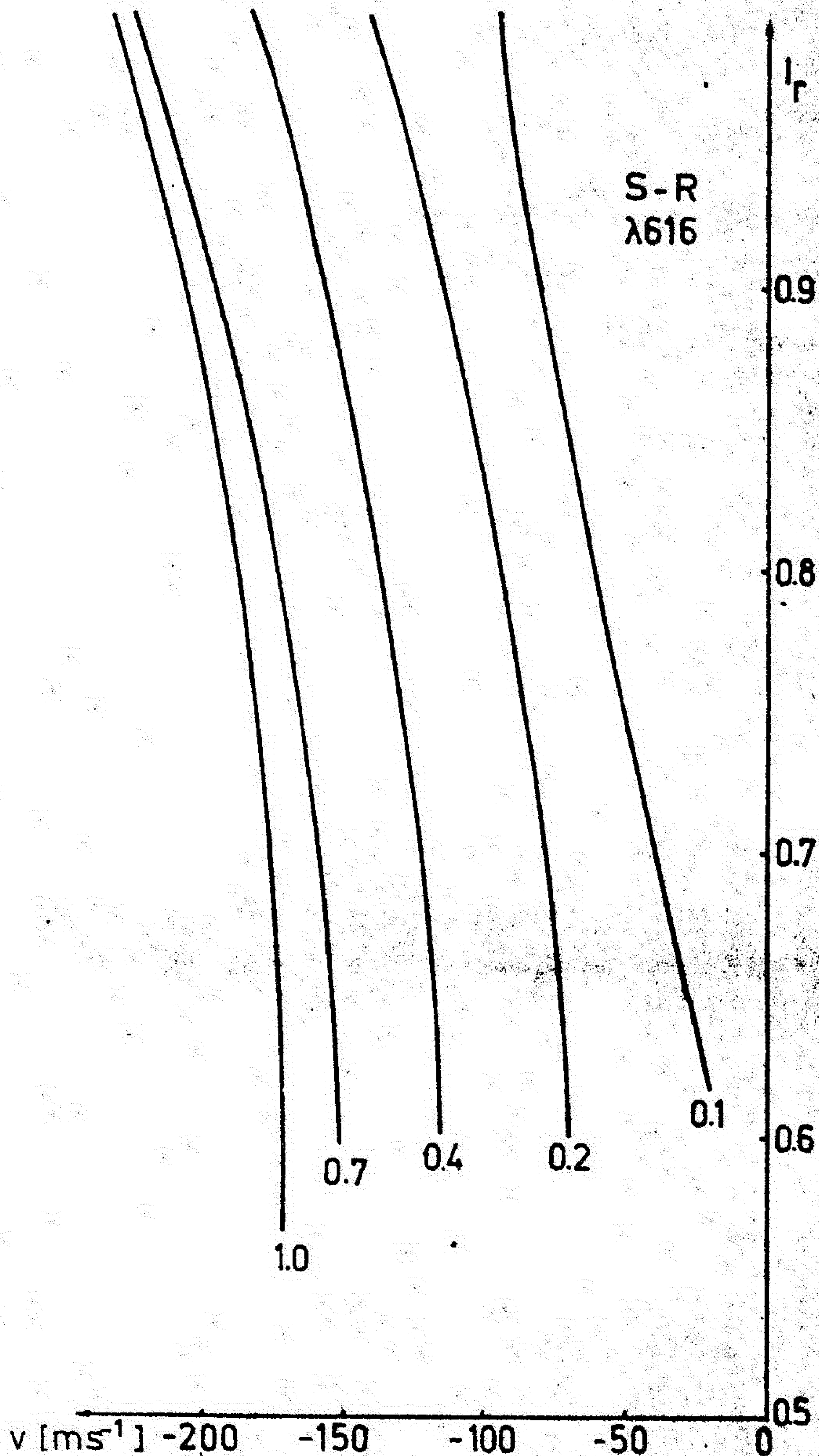
No, pre nego predemo na analizu dobijenih bisektora, napomenimo da bisektori nisu određeni duž celog profila spektralne linije zbog ograničenog broja tačaka sa kojima je profil, a zajedno sa tim i bisektor definisan. Najčešće računate tačke bisektora ne stižu do vrha spektralne linije, a takode nedostaju i tačke koje su definisane dalekim krilima spektralnih linija. U onim slučajevima kad je iz postojećih tačaka bio jasan tok nedostajućeg dela bisektora, on je dobijen ekstrapolacijom.

Analizu dobijenih bisektora izvršićemo na osnovu dobijenih grafikona koji su predstavljeni na slikama od 64 do 78. Na apscisi koordinatnog sistema je nanesen pomak izražen u brzinskim jedinicama ( $m s^{-1}$ ), a na ordinati je intenzitet u profilu spektralne linije izražen u jedinicama lokalnog kontinuuma (relativni intenzitet,  $I_r$ ). Na svakoj slici su dati bisektori jedne spektralne linije računati za pet vrednosti heliocentričnog ugla, čiji su kosinusi jednaki 1, 0.7, 0.4, 0.2 i 0.1. Krive koje predstavljaju odgovarajuće bisektore označene su ovim brojevima. Na slikama je obeležena vrsta potencijala interakcije između perturbora i apsorbera, koja je korišćena pri računu datih bisektora. Korišćene su sledeće oznake: S-R za Smirnov-Roueff potencijal, L-J za Lennard-Jonesov potencijal i vdW za van der Waalsov potencijal. Ispod oznake za potencijal je navedena talasna dužina spektralne linije na koji se odnosi grafikon.

Prvo ćemo analizirati bisektore dobijene iz S-R potencijala interakcije. Pri tumačenju osobina bisektora možemo se poslužiti grafikonom koji prikazuje promenu PKA u funkciji optičke dubine (sl. 49). Uz to stalno treba imati u vidu da se vrh spektralne linije uvek stvara višje u



fotosferi od krila i da sa povećanjem heliocentričnog ugla raste visina sloja atmosfere u kome se linija formira.

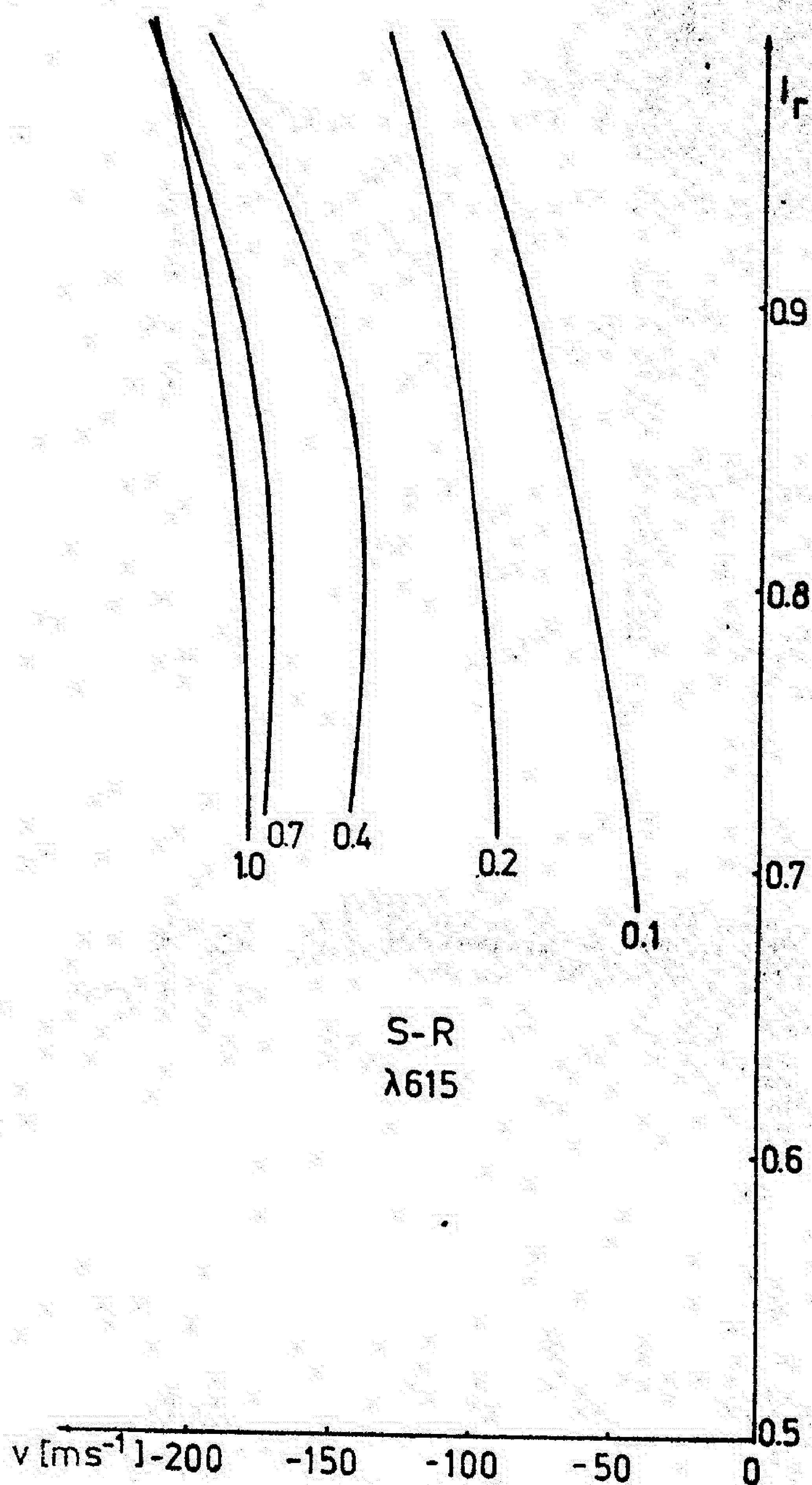


Sl. 64. Bisektori spektralne linije  $\lambda 616$  nm.

Bisektori Smirnov-Roueff potencijala su prikazani na slikama od 64 do 68. Sa svih slika se vidi da se bisektori nalaze u negativnoj oblasti brzina, što znači da su linije u celini pomerene ka plavom delu spektra. Uočava se tendencije, sa nekoliko izuzetaka, da plavi pomak bisektora raste sa rastom relativnog intenziteta, tj. kako se to obično kaže, pomak

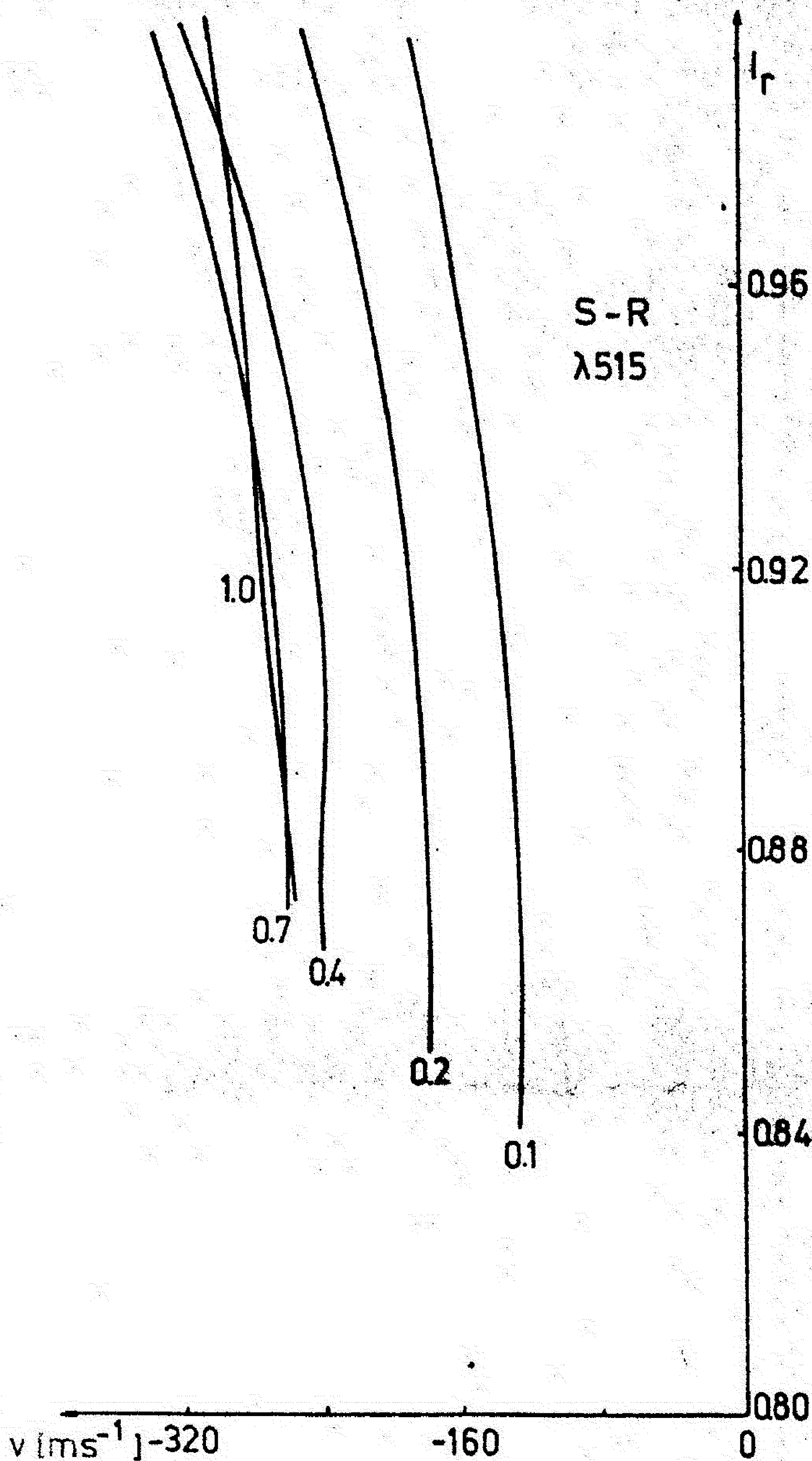


duž bisektora je plavi. Ovaj rast po pravilu je takav da je oblik bisektora konkavan prema plavom delu spektra.



Sl. 65. Bisektori spektralne linije  $\lambda 615$  nm.

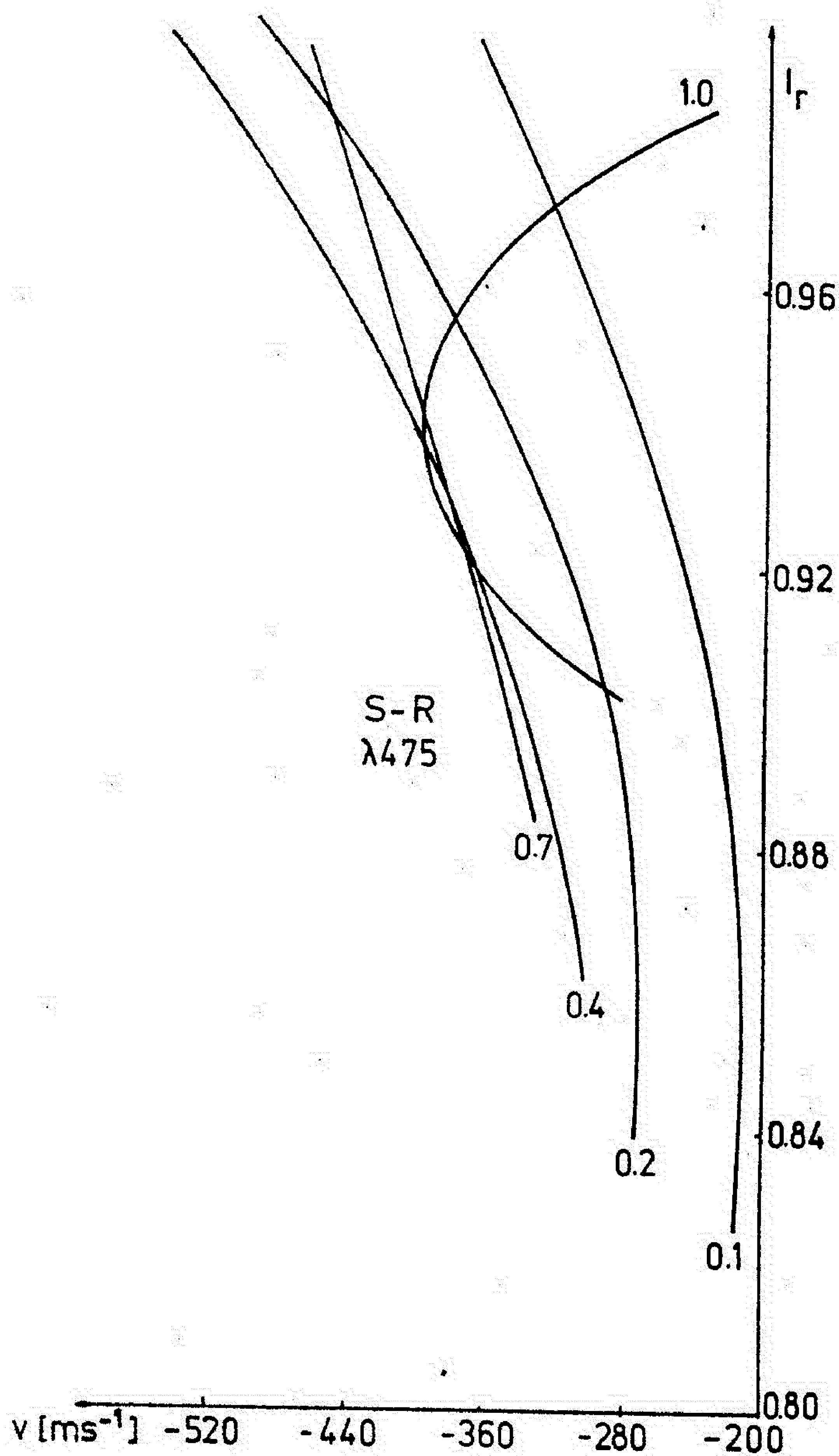
Izuzeci od ovih pravila se pojavljuju kod linija sa većim gornjim kvantnim brojem ( $n = 7,8$ ) i to za tačke bliže centru Sunčevog diska. Veličina pomaka duž bisektora se kreće u granicama od  $50 \text{ m s}^{-1}$  do  $300 \text{ m s}^{-1}$ , i po pravilu raste sa rastom glavnog kvantnog broja gornjeg energetskog nivoa.



Sl. 66. Bisektori spektralne linije  $\lambda 515$  nm.

Pravilnosti uočeni u ponašanju bisektora jasno slede iz promene PKA u zavisnosti od optičke dubine. Naime, sve spektralne linije se stvaraju u oblasti optičke dubine gde je PKA negativan, a većina njih se stvara u oblasti gde PKA ima konkavan oblik prema višim slojevima atmosfere (sl. 49). Vidi se takode, da gradijent PKA sa visinom raste sa povećanjem glavnog kvantnog broja van oblasti minimuma ovih funkcija, što naravno dovodi do prikazanih oblika bisektora.





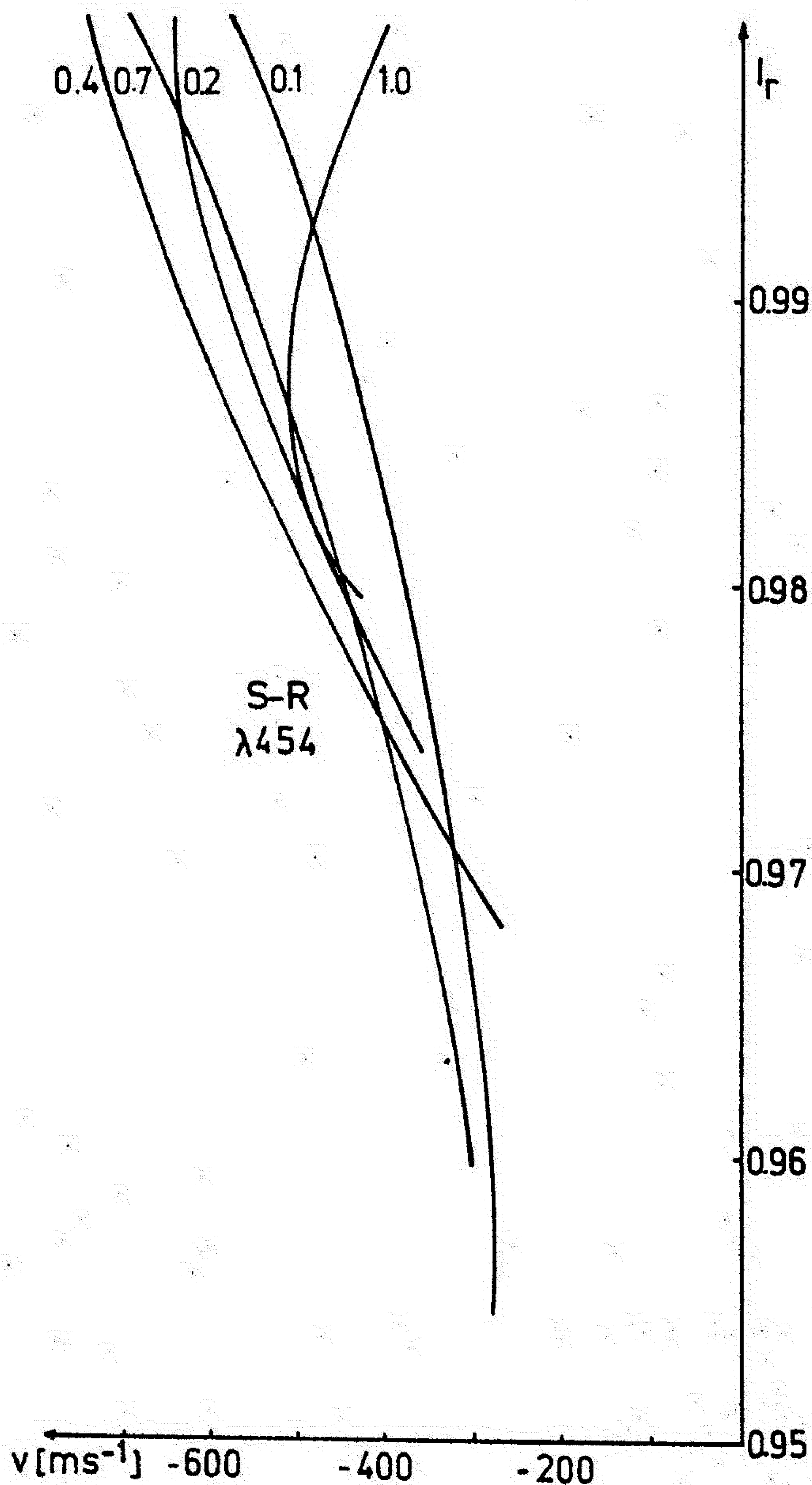
Sl. 67. Bisektori spektralne linije  $\lambda 475 \text{ nm}$ .

Finu strukturu bisektora i njenu promenu sa heliocentričnim uglom razmatraćemo od linije do linije, zadržavajući se uglavnom na izuzecima gore pomenutih pravila.

U slučaju spektralne linije  $\lambda 616$  (sl. 64) bisektori na  $\mu = 1$  i  $0.7$  su manje razmaknuti nego na ostalim heliocentričnim uglovima. Razlog je u tome da se ove dve linije stvaraju u međusobno bližim slojevima nego ostale linije. Uočava se kod bisektora za  $\mu = 0.1$  blaga konveksnost



čega nema u FPKA (funkcija je stalno konkavna u oblasti stvaranja ove spektralne linije). Ovu pojavu možemo objasniti zajedničkim dejstvom funkcije izvora i relativno tankog optičkog sloja između mesta nastanka linije i posmatrača. O ovoj pojavi biće detaljnije reči kasnije.



Sl. 68. Bisektori spektralne linije  $\lambda 454$  nm.

Oblik i ponašanje bisektora spektralne linije  $\lambda 615$  u zavisnosti od heliocentričnog ugla je kvalitativno isti kao i kod linije  $\lambda 616$ . Jedina raz

je pokazao neregularno ponašanje u slučaju limb-efekta vrha linije. Optičkoj dubini gde se stvara težište spektralne linije odgovara nagli rast PKA, što naravno ima odražaja na pomak spektralne linije.

Veliki rast limb-efekta sa povećanjem glavnog kvantnog broja se može objasniti, takođe i na osnovu grafikona sa sl. 61. Spektralna linija blizu ruba Sunčevog diska se formira u višim slojevima atmosfere, gde je rast pomaka u apsolutnoj skali mali, dok u centru diska, zbog veće dubine, rast je veliki, pa kad se formira razlika pomaka limb-centar ona postaje velika.

#### 4.2.4.1. Limb-efekt u pegi

Limb-efekt sudarnih procesa u pegi je računat za spektralnu liniju  $\lambda$  515 neutralnog natrijuma. Račun je izveden za van der Waalsov, Lennard-Jonesov i Smirnov-Roueffov potencijal interakcije između perturbera i apsorbera pomoću programa SUNLINE, u kome je model Sunčeve atmosfere zamenjen sa Stellmacher-Wiehrovim (1975) M3 modelom pege, koji je detaljnije opisan ranije.

Rezultati računa limb-efekta vrha spektralne linije su prikazani na sl. 62. Radi upoređenja na slici su prikazani i usrednjeni posmatrani i računati rezultati limb-efekta mirne fotosfere. Treba napomenuti da je limb-efekt u slučaju Lennard-Jonesovog i Smirnov-Roueffovog potencijala crveni, dok u slučaju van der Waalsovog potencijala plavi (na ordinati je apsolutna vrednost intenziteta brzine). Vidi se sa slike da za sva tri potencijala interakcije limb-efekt u pegi je veći nego u mirnoj fotosferi. Za Lennard-Jonesov i Smirnov-Roueffov potencijal razlika je izrazito velika, za van der Waalsov potencijal je jedva primetna.



lika je u nekonveksnosti bisektora 0.1. To se može objasniti time da se linija  $\lambda 615$  stvara u manjem intervalu optičke dubine i promena PKA ne može biti kompenzovan pomenutim efektom zajedničkog dejstva funkcije izvora i tankog optičkog sloja.

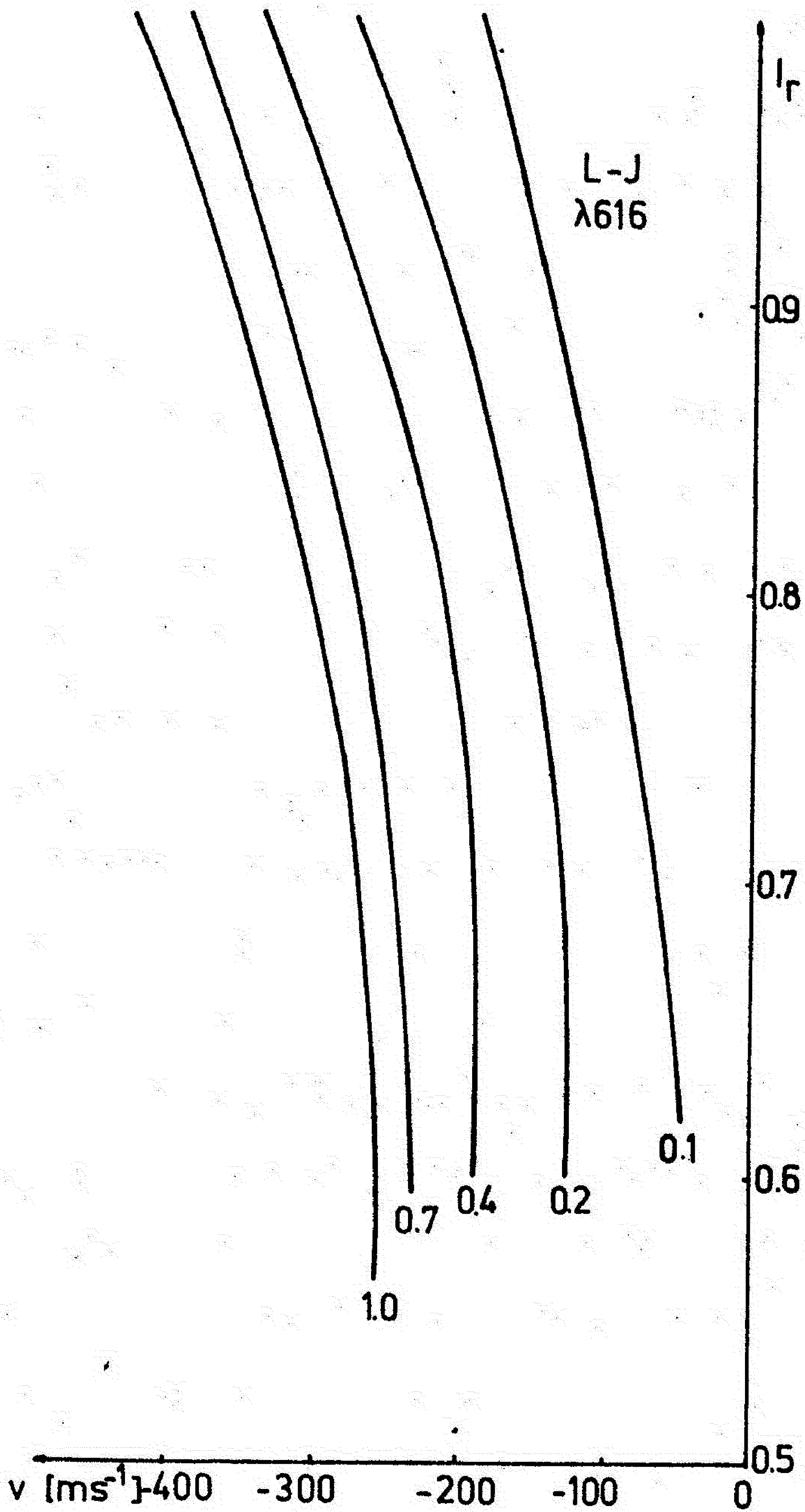
Bisektor spektralne linije  $\lambda 515$  u centru Sunčevog diska ( $\mu = 1$ ), kao što se vidi sa grafikona (sl. 66) ima drugačiji tok od ostalih bisektora u drugim tačkama. Plavi pomak duž njega linearno raste, a nagib mu je veći blizu vrha i krila, a manji je u sredini profila spektralne linije od nagiba bisektora ostalih linija. Ova linija se stvara u intervalu optičke dubine gde PKA počinje da opada od maksimalne njegove vrednosti u smeru smanjenja optičke dubine. U ovom delu PKA se menja linearno sa optičkom dubinom. U ostalim tačkama diska linija se stvara u višjim slojevima, gde FPKA ima konkavan oblik.

Od bisektora linije  $\lambda 475$  (sl. 67) jasno se izdvaja bisektor u centru Sunčevog diska ( $\mu = 1$ ) kao veoma različit od ostalih. Naime, ovaj bisektor je konveksan sa izuzetno velikom krivinom. Već prvi pogled na grafik PKA ove linije (sl. 49) nudi očigledno objašnjenje. Ova spektralna linija u centru Sunčevog diska se stvara u oblasti optičke dubine gde se nalazi minimum FPKA, a njen bisektor verno prati tok ove funkcije.

Spektralna linija u tački Sunčevog diska  $\mu = 0.7$  stvara se u intervalu optičke dubine gde je promena FPKA skoro linearna. Oblik bisektora je, prema tome, takode blizu pravoj liniji. Bisektori linije  $\lambda 454$  u ostalim tačkama Sunčevog diska se ponašaju na uobičajan način.

Uticaoj oblasti minimuma FPKA na oblik bisektora spektralne linije  $\lambda 454$  se proširuje na tri položaja na disku Sunca:  $\mu = 1, 0.7, 0.4$ . Ovi bisektori su konveksni prema plavom delu spektra. Ostala dva bisektora su konkavna. Promena talasne dužine duž bisektora je kod ove linije najveća; za  $\mu = 0.4$  iznosi skoro  $600 \text{ m s}^{-1}$ .

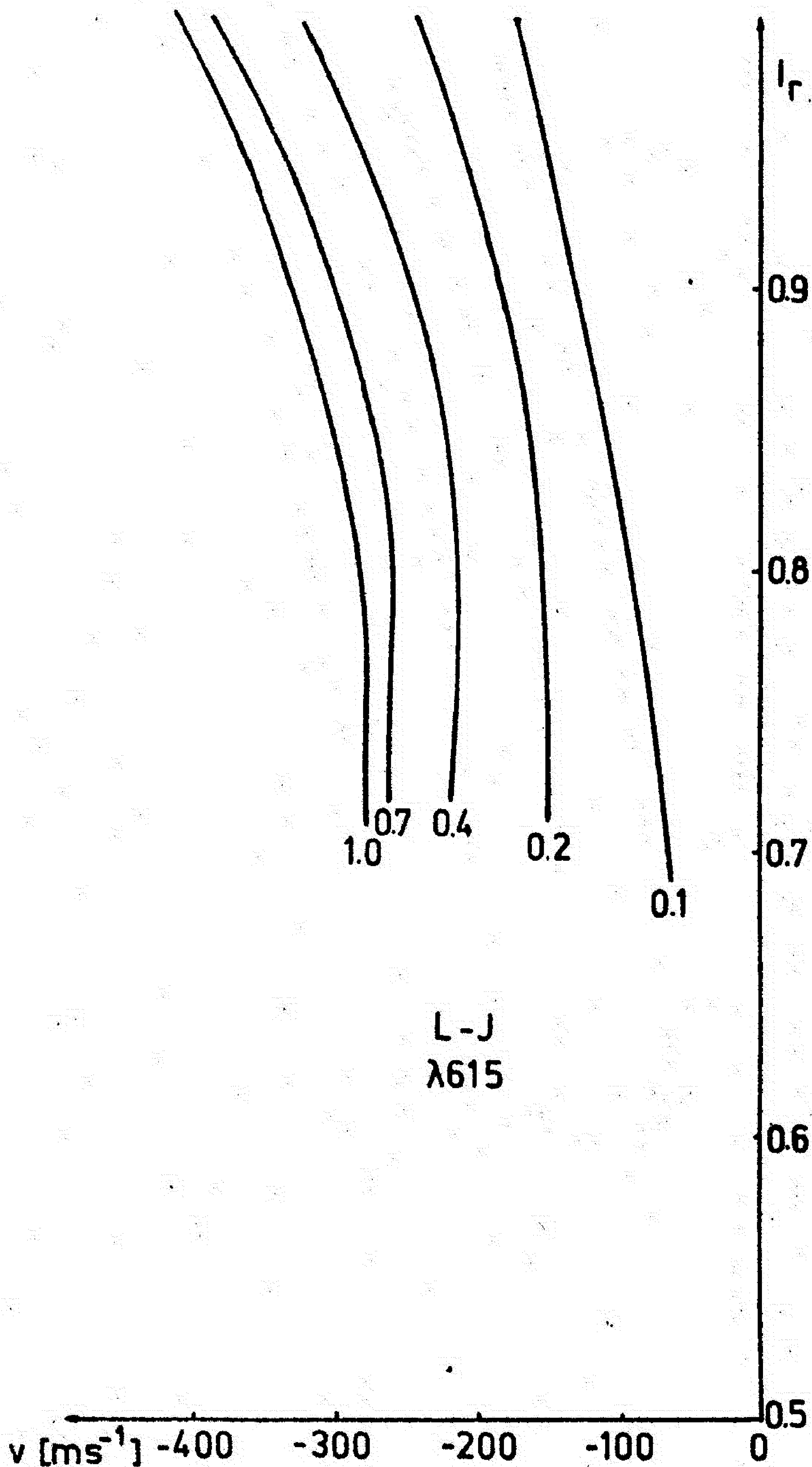




Sl. 69. Bisektori spektralne linije  $\lambda 616 \text{ nm}$ .

Bisektori dobijeni u slučaju sintetičkih profila spektralnih linija računatih na osnovu sudarnog širenja sa Lennard-Jonesovim potencijalom interakcije predstavljani su na slikama od 69 do 73.

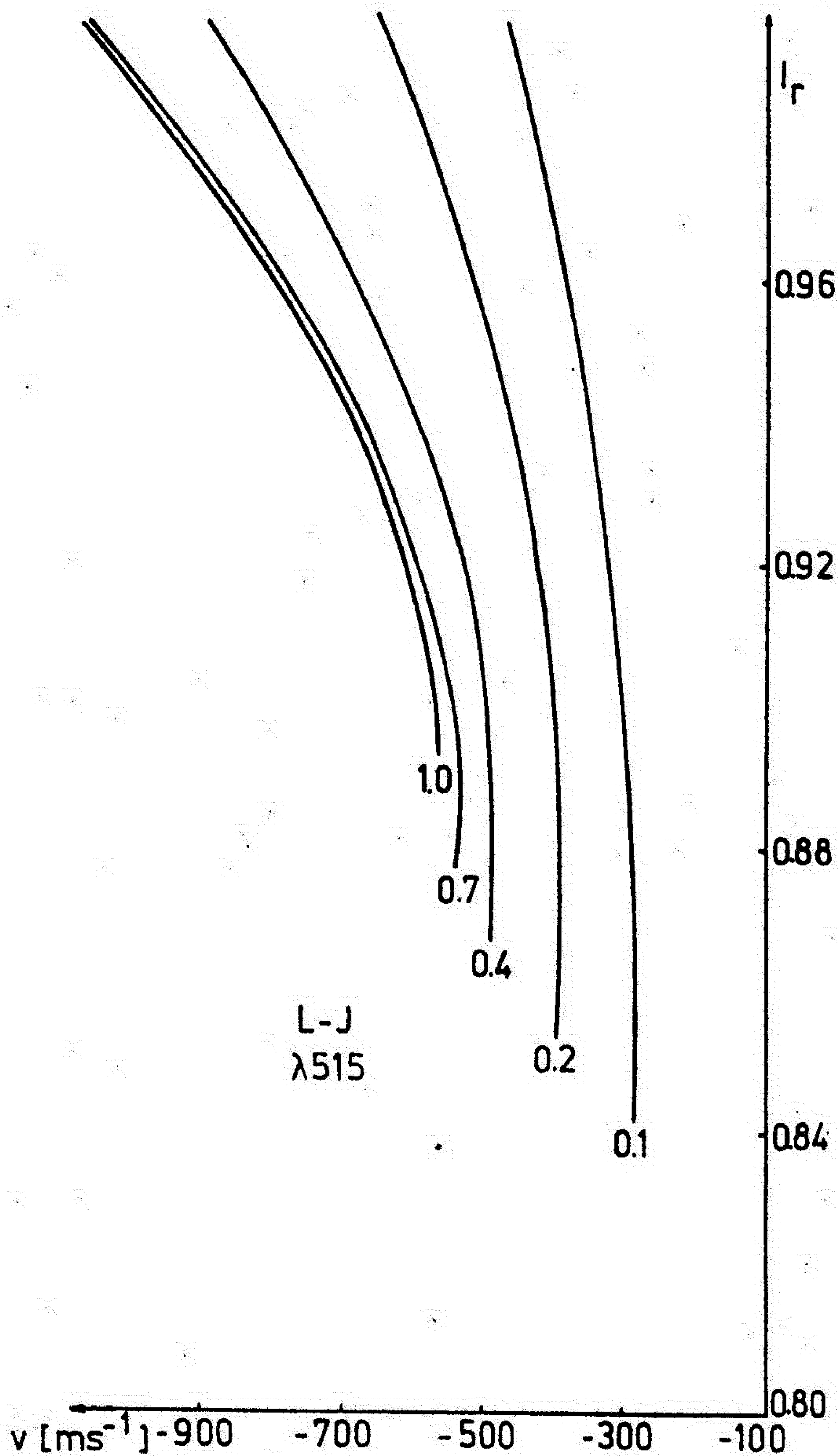
Na osnovu grafikona sa slika mogu se očititi nekoliko opštih pravila u ponašanju bisektora.



Sl. 70. Bisektori spektralne linije  $\lambda 615$  nm.

Bisektori iz svih tačaka Sunčevog diska nalaze se u negativnoj oblasti brzina, tj. linije su pomerene ka plavom delu spektra. Plavi pomak duž bisektora se povećava sa rastom glavnog kvantnog broja gornjeg energetskog nivoa prelaza, a smanjuje se sa povećanjem heliocentričnog ugla. Ove osobine bisektora mogu se objasniti, kao i u slučaju Smirnov-Roueff potencijala, na osnovu promene PKA u zavisnosti od optičke dubine (sl. 55), uzimajući u obzir dubinu stvaranja pojedinih tačaka profila spekt-

ralne linije (sl. 30 do 34). Naravno to važi i za analizu fine strukture pojedinih bisektora koja je analogna analizi u slučaju Smirnov-Roueffovog potencijala i nećemo je ovde izneti.

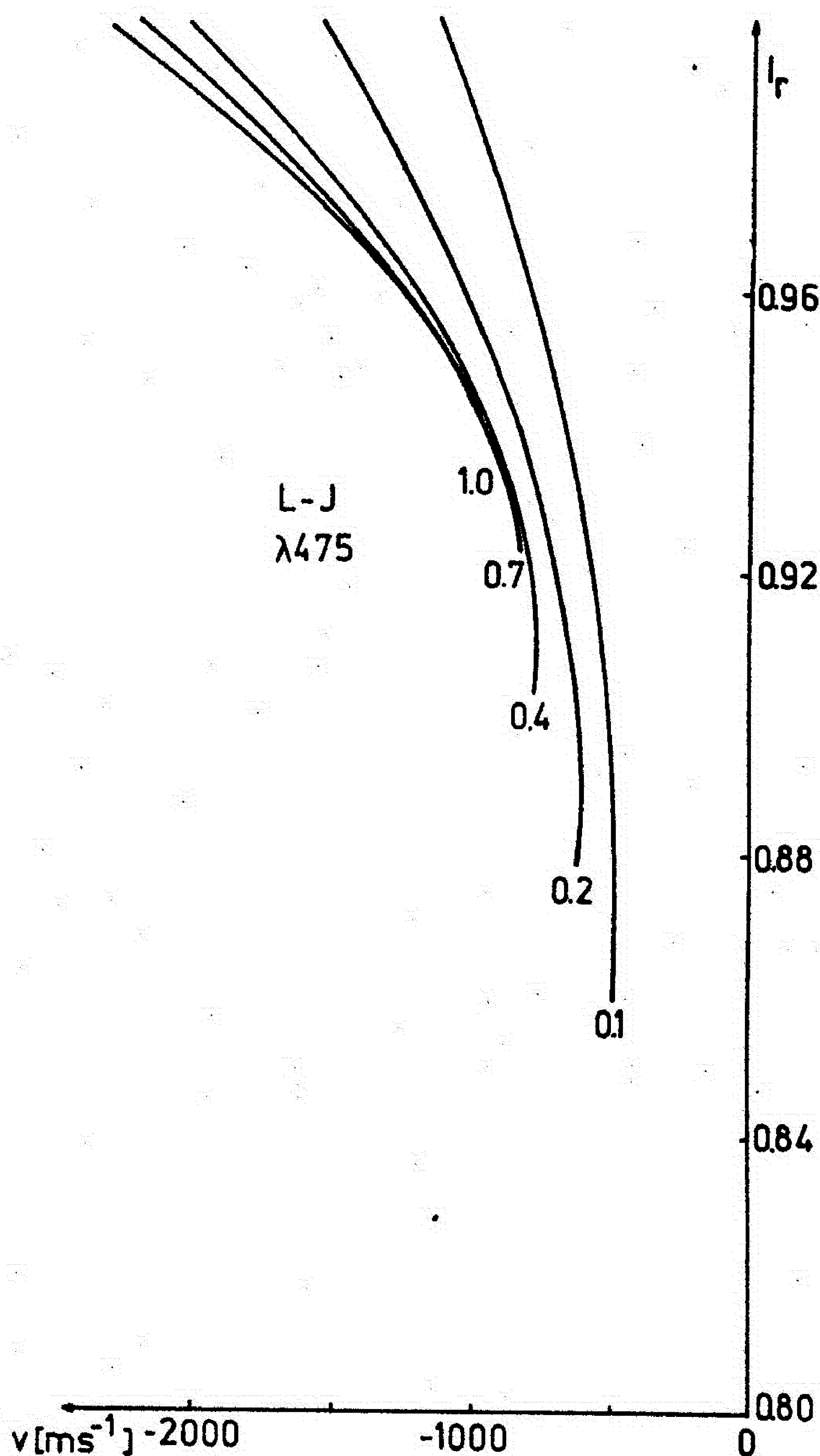


Sl. 71. Bisektori spektralne linije  $\lambda 515$  nm.

Medutim, treba obratiti pažnju na to da je pomak talasne dužine duž bisektora mnogo veći nego u slučaju Smirnov-Roueffovog potencijala, naročito za visoke vrednosti glavnog kvantnog broja. Veličina pomaka se

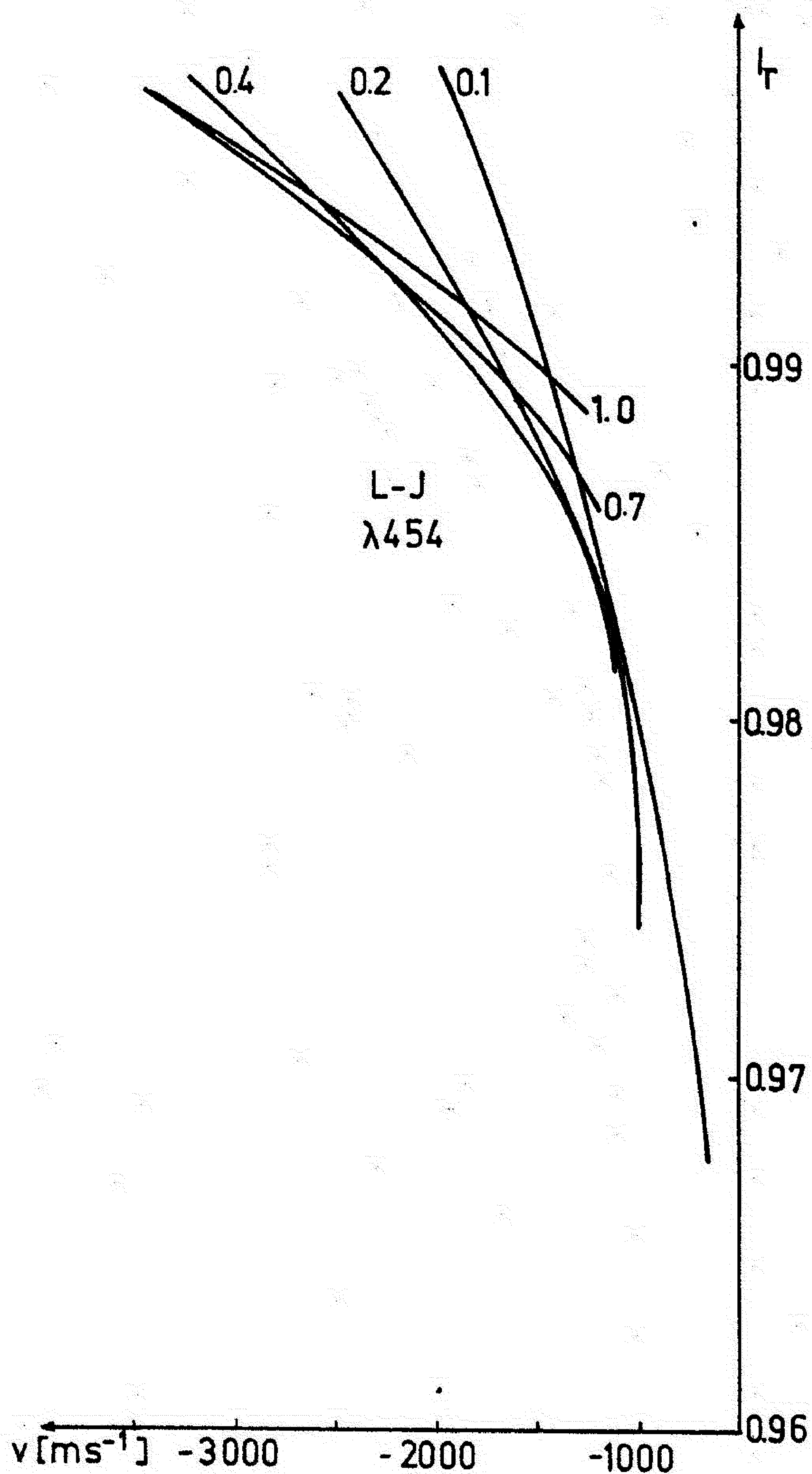


nalazi u intervalu između  $100 \text{ m s}^{-1}$  (za liniju  $\lambda 616$ ) do iznad  $2000 \text{ ms}^{-1}$  (za liniju  $\lambda 454$ ).



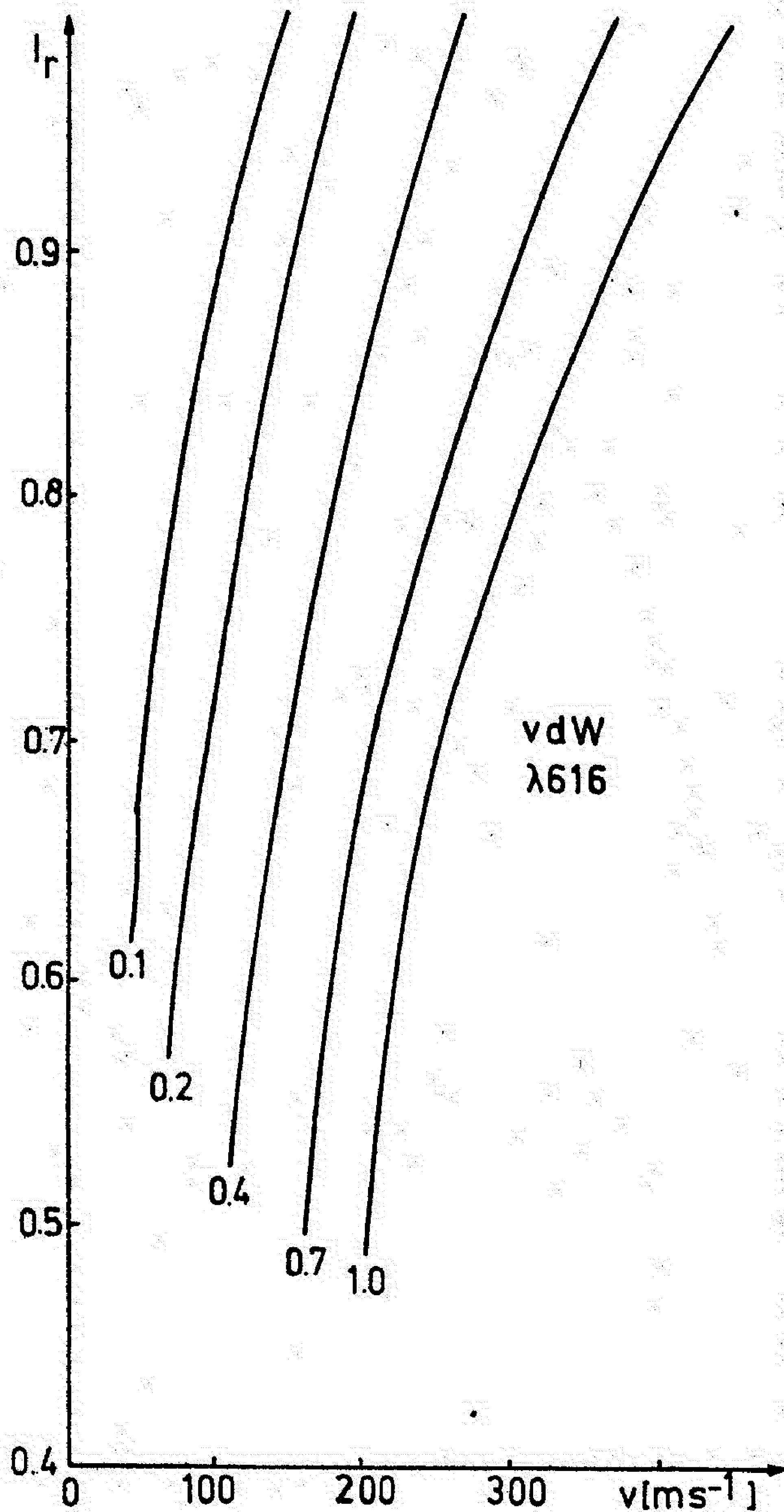
Sl. 72. Bisektori spektralne linije  $\lambda 475 \text{ nm}$ .

Bisektori spektralnih linija za van der Waalsov potencijal interakcije su predstavljeni na slikama od 74 do 78. Bisektori svake spektralne linije su računati za pet vrednosti heliocentričnog ugla, kao i u slučaju prethodna dva potencijala. Oznake na slikama su takode iste kao u prethodnim slučajevima.



Sl. 73. Bisektori spektralne linije  $\lambda 454$  nm.

Opšta karakteristika bisektora svih linija je da se nalaze u pozitivnoj oblasti brzine, tj. sve linije su pomerene ka crvenom delu spektra. Većina bisektora je konveksna prema plavom delu spektra. Izuzetak su dva bisektora linije  $\lambda 454$  na kosinusu heliocentričnog ugla od 0.2 i 0.1, koja su konkavna prema plavom delu spektra.



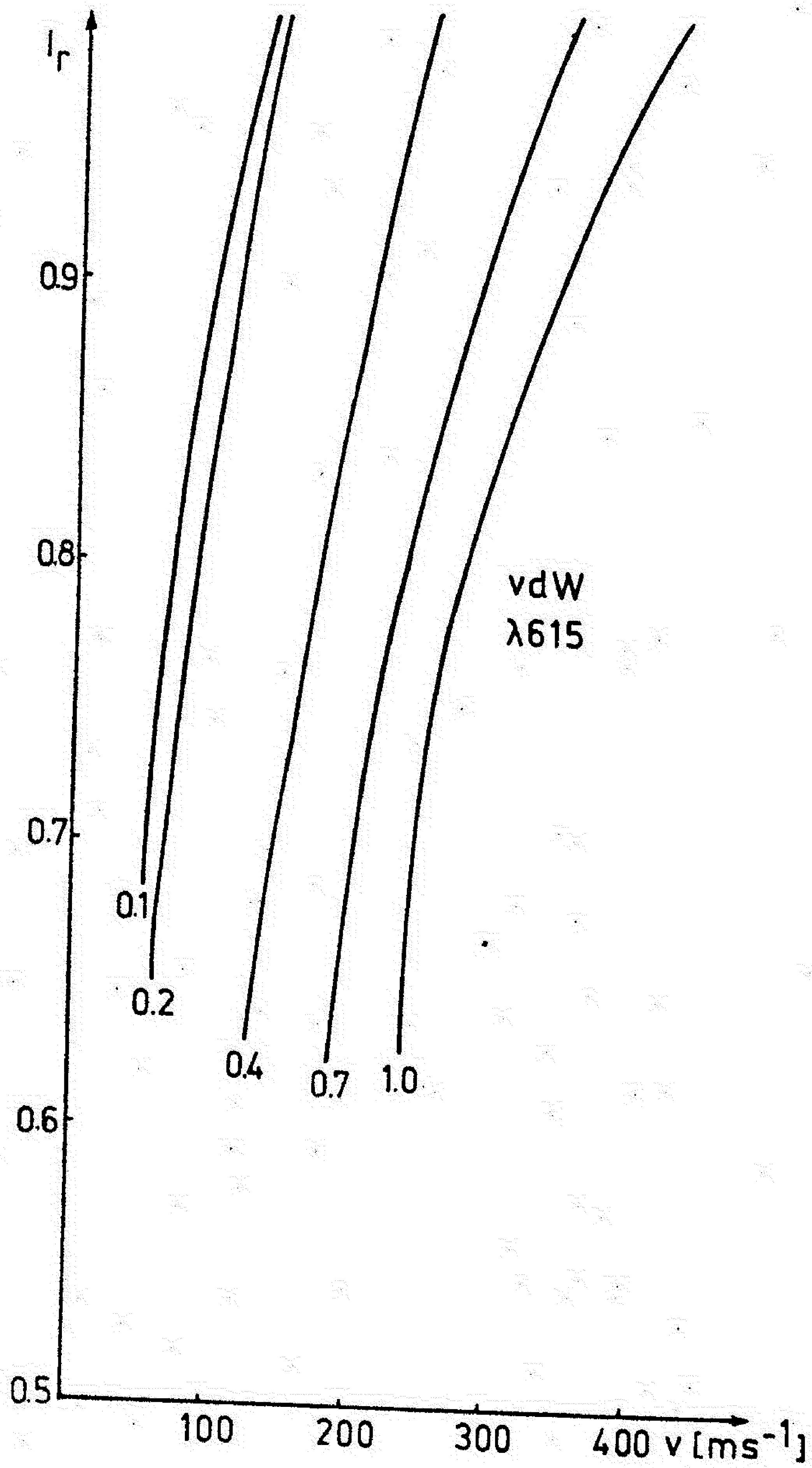
Sl. 74. Bisektori spektralne linije  $\lambda 616$  nm.

Navedene opšte osobine bisektora mogu se objasniti na osnovu istovremene analize dubine formiranja spektralnih linija (videti slike od 30 do 34) i promene PKA (sl. 58).

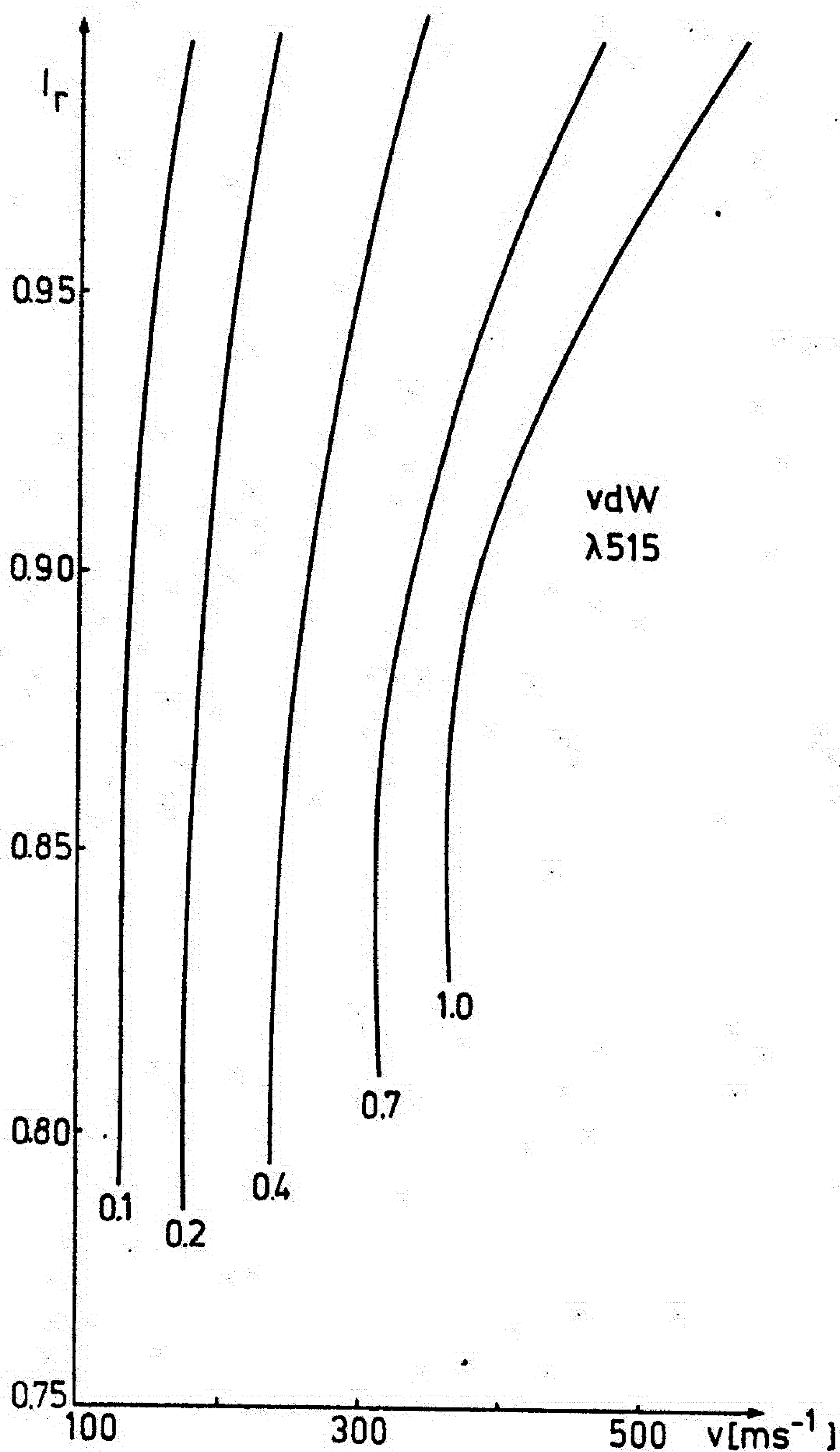
Detaljna analiza promene bisektora je analogna analizi bisektora u slučaju Smirnov-Roueffovog i Lennard-Jonesovog potencijala interakcije. Zbog toga se nećemo zadržati na toj analizi. Pomenućemo samo da se promena talasne dužine duž bisektora kreće u granicama od nekoliko de-



setina  $\text{m s}^{-1}$  do nekoliko stotina  $\text{m s}^{-1}$ , i raste sa rastom glavnog kvantnog broja gornjeg energetskog nivoa prelaza, a opada sa rastom heliocentričnog ugla. Najveća je za liniju  $\lambda 454$  u centru Sunčevog diska i iznosi oko hiljadu  $\text{m s}^{-1}$ .



Sl. 75. Bisektori spektralne linije  $\lambda 615 \text{ nm}$ .

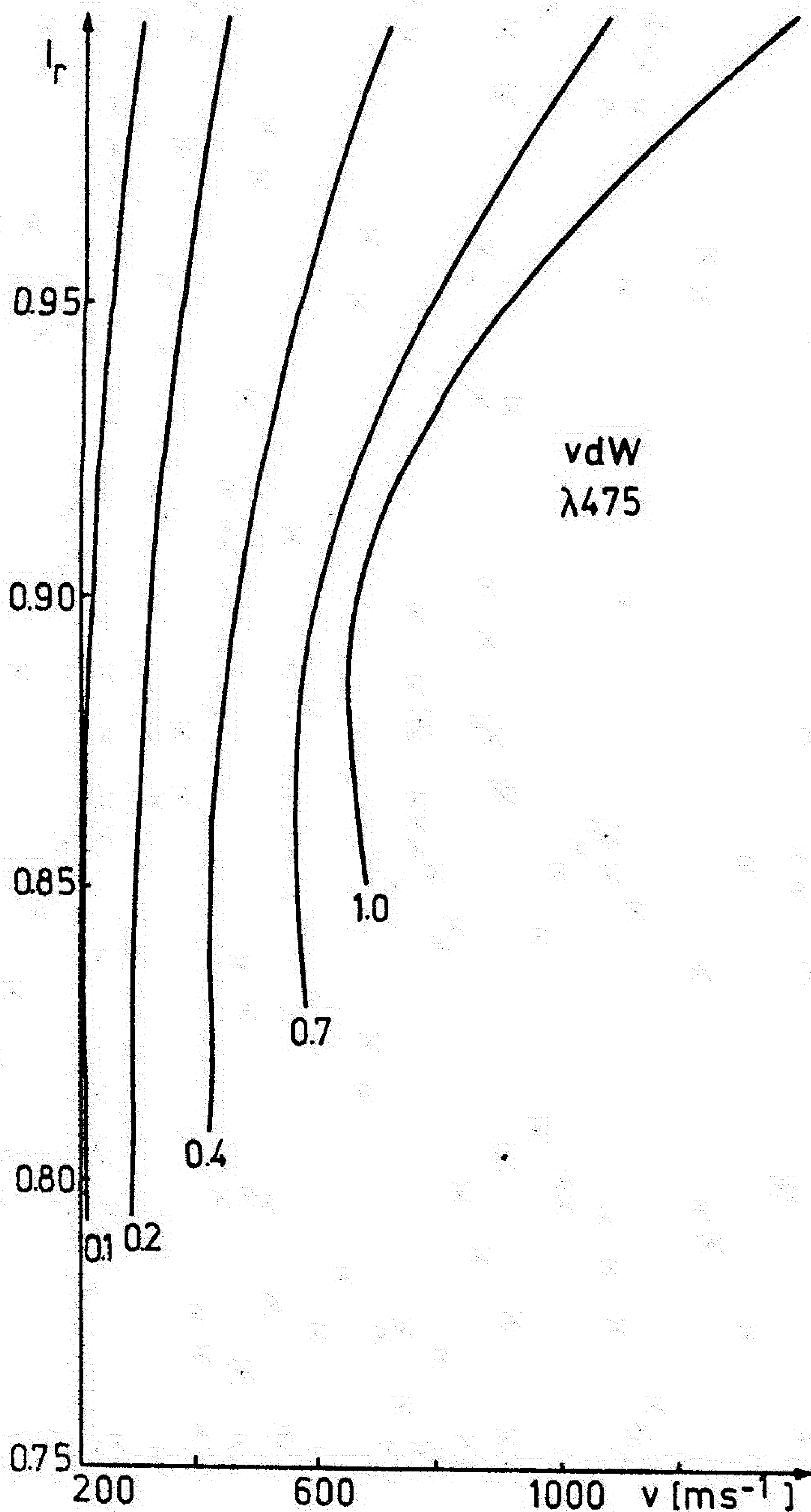


Sl. 76. Bisektori spektralne linije  $\lambda 515$  nm.

Kao što smo već ranije pomenuli profili spektralnih linija  $\lambda 616$  i  $\lambda 615$  su posmatrani od strane Gurtovenka i dr. (1975). Na osnovu njihovih posmatranja (Tablice XI i XII) izračunati su bisektori profila tih linija sa istom metodom, sa kojim su računati sintetički bisektori.

Bisektori spektralnih linija  $\lambda 616$  i  $615$  su predstavljani na slici 79 i 80. Na ordinati koordinatnog sistema je relativni intenzitet, a na apscisi je pomak duž bisektor u brzinskim jedinicama ( $m s^{-1}$ ). Nula apscisne ose

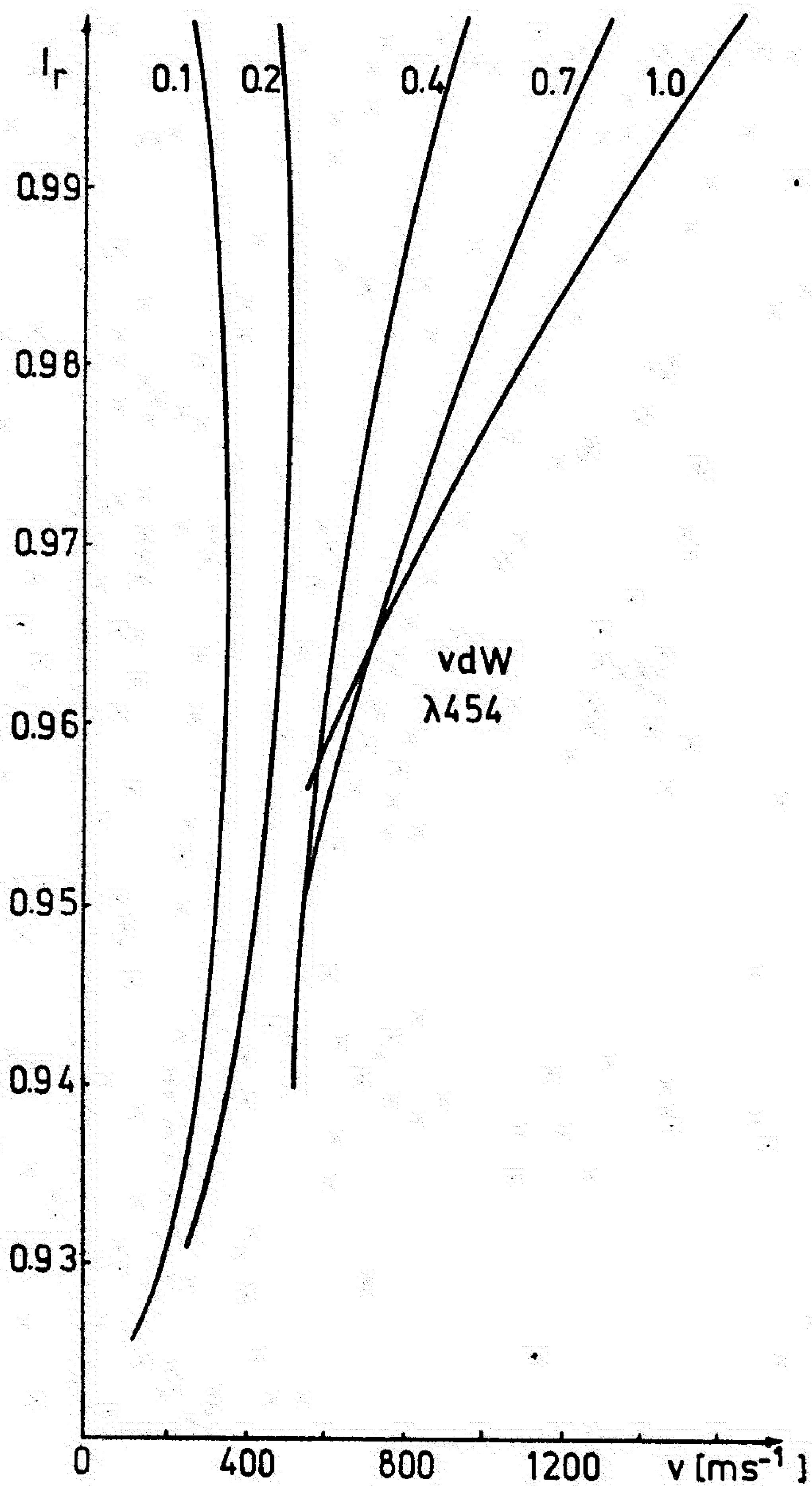
je proizvoljno izabrana za svaki bisektor, tako da je njihov međusobni pomak nerealan. Na osnovu grafikona možemo samo da analiziramo relativnu promenu talasne dužine duž bisektora.



Sl. 77. Bisektori spektralne linije  $\lambda 475$  nm.

Oko centra Sunčevog diska ( $\mu = 1, 0.8, 0.6$ ) bisektori su konveksni, dok su bliže limbu Sunca ( $\mu = 0.44, 0.28$ ) konkavni prema plavom delu spektra.

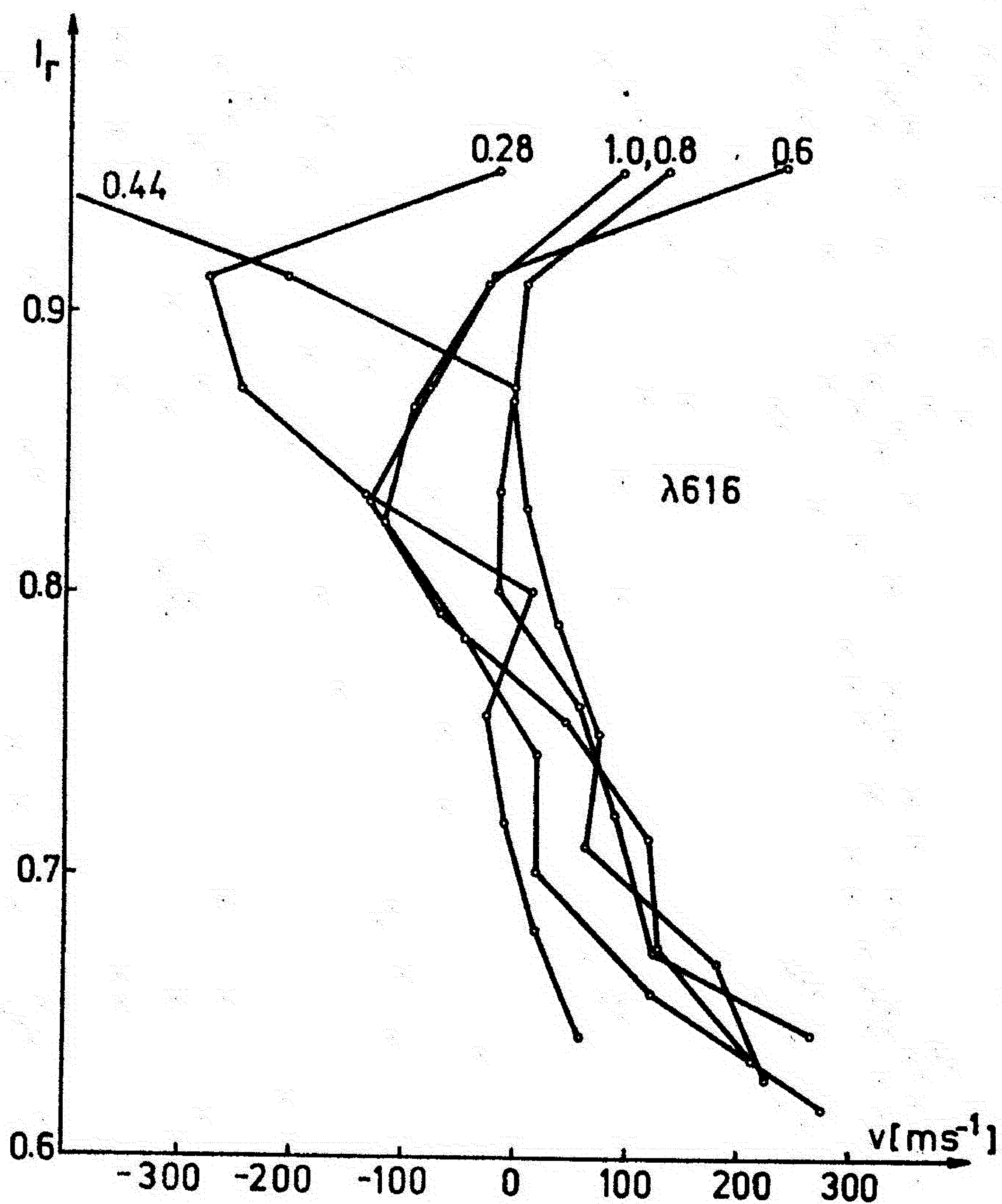




Sl. 78. Bisektori spektralne linije  $\lambda 454 \text{ nm}$ .

Prosečna promena talasne dužine duž bisektora iznosi oko  $300 \text{ m s}^{-1}$ .

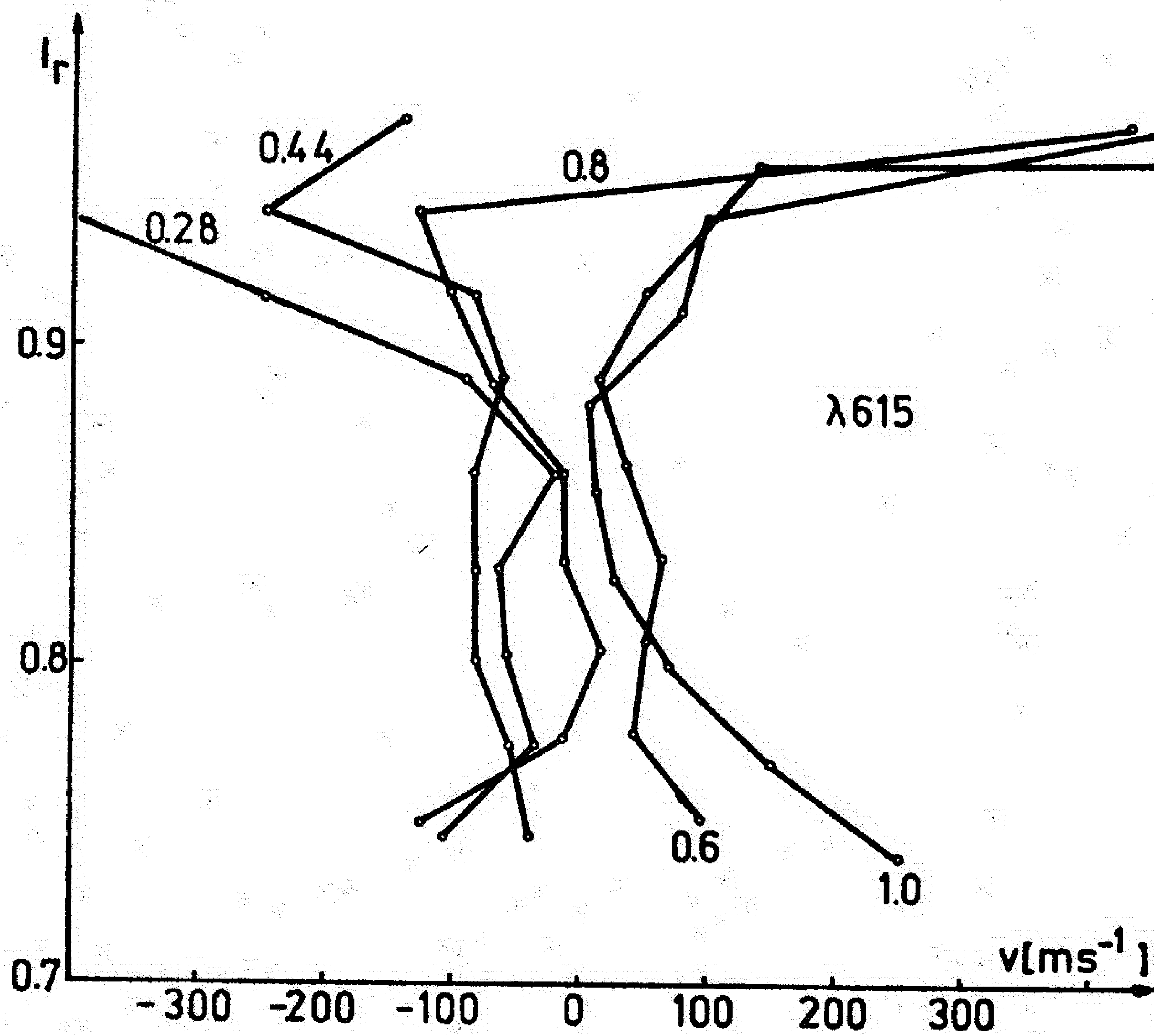
Upoređujući ovaj podatak sa podacima sintetičkih bisektora možemo zaključiti da sudarni procesi znatno doprinose stvaranju asimetrije spektralnih linija  $\lambda 616$  i  $\lambda 615$ . Naime, relativni udeo sintetičkih pomaka u posmatranim pomacima talasne dužine duž bisektora iznosi oko 30 % do 50 %.



Sl. 79. Posmatrani bisektori spektralne linije  $\lambda 616$  nm.

Na osnovu tendencije rasta pomaka duž sintetičkih bisektora sa rastom glavnog kvantnog broja gornjeg energetskog nivoa prelaza i na osnovu uvida u posmatračke podatke o bisektorima (neki primeri posmatranih bisektora su predstavljani na sl. 81) raznih spektralnih linija raznih elemenata, realno je očekivati da udeo sudarnih procesa u asimetriji linija  $\lambda 515$ ,  $\lambda 475$ , i  $\lambda 454$  veći nego za linije  $\lambda 616$  i  $\lambda 615$ . Naravno, pri ovoj proceni treba imati u vidu i opšte pravilo, koje smo ranije već pomenuli, da asimetrija spektralnih linija raste sa smanjenjem jačine, odn.

ekvivalentne širine. U slučaju naših spektralnih linija ekvivalentna širina takode opada sa rastom glavnog kvantnog broja, što unosi izvesnu nesigurnost u gornji zaključak.



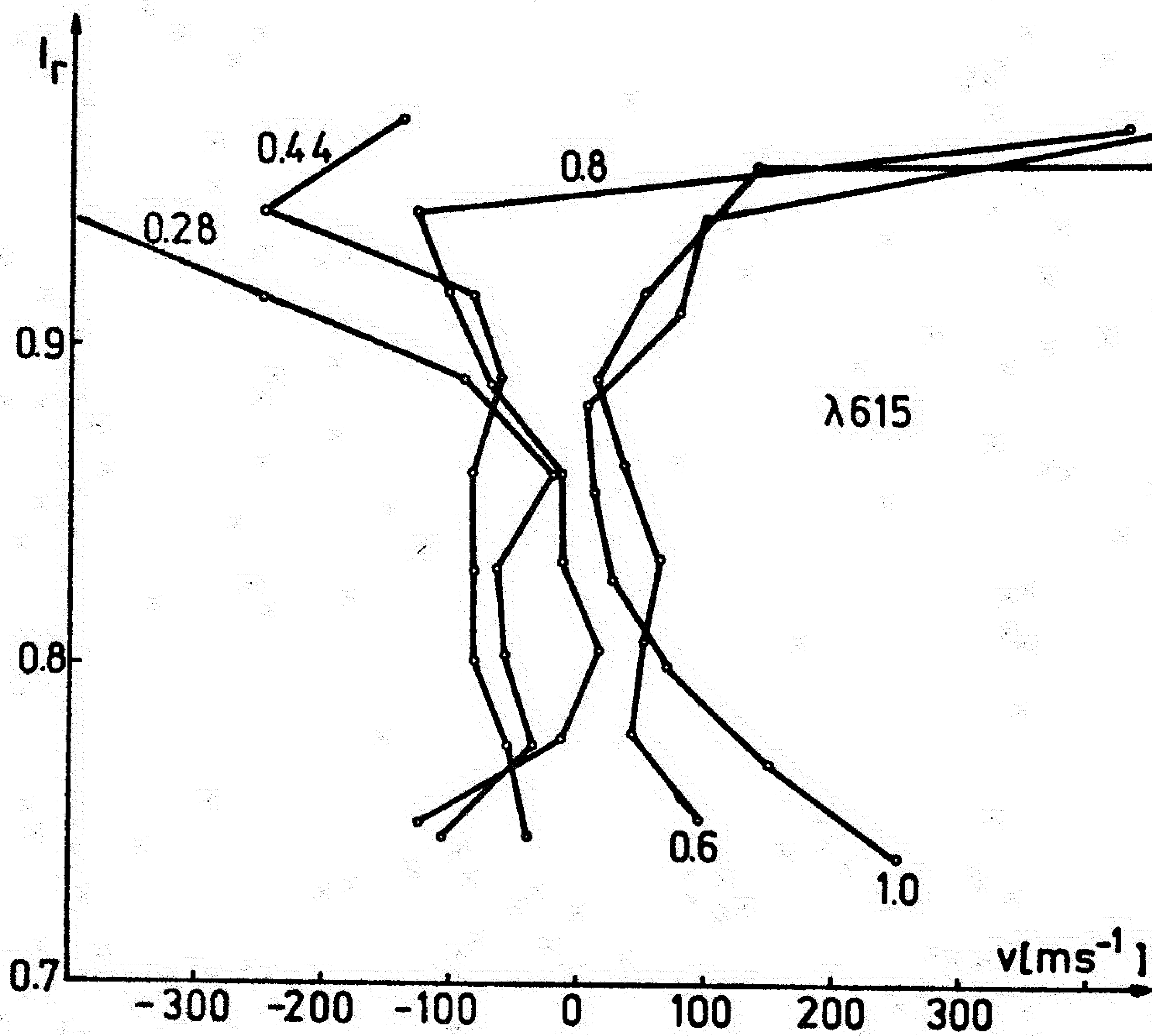
Sl. 80. Posmatrani bisektori spektralne linije  $\lambda 615$  nm.

#### 4.2.5.1. Bisektori u pegi

Bisektori spektralne linije  $\lambda 515$  u Sunčevoj pegi predstavljani su na slikama 82 i 83 za slučaj potencijala Smirnov-Roueffa i Lennard-Jonesa za pet vrednosti heliocentričnog ugla. Bisektori za van der Waalsov potencijal nisu prikazani, jer kvantitativno (po apsolutnoj vrednosti pomaka duž bisektora) malo se razlikuju od bisektora Smirnov-Roueffovog potencijala.



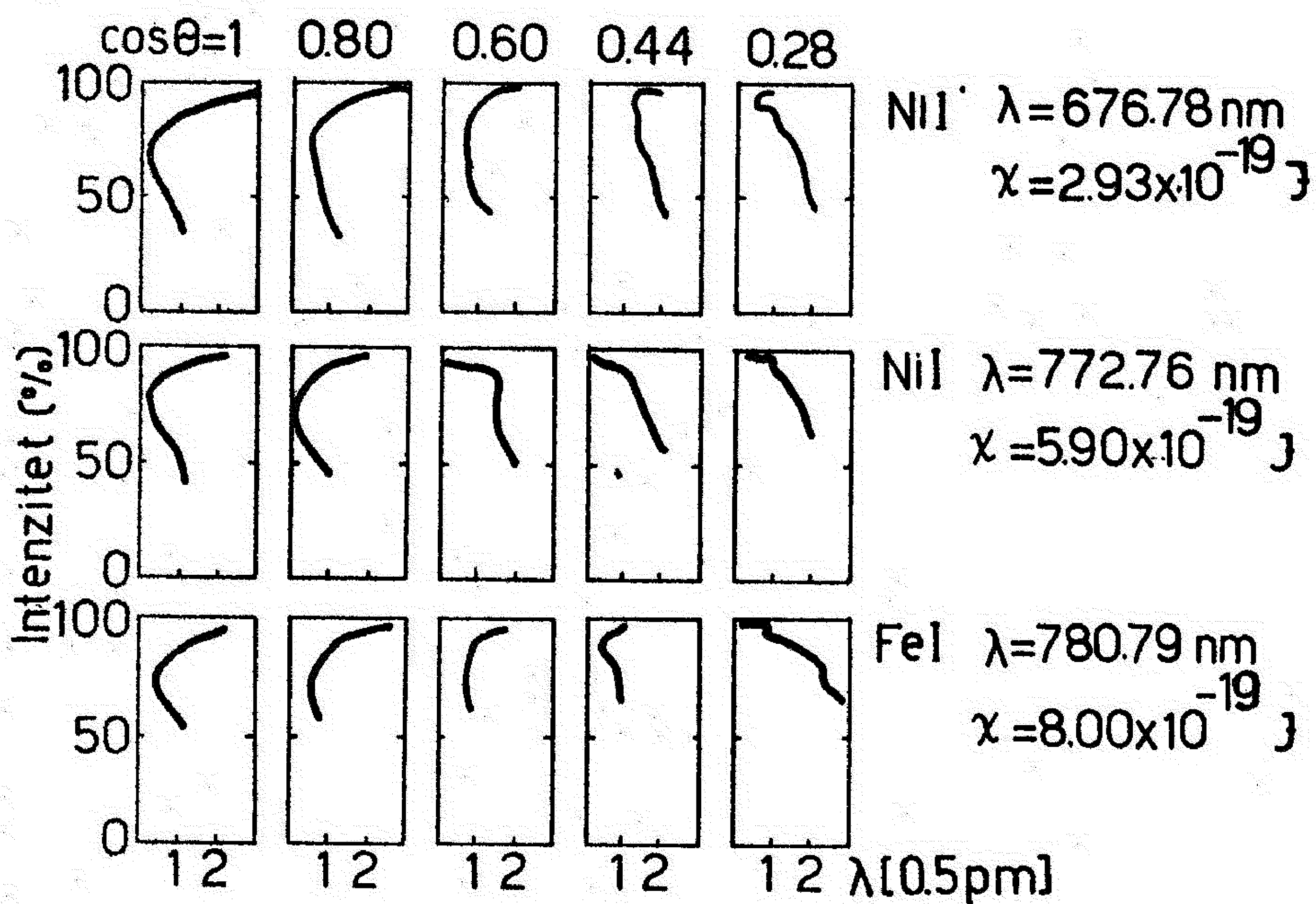
ekvivalentne širine. U slučaju naših spektralnih linija ekvivalentna širina takode opada sa rastom glavnog kvantnog broja, što unosi izvesnu nesigurnost u gornji zaključak.



Sl. 80. Posmatrani bisektori spektralne linije  $\lambda 615$  nm.

#### 4.2.5.1. Bisektori u pegi

Bisektori spektralne linije  $\lambda 515$  u Sunčevoj pegi predstavljani su na slikama 82 i 83 za slučaj potencijala Smirnov-Roueffa i Lennard-Jonesa za pet vrednosti heliocentričnog ugla. Bisektori za van der Waalsov potencijal nisu prikazani, jer kvantitativno (po apsolutnoj vrednosti pomaka duž bisektora) malo se razlikuju od bisektora Smirnov-Roueffovog potencijala.



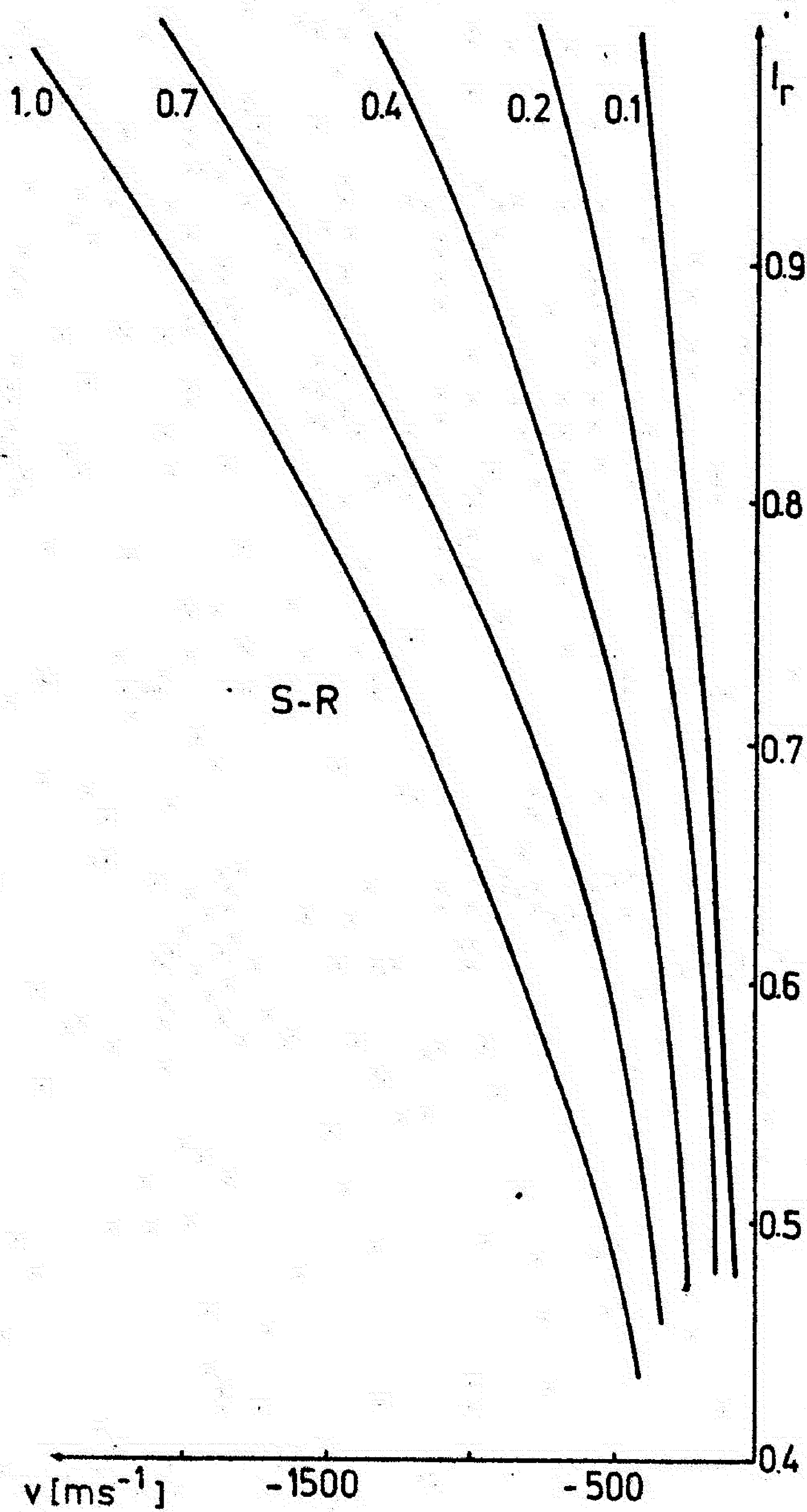
Sl. 81. Primeri posmatranih bisektora raznih elemenata, raznih jačina spektralnih linija sa raznim vrednostima ekscitacionog potencijala ( $\chi$ ) na različitim vrednostima heliocentričnog ugla ( $\theta$ ).

Bisektori su konkavni prema plavom delu spektra. Konkavnost je izraženiji u centru Sunčevog diska, a slabi ka limbu.

Pažnju treba obratiti na veličinu promene talasne dužine duž bisektora. Ona je znatno veća nego u slučaju mirne fotosfere. Za Smirnov-Roueffov potencijal u centru Sunčevog diska iznosi oko  $2000 \text{ m s}^{-1}$ , a za Lennard-Jonesov potencijal oko  $4000 \text{ m s}^{-1}$ . Pomak opada sa rastom heliocentričnog ugla.

S obzirom na veličini pomaka duž bisektora, relativno lako bismo mogli da ga posmatramo čak i u takvoj, po strukturi, komplikovanoj sredini kao pega. Međutim, posmatrački podaci za ovu liniju u pegi nisu

nađeni. U nedostatku posmatračkih podataka za ovu liniju izvršićemo neka kvantitativna upoređenja sa drugim podacima.

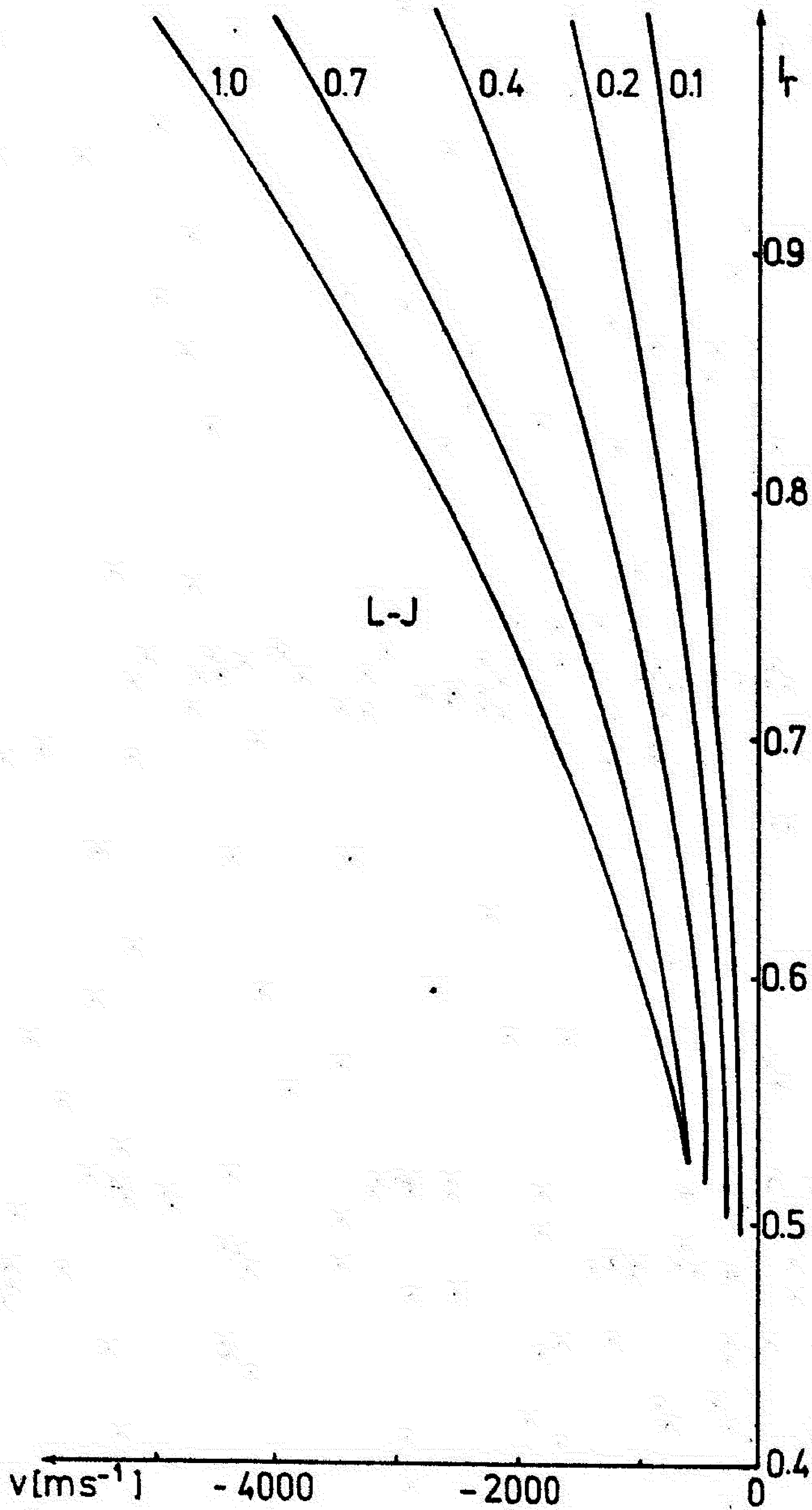


Sl. 82. Bisektori spektralne linije  $\lambda$  515 nm u pegi za Smirnov-Roueffov potencijal.

Neka posmatranja pokazuju (Ludmány, 1983, Matting, 1984) da su bisektori spektralnih linija u pegama blizu centra Sunčevog diska konkavni,



nasuprot bisektorima u mirnoj fotosferi gde su oni konveksni prema plavom delu spektra. Ako je konvektivno kretanje u pegama prigušeno ili znatno promenjeno u odnosu na konvektivno kretanje u fotosferi sudarni procesi, kao što smo videli (sl. 82 i 83), mogu dati konkavan oblik bisektorima.



Sl. 83. Bisektori spektralne linije  $\lambda 515 \text{ nm}$  u pegi za Lennard-Jonesov potencijal.

Ako u pegama postoji konvektivno kretanje, koje je takvog karaktera da u konvektivnim ćelijama preovlada po površini hladna materija (u fotosferi je obrnut slučaj, sl. 4), onda će to rezultovati konkavni oblik bisektora, kao i sudarni procesi. Zbir ova dva efekta bi povećao posmatranu asimetriju spektralne linije.

#### 4.3. SPEKTRALNE LINIJE NEUTRALNOG NATRIJUMA I HELIJUMA U ATMOSFERI HLADNE I TOPLE ZVEZDE

Širenje, pomak i asimetrija profila spektralnih linija kod zvezda potiče uglavnom od rotacije, granulacije, termalnog kretanja, turbulentnog kretanja, oscilacija i interakcija među česticama. Pažljivom analizom posmatranih spektralnih linija možemo razdvojiti uticaj svakog mehanizma i izučavati ga zasebno. Tako npr. širenje spektralnih linija rotacijom može da se odvoji od širenja usled makroturbulencije metodom Fourierove analize, a mikroturbulencija se može izučavati metodom krive rasta.

Granularno kretanje kod zvezda, pomoću današnje posmatračke tehnike, ne može se neposredno izučavati kao kod Sunca, gde se u kontinualnom zračenju može videti granularna struktura, a spektralne linije kod posmatranja velike prostorne rezolucije pokazuju poznatu cik-cak strukturu, što je neposredni posmatrački dokaz postojanja radijalne komponente kretanja materije u konvektivnim ćelijama. Međutim, oslanjajući se na iskustvo u spektralnom posmatranju Sunca sa malom prostornom razdvojnomoći u kome se granularno kretanje ispoljava i limb-efektu odn. u asimetriji profila spektralnih linija, pruža se mogućnost da iz spektara zvezda takođe možemo dobiti podatke o njihovoj granularnoj strukturi.

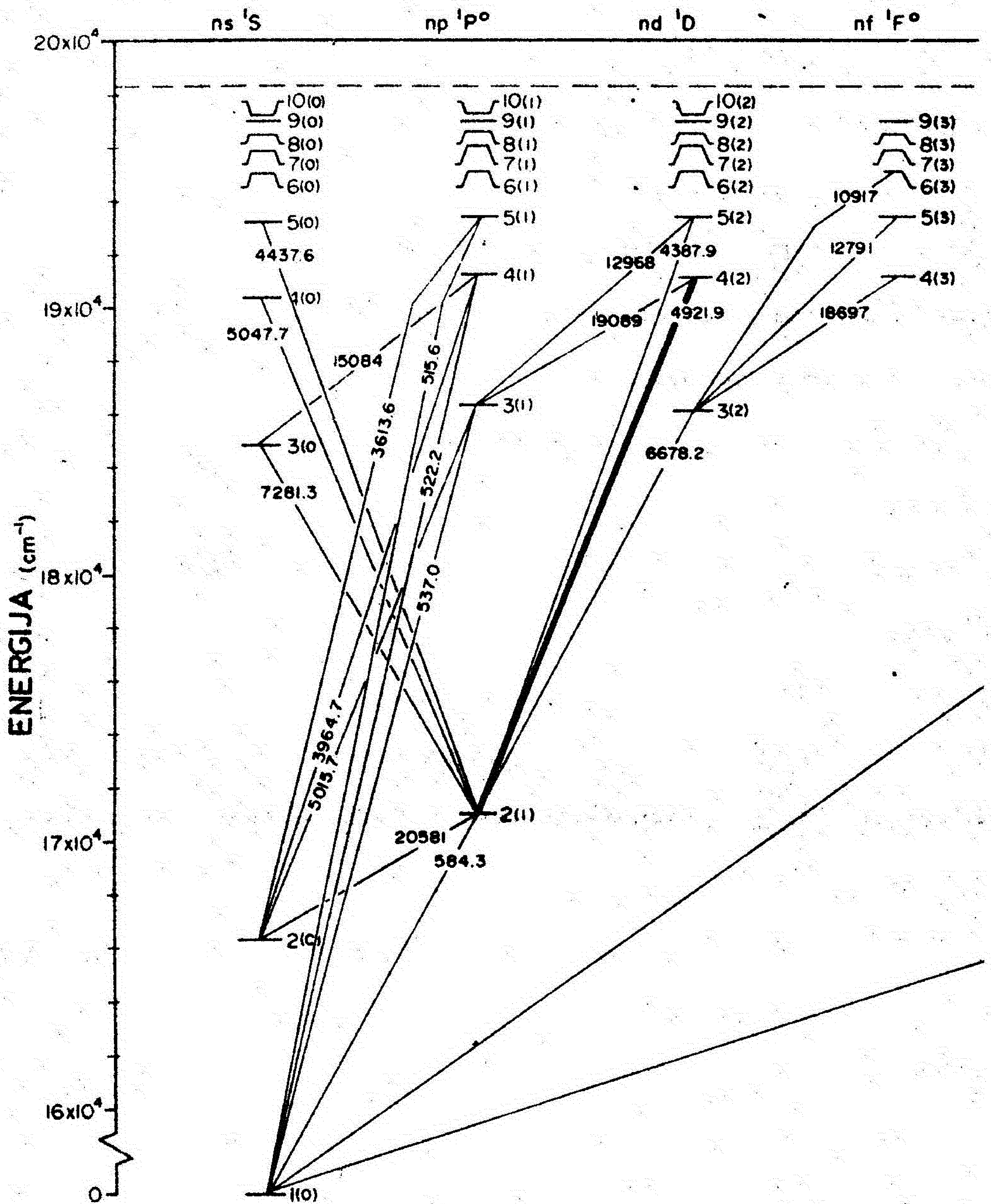
mogli pouzdanije ekstrapolovati podatke za optičke dubine u kontinuumu na osnovu vrednosti koje su u modelu zvezda zadate za talasnu dužinu od 500 nm. Naime, u modelima zvezda obično se ne daju optičke dubine za više talasnih dužina kao npr. kod HSRA modela Sunca, nego se to računa iz modela. Nalaženje optičke dubine za kontinuum je posebna problematika u koju nismo hteli da se upuštamo u okviru ovog rada. Drugi zahtev je proizišao iz potrebe da gornji energetski nivo u prelazu bude S. Razlozi za to su navedeni ranije pri izboru spektralnih linija na Suncu.

Za izučavanje uticaja sudarnih procesa na limb-efekt i na bisektor kod toplih zvezda izabrali smo spektralnu liniju neutralnog helijuma, talasne dužine  $\lambda = 492.193$  nm, koja nastaje pri prelazu  $2p^1P^0 - 4d^1D$ ; na sl. 84 prelaz je označen debljom linijom.

Pri izboru spektralne linije uzeli smo u obzir isti zahtev (prvi) kao kod hladne zvezde. Kao hemijski element izabran je helijum, jer na zvezdi efektivne temperature od 20000 K, osim vodonika samo helijum ima značajne, posmatranju pristupačne, spektralne linije u izabranoj oblasti talasne dužine.

Helijum kao apsorber ne ispunjava uslove pod kojima važi Smirnov-Roueffov potencijal interakcije. Naime, atom helijuma je po veličini uporedljiv sa atomom vodonika (jedini značajni neutralni perturber), prema tome pri sudaru valentni elektron ne može se smatrati kvazi slobodnim, kao što teorija Smirnov-Rouffea zahteva. Zbog toga pri računu pomaka i asimetrije spektralne linije korišćeni su samo Lennard-Jonesov i van der Waalsov potencijal interakcije.



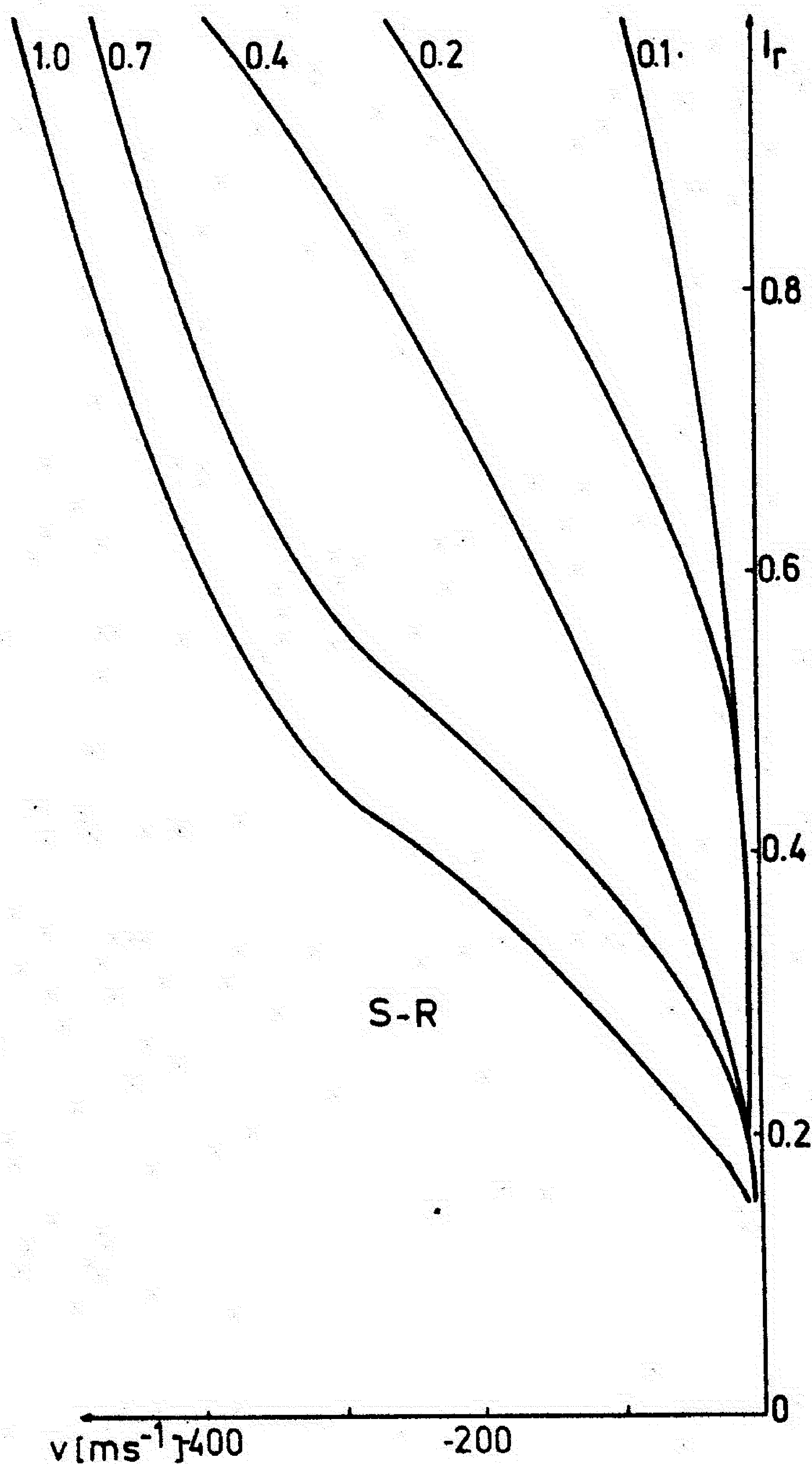


Sl. 84. HeI Grotrian dijagram.

#### 4.3.2. Limb-efekt i bisektori

Spektralna linija NaI  $\lambda 515$  na hladnoj zvezdi je mnogo jača nego na Suncu. Relativni intenzitet centra linije je oko 0.2. Kao jaka linija ona se stvara u širokom intervalu optičke dubine: vrh se stvara oko  $\tau_0 = 3 \cdot 10^{-3}$ , a krilo oko  $\tau_0 = 0.9$ . U ovom intervalu optičke dubine

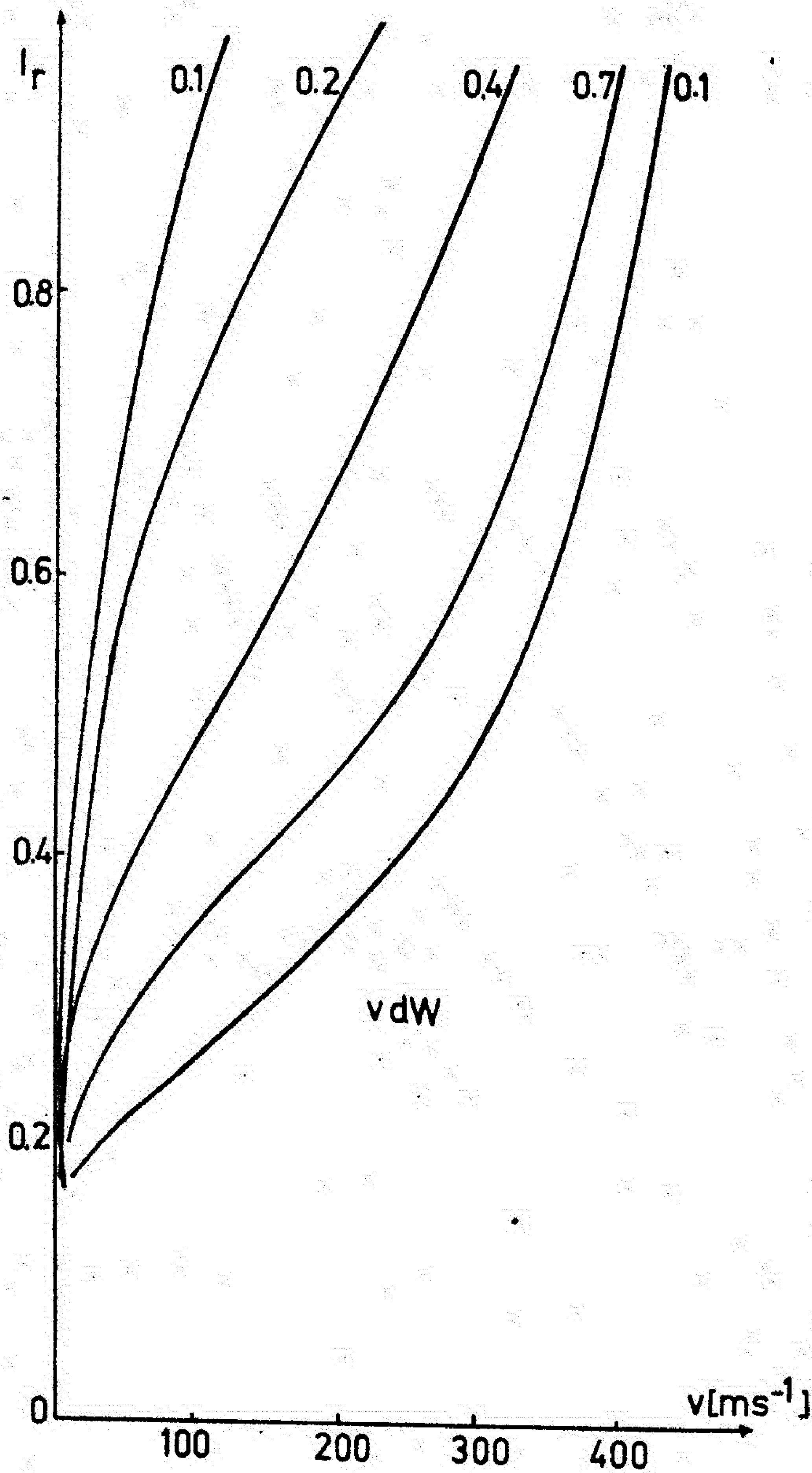
znatno se menjaju parametri atmosfere zvezde: gustina perturbirana se promeni oko dva reda veličine (vidi Tablicu II).



Sl. 85. Bisektori spektralne linije  $\lambda 515$  nm za Smirnov-Roueffov potencijal.

Zahvaljujući ovim uslovima stvaranja spektralne linije dobijamo ne-  
uobičajeni limb-efekt. Limb-efekt vrha spektralne linije je praktično nula,  
a u krilima raste sa udaljavanjem od vrha spektralne linije. Limb-efekt

Bisektori spektralne linije  $\lambda 515$  za različite potencijale interakcije predstavljani su na slikama od 85 do 87.

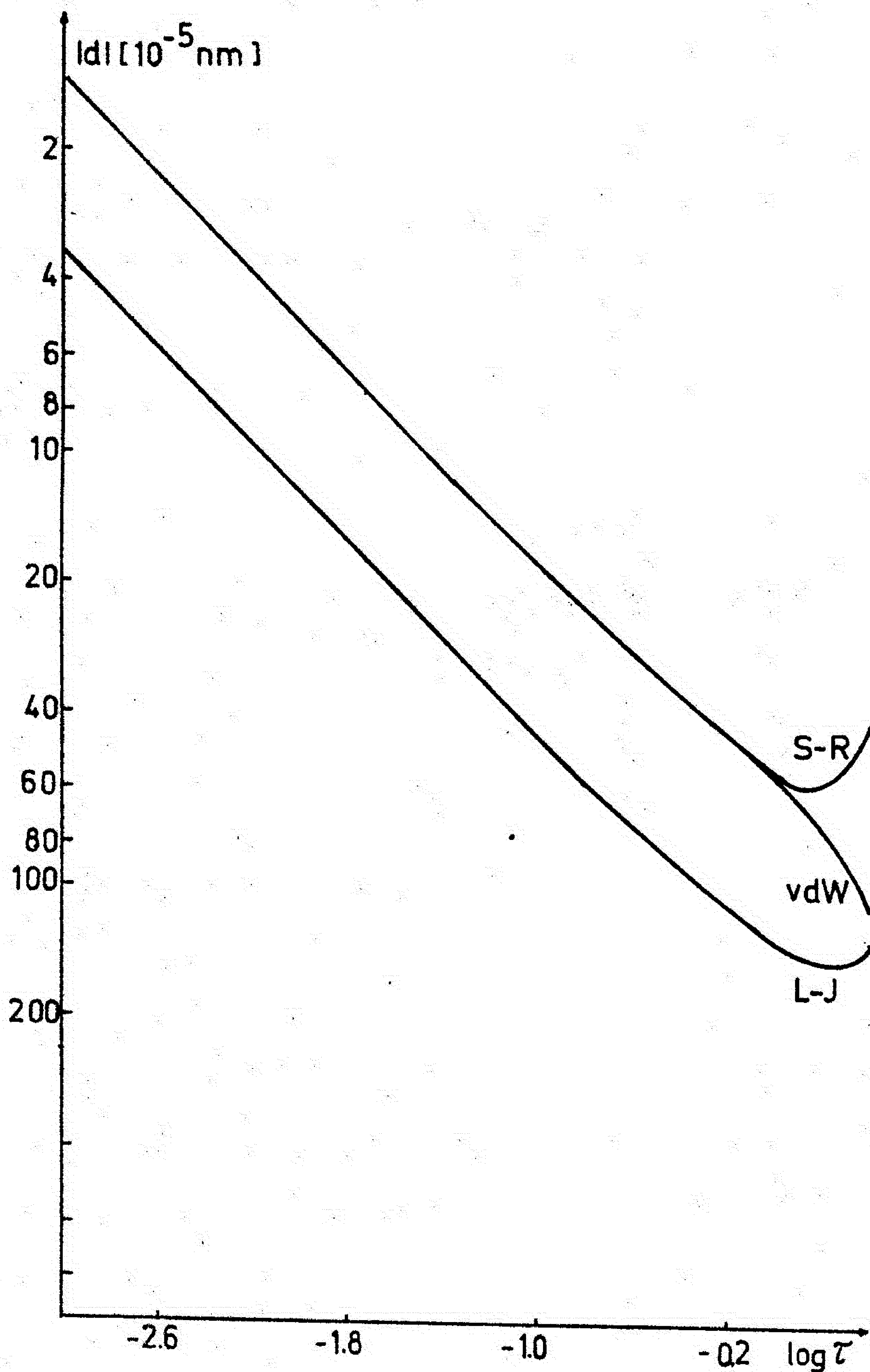


Sl. 87. Bisektori spektralne linije  $\lambda 515$  nm za van der Waalsov potencijal.

Analizu limb-efekta izvršićemo detaljnije na primeru bisektora za Smirnov-Roueffov potencijal, koji su predstavljani na slici 85. Sa slike se vidi da vrhovi spektralnih linija na svim heliocentričnim uglovima prak-

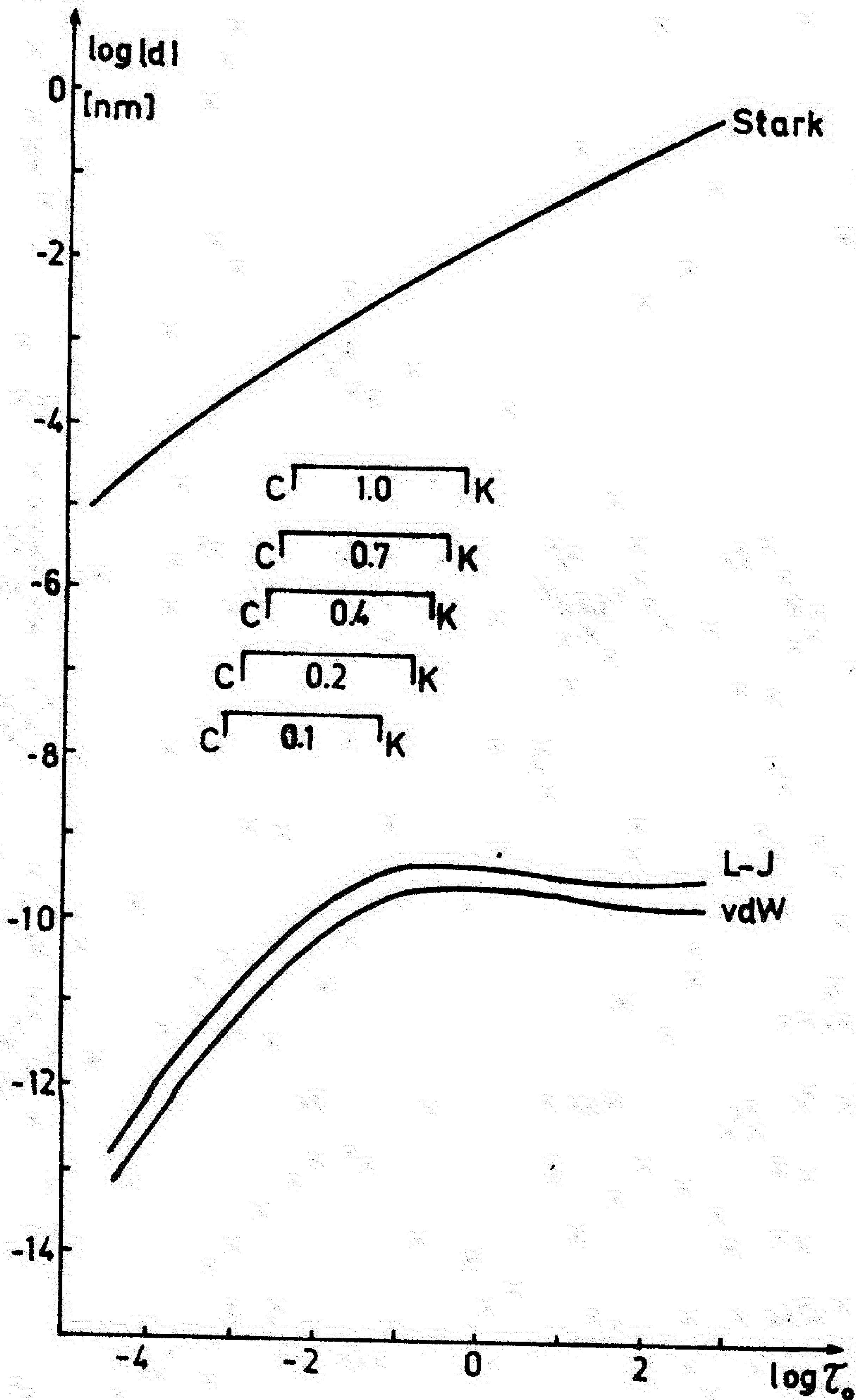


Navedene osobine limb-efekta i bisektora mogu se objasniti na osnovu promene koeficijenta apsorpcije u zavisnosti od optičke dubine. Ove promene su prikazane na sl. 88. Na ordinatnoj osi je pomak u logaritamskoj skali, a na apscisnoj osi je logaritam optičke dubine na talasnoj dužini 500 nm.



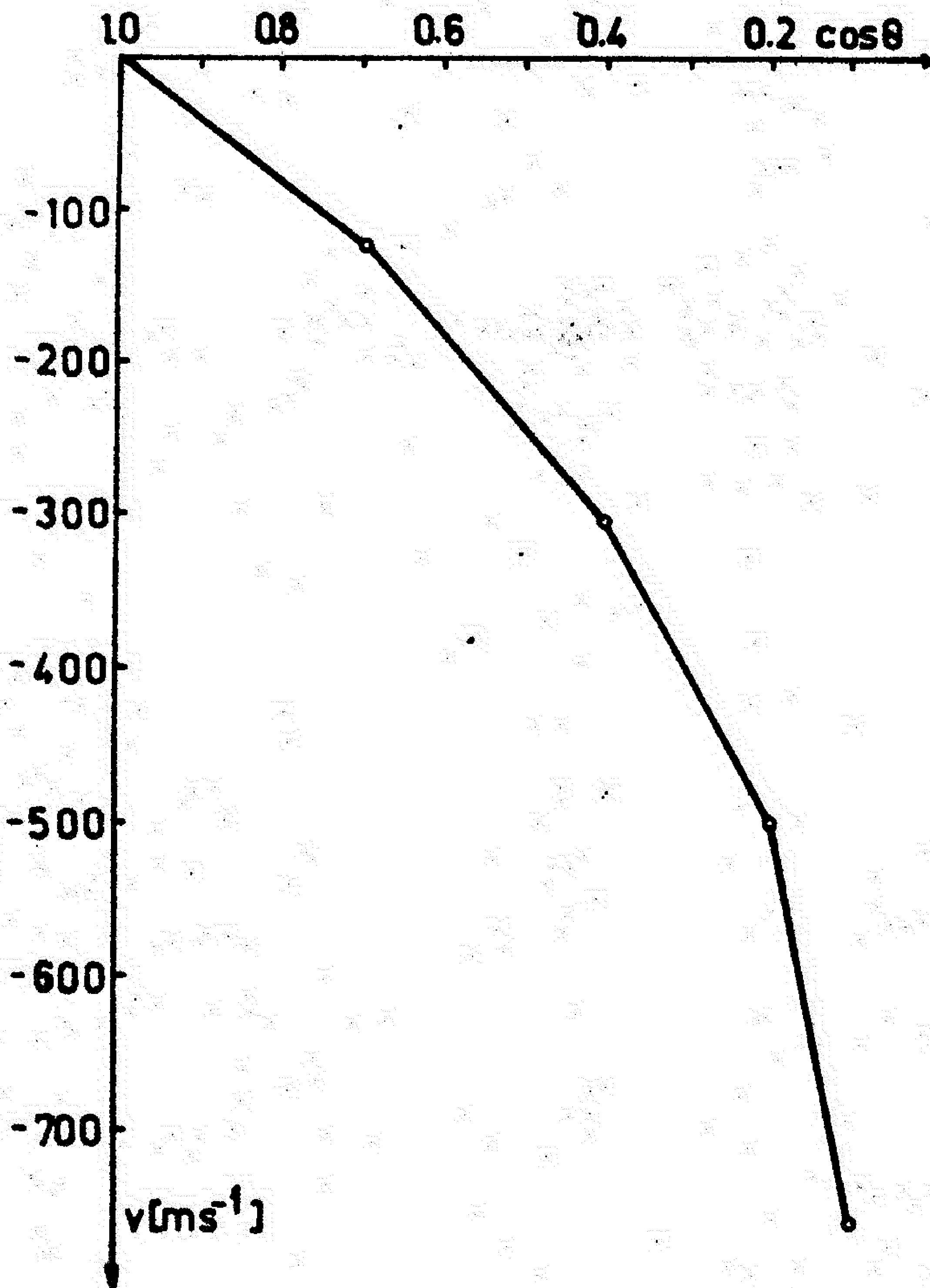
Sl. 88. Pomak koeficijenta apsorpcije u funkciji optičke dubine.

Apsolutna vrednost PKA za van der Waalsov i Smirnov-Roueffov potencijal se razlikuje medusobno samo u dubokom sloju atmosfere. Ta razlika potiče od Starkovog pomaka, koji se sa van der Waalsovim pomakom sabira, a od Smirnov-Roueffovog pomaka se oduzima. Mala razlika u limb-efektu i bisektorima za ova dva potencijala je prouzrokovana samo Starkovim pomakom.



Sl. 89. Pomak koeficijenta apsorpcije za toplu zvezdu u funkciji optičke dubine.

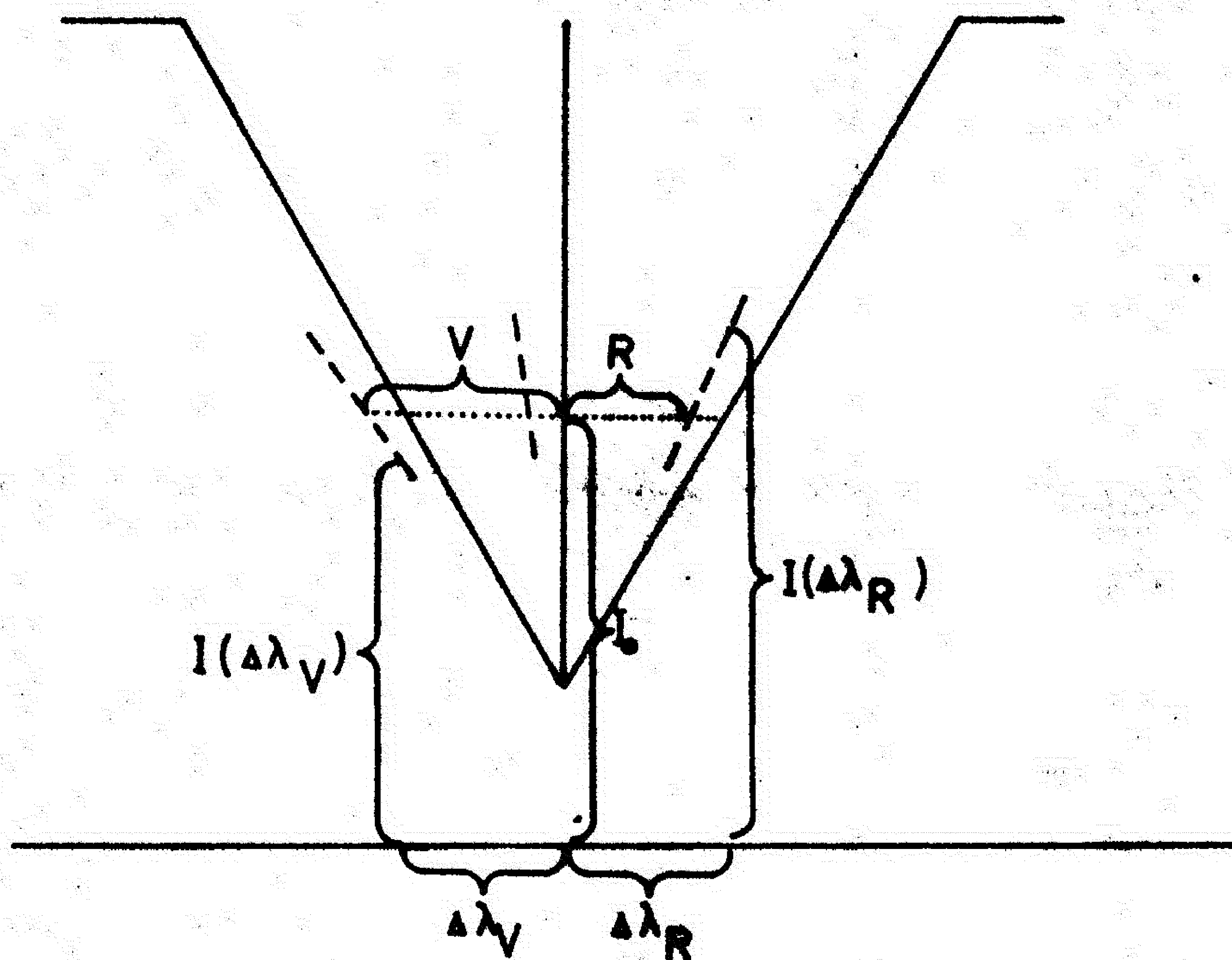
Pre prikazivanja dobijenih rezultata za limb-efekt i bisektore spektralne linije HeI  $\lambda 492$  kod tople zvezde, ukazaćemo na neke karakteristike PKA u funkciji optičke dubine (sl. 89). Sa slike se vidi da su pomaci izazvani sudarima između neutralnih perturbera i apsorbera zanemarljivo mali u odnosu na pomak izazvan naelektrisanim perturberima. Prema tome, u slučaju tople zvezde limb-efekt i bisektori su određeni Starkovim pomakom. Na slici su sa uglastim zagradama označeni intervall optičke dubine nastanka spektralnih linija za razne vrednosti astrocentričnog ugla. Sa K je označena dubina nastanka dalekog krila, a sa C dubina nastanka vrha (centar) spektralne linije.



Sl. 90. Limb-efekt kod tople zvezde.



pa ipak neki delovi ovih bisektora su pomereni ka plavom delu spektra. Tako npr. deo bisektora spektralne linije na  $\mu = 0.4$  u intervalu relativnog intenziteta od 0.8 do 0.84, a na  $\mu = 0.2$  u intervalu od 0.80 do 0.96 je pomeren ka plavom. Bisektor spektralne linije na  $\mu = 0.1$  u celini je pomeren ka plavom. Ovaj paradoks je, naravno, prividan. Međutim, veoma je poučno detaljnije proučiti ga, jer ukazuje na uslove pod kojima limb-efekt i asimetrija spektralnih linija se ne može objasniti samo promenom koeficijenta apsorpcije sa dubinom.



Sl. 92. Šematski prikaz nastanka asimetrije profila spektralne linije.

U rešavanju problema prenosa zračenja poznat je slučaj kad je u sloju optičke dubine  $\tau_\lambda$  funkcija izvora praktično konstantna. Tada se rešenje jednačine (3.1) svodi na sledeći, jednostavan slučaj

$$I_\lambda = S \cdot (1 - e^{-\tau_\lambda}).$$

## 5. ZAKLJUČAK

U ovom radu izučavanje uticaja sudarnih procesa između perturbera i apsorbera na limb-efekt i na bisektore spektralnih linija na Suncu, u pegama i na zvezdama zasnovano je na novim rezultatima, koji su poslednjih godina postignuti u oblasti istraživanja interakcije između čestica. Paralelno sa tim izvršeni su i proračuni na osnovu van der Waalsovog i Lenard-Jonesovog potencijala interakcije i dobijeni rezultati su međusobno upoređeni.

U radu je prvi put u istraživanju uticaja sudarnih procesa na limb-efekt analiza izvršena na osnovu sintetičkih profila nekoliko članova serije spektralnih linija izračunatih za više vrednosti heliocentričnog ugla. Takođe, prvi put je izveden detaljan proračun uticaja sudarnih procesa na limb-efekt u pegama i začeta je ova problematika i kod zvezda.

Izučavanje uticaja sudarnih procesa na bisektore spektralnih linija Sunca, pege i zvezda, koji je izvršen u radu, takođe spada u pionirske radove te vrste.

Hemijski element (NaI) i energetski prelazi ( $3p^2 P^0 - ns^2 S$ ) su brižljivo birani da odgovaraju zahtevima pod kojima važi Smirnov-Roueffov potencijal interakcije između perturbera i apsorbera, pa možemo tvrditi da su dobijeni rezultati najbliži realnim i na osnovu njih ćemo izvesti zaključke o proceni udela sudarnih procesa u limb-efekt i bisektorima ovih spektralnih linija.

Za limb-efekt mirnog Sunca dobijeni su sledeći rezultati:

- limb-efekt vrha spektralnih linija ne pokazuje regularnost u ponašanju u funkciji glavnog kvantnog broja gornjeg energetskog nivoa prelaza,
- limb-efekt težišta spektralnih linija je za glavni kvantni broj  $n=5$  mono-

nost od oko  $800 \text{ m s}^{-1}$  na limbu zvezde. Limb-efekt van vrha spektralne linije je komplikovanog oblika i zavisi od intenziteta u spektralnoj liniji. U sudarnom pomaku spektralne linije dominantnu ulogu igraju sudari sa naelektrisanim perturbirima: uticaj sudara sa neutralnim perturbirima može potpuno da se zanemari.

Za bisektore spektralnih linija mirnog Sunca dobijeni su sledeći rezultati:

- na osnovu bisektora je utvrđeno da je ceo profil pomeren ka plavom delu spektra,
- u većini slučajeva pomak talasne dužine duž bisektora je plavi i njegova vrednost se nalazi između  $50 \text{ m s}^{-1}$  do  $300 \text{ m s}^{-1}$ ,
- po pravilu bisektori su konkavni prema plavom delu spektra. Izuzeci od ovog pravila se javljaju kod linija sa većim gornjim glavnim kvantnim brojevima,
- udeo sintetičkih pomaka u posmatranim pomacima duž linija  $\lambda 616$  i  $\lambda 615$  iznosi od oko 30 % do 50 %.

Na osnovu dobijenih rezultata zaključeno je da je udeo sudarnih procesa u formiranju asimetrije izučениh spektralnih linija značajan.

Za bisektore linije  $\lambda 515$  u pegi dobijeni su sledeći rezultati:

- bisektori su konkavni prema plavom delu spektra
- promena talasne dužine duž bisektora je znatno veća nego u slučaju Sunčeve fotosfere: dostiže vrednost i do  $1500 \text{ m s}^{-1}$ .

Kvalitativna upoređenja sa nekim posmatračkim podacima ukazuju na to da sudarni procesi mogu imati znatan udeo u formiranju oblika profila u pegi.

Za bisektore spektralne linije NaI  $\lambda 515$  u slučaju hladne zvezde dobijeni su sledeći rezultati:

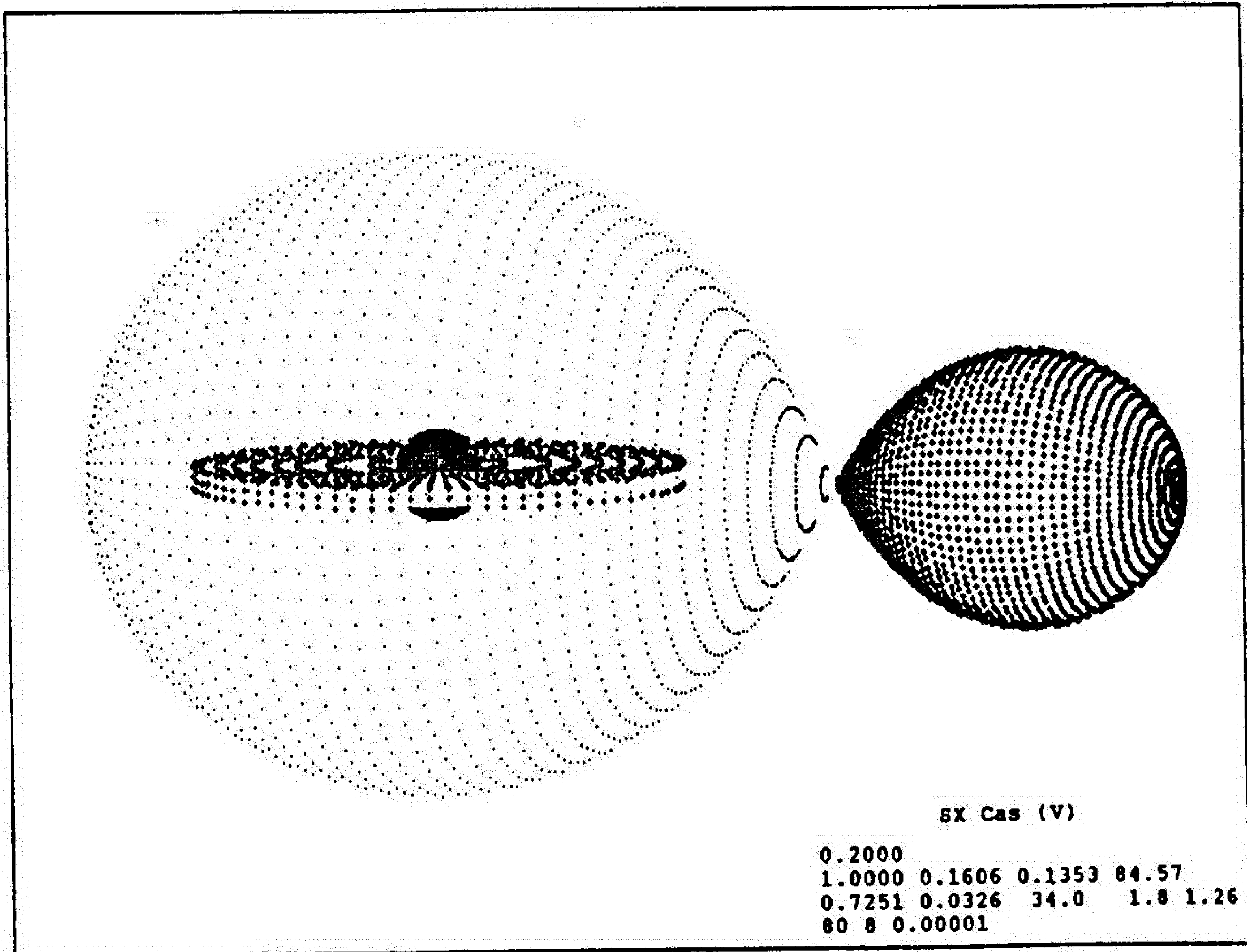
- promena talasne dužine duž bisektora postiže vrednost od oko  $500 \text{ m s}^{-1}$



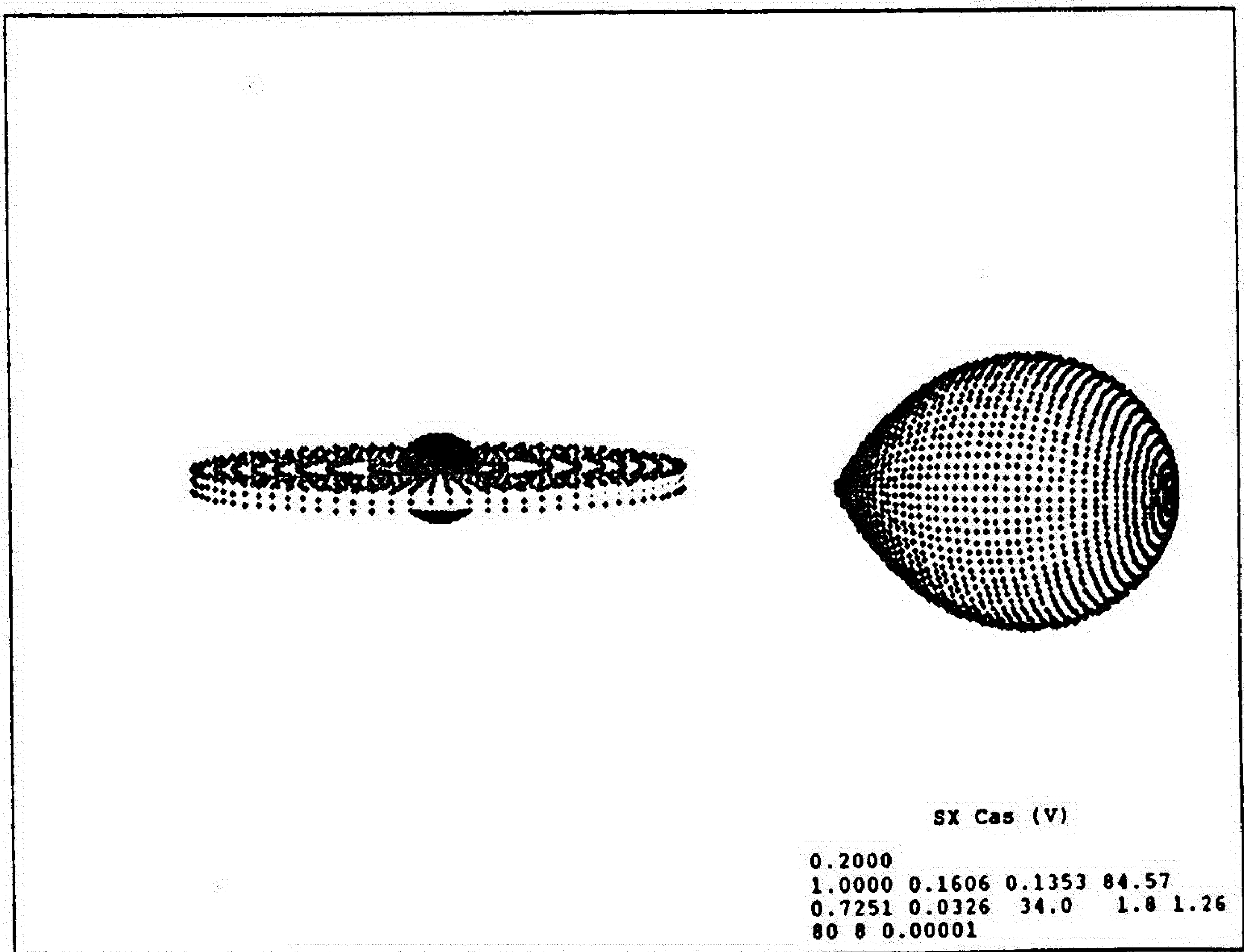
## LITERATURA

- Adam, M. G.: 1948, Monthly Notices RAS **108**, 446.
- Adam, M. G., Ibbetson, P. A., and Petford, A. D.: 1976, Monthly Notices RAS **117**, 687.
- Appenzeller, I. and Schröter, E. H.: 1967, Astrophys. J. **147**, 1100.
- Beckers, J. M.: 1977, Astrophys. J. **213**, 900.
- Beckers, J. M. and Nelson, G.D.: 1978, Solar Phys. **58**, 243.
- Bruning, D. H.: 1981, Solar Phys. **71**, 233.
- Bumba, V. and Suda, J.: 1980, BAC **31**, 101.
- Burns, K.: 1929, Publ. Allegheny Obs. **6**, 141.
- Burns, K. and Kiess, C. C.: 1929, Publ. Allegheny Obs. **6**, 125.
- Crawford, D. F.: 1979, Nature **277**, 633.
- Deridder, G. and Rensbergen, W.: 1974, Solar Phys. **34**, 77.
- Dimitrijević, M.: 1982, The Physics of Ionized Gases (ed. Pichler, G.), Zagreb, 397.
- Dimitrijević, M. and Sahal-Brèchet, S.: 1984, Astron. Astrophys. **136**, 289.
- Dimitrijević, M. and Sahal-Brèchet, S.: 1985, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer **34**, 149.
- Dravins, D.: 1982, Ann. Review Astron. Astrophys. **20**, 61.
- Dravins, D., Lindegren, L., and Nordlund, A.: 1981, Astron. Astrophys. **96**, 345.
- Edmunds, M. G.: 1975, Astron. Astrophys. **38**, 347.
- Ekman, G. and Maltby, P.: 1974, Solar Phys. **35**, 317.
- Erikson, G. and Maltby, P.: 1967, Astrophys. J. **148**, 833.
- Evershed, J.: 1931, Monthly Notices RAS **91**, 260.

- Howard, R. and Harwey, J.: 1970, *Solar Phys.* **12**, 23.
- Hui, A. K., Armstrong, B. H., and Wry, A. A.: 1978, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **19**, 509.
- Jewel, L. E.: 1896, *Astrophys. J.* **3**, 89.
- St John, C. E.: 1928, *Astrophys. J.* **67**, 195.
- Kostik, R. I. and Orlova, T. V.: 1972, *Solar Phys.* **26**, 42.
- Kubičela, A. and Karabin, M.: 1977, *Solar Phys.* **51**, 199.
- Kubičela, A., Vince, I., and Ivanović, Z.: 1985, *Bull. Obs. Astron. Belgrade* **135**, 21.
- Kurucz, L. R.: 1979, *Astrophys. J. Supp.* **40**, 102.
- Lindholm, E.: 1975, *Ark. Fys.* **A32**, 1.
- Linsky, J. L. and Avrett, E. H.: 1970, *Publ. Astron. Soc. Pac.* **82**, 169.
- Ludmány, A.: 1983, *Publ. Debrecen Obs.* **5**, 575.
- Maltby, P.: 1977, *Astrophys. and Space Sci.* **47**, L21.
- Magnan, C. and Pecker, J. C.: 1974, *Highlights of Astron.* **3**, 171.
- Mattig, W.: 1984, *High Resolution in Solar Physics* (ed. Araki, H. et al.) Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, Tokyo, 141.
- Michard, R.: 1953, *Ann. Astrophys.* **16**, 217.
- Mohler, O. C.: 1955, *A Table of Solar Spectrum Wavelengths 11984 A - 25578 A* (Ann Arbor: University of Michigan Press).
- Moore, C. E., Minaert, M. G. J., and Houtgast, J.: 1966, *The Solar Spectrum 2935 A to 8770 A* (NBS Monog. 61).
- Novotny, E.: 1973, *Introduction to Stellar Atmospheres and Interiors*, Oxford University Press, New York, London, Toronto, 193.
- Pasashoff, J. M. and Silk, J. I.: 1968, *Solar Phys.* **4**, 474.
- Pierce, A. K. and Slaughter, Ch.: 1982, *Astrophys. J.* **48**, 73.
- Plaskett, H. H.: 1973, *Monthly Notices RAS* **163**, 183.



Sl. 76. Izgled TDS SX Cas (V) na orbitalnoj fazi 0.20 sa parametrima iz resenja obrnutog zadatka.



Sl. 76'. Izgled TDS SX Cas (V) na orbitalnoj fazi 0.20 sa parametrima iz resenja obrnutog zadatka.



Limb-efekt kod zvezda sa današnjom posmatračkom opremom ne može se posmatrati. Asimetrija profila spektralnih linija, međutim, može se posmatrati, i danas su već razrađene metode za dijagnostiku konvektivnog sloja zvezda na osnovu asimetrije spektralnih linija (npr. Dravins i dr., 1981, Gray, 1982).

Na asimetriju profila spektralnih linija, kako smo već pomenuli, utiču i sudarni procesi između apsorbera i perturbera. Prema tome, za analizu granularnih kretanja na osnovu oblika bisektora, veoma je važno znati koliki je udeo sudarnih procesa u stvaranju asimetrije. Zanemarivanje uticaja ovih procesa na bisektor, kao što se to često radi u istraživanjima, može da dovede do grešaka u proračunima brzine kretanja materije u granulama i fluksa mehaničke energije.

S obzirom na sve veći značaj koji se pridaje problematici analize bisektora spektralnih linija i s obzirom na buduće planove o mogućnostima posmatranja delova diska, pa s tim i limb-efekta kod zvezda, smatramo da je od interesa dobiti i informaciju o uticaju sudarnih procesa na limb-efekt i na profil spektralnih linija kod zvezda.

#### 4.3.1. Izbor spektralnih linija

Za izučavanje uticaja sudarnih procesa na limb-efekt i na bisektor spektralnih linija kod hladnih zvezda izabrali smo spektralnu liniju neutralnog natrijumovog atoma sa energetskim prelazom  $3p^2 P^0 - 6s^2 S$  i talasnom dužinom  $\lambda = 514.88$  nm. Podaci o ovoj spektralnoj liniji su dati u Tablici V i VI.

Spektralna linija  $\lambda 515$  je izabrana poštujući dva zahteva. Prvi je zahtev da talasna dužina spektralne linije bude što bliža 500 nm, da bi

**VI. DIFERENCIJALNA ROTACIJA KOD TESNIH DVOJNIH ZVEZDA TIPA RS CVn**  
=====

Obrazlazući opravdanost predloženog modela tesnog dvojnog sistema sa pegama na komponentama, istakli smo neke od osnovnih fotometrijskih karakteristika tesnih dvojnih sistema tipa RS CVn.

Ovde ćemo se posebno zadržati na osobini migracije fotometrijskog talasa (depresije na krivoj sjaja) kroz orbitalnu fazu sistema u toku vremena, što je obično praćeno i sa promenom amplitude ovih depresija. Naime, duge serije posmatranja ovih tesnih dvojnih zvezda u toku više godina, pokazuju pomeranje položaja maksimalne depresije na krivim sjaja po orbitalnoj fazi, što je često korelisano i sa promenom amplitude depresija.

Po mišljenju većeg broja autora, pojava verovatno ukazuje da na ovim zvezdama postoje ciklusi aktivnosti slični 11 -togodišnjem ciklusu kod Sunca. U najbolje proučenom slučaju (zvezda RS CVn), amplituda talasne depresije se menja sa ciklusom od oko 5 godina (Rodono, 1981), dok su za druge aktivne sisteme podaci manje pouzdani usled nedovoljnog posmatraskog materijala.

Usled efekta plimskih interakcija, kod RS CVn zvezda koje predstavljaju tesne dvojne sisteme se očekuje sinhronost perioda rotacije komponentata oko sopstvenih osa sa periodom revolucije sistema. Međutim, dostupna posmatranja migracije depresija na krivim sjaja po orbitalnoj fazi, ukazuju ili na mala odstupanja od sinhronizma, ili na neki drugi mehanizam koji menja položaj aktivnog regiona na zvezdi.

Pomeranje depresije po orbitalnoj fazi krive sjaja je posledica odstupanja ugaone brzine zone pega na zvezdi od keplerovske ugaone brzine revolucije sistema. Analiza posmatraskog materijala ukazuje da kod iste zvezde, smer pomeranja depresije može biti iz direktnog u retrogradni, što je indikacija za postojanje diferencijalne rotacije



površinskih slojeva zvezde.

Pretpostavimo da se površinski slojevi zvezde na određenoj ekvatorskoj sirini kreću sinhrono sa orbitalnim kretanjem sistema. Ovu sirinu ćemo zvati sirinom korotacije. Ako se na zvezdi nalazi grupa pega (aktivni region koji smo u našem modelu aproksimirali pegom kružnog oblika) sa fotocentrom na latitudi iznad korotacione, očekujemo migraciju depresije na krivoj sjaja u direktnom smeru, dok bi grupa pega sa fotocentrom između korotacione latituda i ekvatora zvezde dovela do retrogradnog kretanja maksimuma depresije kroz orbitalnu fazu krive sjaja sistema.

Na osnovu promena smeru migracije depresija na krivim sjaja zvezda RS CVn i V711 Tau, u radovima (Blanco i dr., 1982 ; Bartolini i dr., 1983) se ukazuje na verovatan prelazak aktivnog regiona na zvezdi između ove dve zone.

Može se reći da je na osnovu savremenih istraživanja aktivnih procesa na ovim sistemima uglavnom već prihvaćeno tumačenje po kome su promene na krivim sjaja uslovljene evolucijom aktivnih regiona sa pegama na zvezdama. Nekoliko istraživača (Wilson, 1978 ; Vaughan i dr., 1981 ; Dorren i Guinan, 1982) metodama širokopojasne fotometrije nalaze promene male amplitude kod jednostrukih zvezda sa glavnog niza H-R dijagrama, koje su modulirane rotacijom zvezda. Uočljive su promene u Ca II H+K fluksevima, koje se pripisuju postojanju pega. Posmatranja ukazuju na visok udeo rotacije i postojanje dubokih konvektivnih zona, što su ujedno i uslovi koji se zahtevaju za efikasan dinamo mehanizam Suncevog tipa (Belvedere, 1983).

Prisustvo depresija na krivim sjaja sistema tipa RS CVn u toku dužih vremenskih intervala ukazuje da tamne oblasti sa pegama na zvezdi žive relativno dugo. Kao objašnjenje ovog fenomena, u pojedinim radovima se predlaže hipoteza o postojanju dugovečnih pega ili grupa pega



koje mogu egzistirati i po nekoliko godina. Kao ekstremni slučaj, Boyd i dr. (1983), za tamne oblasti koje su odgovorne za modulaciju krive sjaja  $\lambda$  And, predlazu vreme zivota pega od oko pola veka.

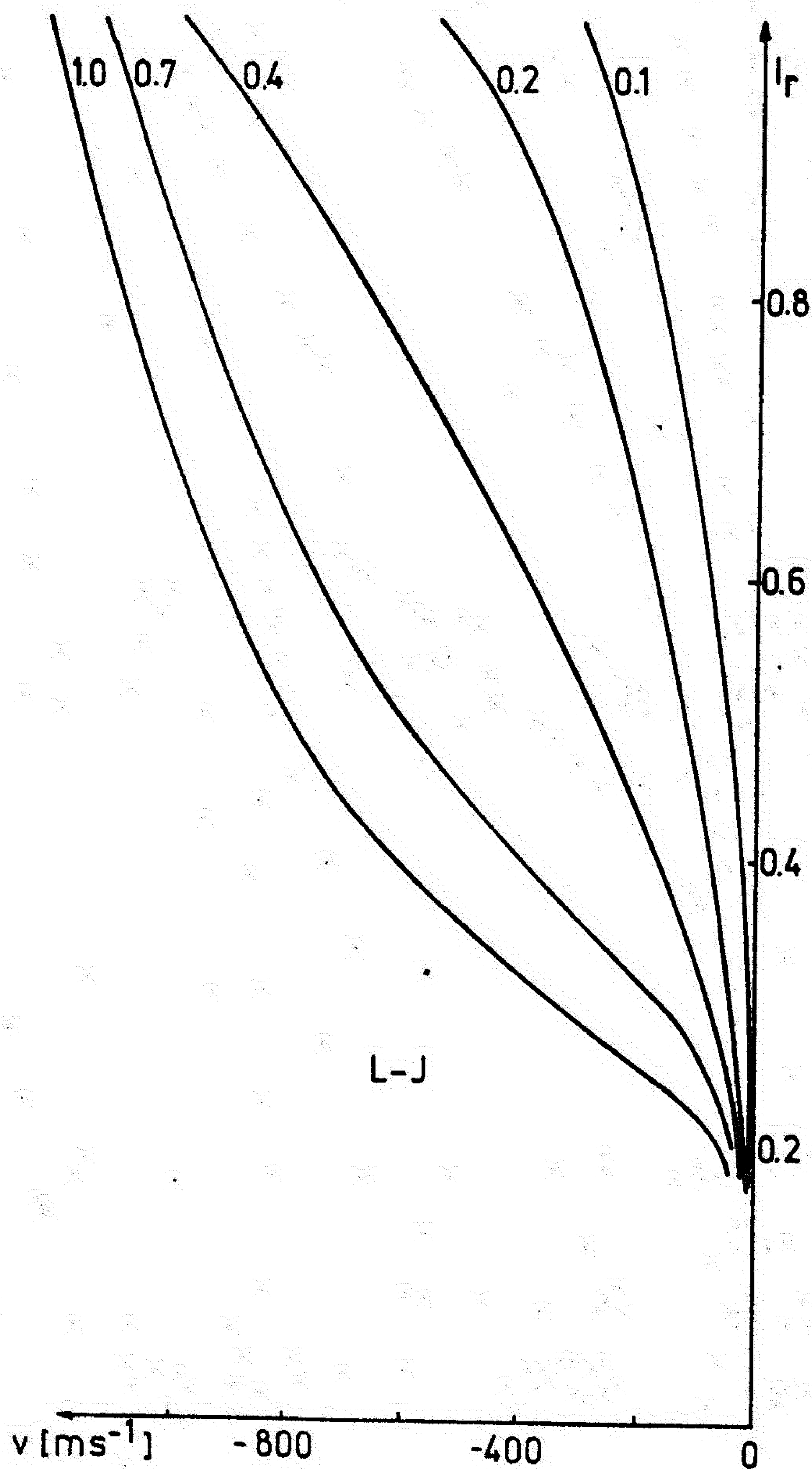
Isti fotometrijski efekti verovatno mogu poticati i od zona sa povećanom aktivnoscu grupe pega cije individualne komponente zive relativno kratko, ali se kontinuirano regenerisu. Kod Sunca vecina pega zivi krace od jednog perioda njegove rotacije, ali se u zoni pega pojavljuju novi clanovi, pokazujući trend koncentracije u relativno uske zone po longitudi (Bray i Loughhead, 1964). U medjuvremenu se zone formiranja pega pomeraju prema ekvatoru sa periodom ciklusa aktivnosti.

Dakle, cak i ako su pojedinačne pege kratkotrajne, aktivne oblasti koje one zauzimaju, mozemo aproksimirati zatamnjenim zonama koje se obrću zajedno sa fotosferom i lagano pomeraju ka manjim latitudama usled neke vrste meridionalnog kretanja.

Pojave koje se posmatraju kod RS CVn zvezda su svakako mnogo kompleksnije od procesa na Suncu, ali se i ovde primenom jednostavnih aproksimacija, zasnovanih na analogijama sa pojavama na Suncu, u izvesnim slucajevima mogu dobiti korisni podaci o diferencijalnoj rotaciji komponentata (Busso i dr., 1985).

Sledeci ideju ovog rada, pretpostavljamo da su fotometrijske promene krive sjaja u toku vremena izazvane promenama pozicije i velicine pega na komponentama sistema. Aktivni region koji se nalazi pod pegama, aproksimiramo kruznom pegom ciji centar odgovara fotocentru datog regiona. Model je prikazan na slici 77., gde je  $\omega_0$  - ugaona brzina rotacije zvezde na ekvatoru;  $\omega_c = \omega_k$  - korotaciona ugaona brzina jednaka orbitalnoj keplerovskoj brzini;  $\beta_1$  - inicijalna latituda pege;  $\lambda_1$  - inicijalna longituda pege, a  $r_p$  - predstavlja radijusvektor centra pege.

se menja i kvalitativno u zavisnosti od intenziteta, pa je celishodno ga analizirati pomoću grafikona koji su dobijeni za bisektore. Naime, po našoj defnicipi bisektora, razlika između apscise bisektora na bilo kojoj vrednosti heliocentričnog ugla i apscise bisektora u centru diska upravo predstavlja limb-efekt.



Sl. 86. Bisektori spektralne linije  $\lambda 515 \text{ nm}$  za Lennard-Jonesov potencijal.

$$d(\operatorname{tg} \beta) / dt = - 2 a b \omega_0 \operatorname{tg} \beta \quad , \quad (6-4)$$

cije je rešenje:

$$\operatorname{tg} \beta = \operatorname{tg} \beta_1 e^{- 2 a b \omega_0 t} \quad , \quad (6-5)$$

gde je  $\beta_1$  -inicijalna latituda pege.

Usled meridionalnog kretanja pege sa visih ka nizim sirinama, diferencijalna rotacija dovodi do pomeranja longitude pege u toku vremena. Ako ovaj pomeraj u longitudi racunamo u odnosu na tacku korotacije dvojnog sistema ( $\lambda_c(t) = \omega_c t$ ), mozemo pisati:

$$\Delta \lambda(t) = \lambda(t) - \lambda_c(t) = \int_0^t w(\beta) dt - \omega_c t \quad . \quad (6-6)$$

Smenjujuci izraz za  $w(\beta)$  iz relacije (6-1), gornja jednačina poprima oblik:

$$\Delta \lambda(t) = (\omega_0 - \omega_c) t - a \omega_0 \int_0^t \sin^2 \beta dt \quad . \quad (6-7)$$

Kako smo latitudu pege preko jednačine (6-5) izrazili kao eksplisitu funkciju vremena, to u cilju koriscenja ovog rezultata, integraciju po vremenu u jednačini (6-7) mozemo preko jednačine (6-3) zameniti integracijom po latitudi, tj:

$$a \omega_0 \int_0^t \sin^2 \beta dt = a \omega_0 \int_{\beta_1}^{\beta(t)} \sin^2 \beta \frac{dt}{d\beta} d\beta = \dots = \frac{1}{4b} \ln(\cos^2 \beta) \Big|_{\beta_1}^{\beta(t)}$$

Na osnovu trigonometrijske veze  $\cos^2 \beta = 1 / (1 + \operatorname{tg}^2 \beta)$  iz gornje relacije, preko (6-5) konacno dobijamo:

$$a \omega_0 \int_0^t \sin^2 \beta dt = - \frac{1}{4b} \ln \left( \frac{1 + \operatorname{tg}^2 \beta_1 e^{- 4 a b \omega_0 t}}{1 + \operatorname{tg}^2 \beta_1} \right) \quad . \quad (6-8)$$



tično jednako pomereni, tj. limb-efekt vrha spektralne linije je jednak nuli. Na relativnom intenzitetu od oko 0.2 pomak bisektora je isti za kosinuse heliocentričnog ugla 0.7, 0.4, 0.2 i 0.1, tj. na ovom intenzitetu sa rastom heliocentričnog ugla postaje konstantan, tj. postiže plato. Sa rastom relativnog intenziteta plato limb-efekta je sve kraći i nestaje na relativnom intenzitetu oko 0.5. Iznad ovog intenziteta rast limb-efekta je najbrži u intervalu  $0.4 < \cos \theta < 0.7$ ; kriva limb-efekta liči na deformirano slovo "S".

Tek pri relativnom intenzitetu oko 1, kriva limb-efekta poprima uobičajan oblik: brzina rasta limb-efekta se povećava sa rastom heliocentričnog ugla.

Za ostala dva potencijala analiza je ista, pa nećemo je izvršiti.

Bisektore spektralne linije analiziraćemo takođe na osnovu rezultata Smirnov-Roueffovog potencijala (sl. 85). Bisektori se nalaze u oblasti negativnih brzina, što znači da je spektralna linija u celini pomerenka ka plavom delu spektra. Struktura bisektora oko centra Sunčevog diska je složena: u oblasti malog relativnog intenziteta bisektor je konkavan, a sa povećanjem relativnog intenziteta bisektor postaje konveksan. Za  $\mu = 0.4, 0.2$  i  $0.1$  bisektori su konkavni. Promena talasne dužine duž bisektora za  $\mu = 1$  je  $500 \text{ m s}^{-1}$  i smanjuje se sa rastom heliocentričnog ugla: za  $\mu = 0.1$  je  $90 \text{ m s}^{-1}$ .

Bisektori van der Waalsovog potencijala se nalaze u pozitivnoj oblasti brzine i veoma su slični po veličini pomaka bisektorima Smirnov-Roueffa. Promena talasne dužine duž bisektora Lennard-Jonesovog potencijala je dvostruko veća nego za ostala dva potencijala, ali kvalitativno se ne razlikuje od njih.

odredjuju pomeraji longituda pega  $\Delta\lambda_i(t)$ .

Za resavanje ovog sistema jednačina, Busso i dr. (1985) predlažu da se prvo na osnovu samo četiri pomeraja u longitudi, preliminarno pokuša rešiti sistem (6-12) po nepoznatima  $a_1, \dots, a_4$ , a zatim razvojem funkcije (6-12) u Tejlorov red oko ovih vrednosti, dobijeni linearni sistem jednačina resavaju metodom najmanjih kvadrata, koja daje izvesne korekcije rešenja.

S obzirom na nelinearnost polazne jednačine (6-12), ovakav prilaz može dovesti do pogresne procene koeficijenata  $a_1, \dots, a_4$ , tj. nađeno rešenje može biti daleko od optimalnog, a u izvesnim slučajevima, efekti nelinearnosti nas mogu odvesti u pogresnu procenu ovih parametara.

Za resavanje navedenog problema, koji ujedno predstavlja i ključno mesto u ovoj metodi procene parametara diferencijalne rotacije, predlažemo primenu metode obrnutog zadatka, koju smo realizovali na osnovu modifikacija Marquardt-ovog algoritma i koja uspesno kombinuje gradijentni prilaz problemu optimalizacije sa metodom diferencijalnih popravki. Osnove ove metode smo ranije izložili. Konkretna realizacija metode za potrebe ovog zadatka je utoliko jednostavnija od problema analize krivih sjaja, ukoliko se parcijalni izvodi funkcije (6-12) po slobodnim parametrima zadatka ( $a_1, \dots, a_4$ ) mogu analitički dobiti. To pojednostavljuje organizaciju kompjuterskog programa i omogućava veoma brzu konvergenciju rešenja ka globalnom minimumu sume kvadrata odstupanja  $S = \sum_{i=1}^N [\Delta\lambda_i^o(t) - \Delta\lambda_i^c(t)]^2 = \sum_{i=1}^N (O-C)_i^2$ , gde su  $\Delta\lambda_i^o(t)$  -vrednosti pomeraja longituda dobijeni iz krivih sjaja, a  $\Delta\lambda_i^c(t)$  su vrednosti racunate na osnovu relacije (6-12).

O prednosti primene ovako koncipirane metode obrnutog zadatka za resavanje nelinearnih problema optimalizacije smo ranije govorili, a ovde ćemo samo ponoviti da i pri gruboj inicijalnoj pretpostavci me-

tođ vodi u konvergenciju. Na izlazu iz programa dobijamo koeficijente  $a_1, \dots, a_4$  i greske njihovog odredjivanja, koje slede iz metode najmanjih kvadrata.

Potrebno je napomenuti da pri proizvoljnom izboru pomeraja maksimalne depresije krivih sjaja  $\Delta\psi_m$  po orbitalnoj fazi, ukoliko podaci ne pripadaju istom ciklusu aktivnosti, sistem jednačina (6-12) u opstem slucaju nece imati resenje.

Medjutim, ako resenje zaista postoji, ono opisuje srednje kretanje aktivne oblasti u kojoj se na zvezdi razvijaju tamne pege. Ociigledno, koeficijenti  $a_1, \dots, a_4$  nisu pogodni za opisivanje ovog kretanja, pa nakon njihovog odredjivanja, preko smena (6-11) nalazimo velicine:

$$\begin{aligned} \omega_0 &= a_1 + \omega_k \quad , \\ b &= 1/(4a_2) \quad , \\ \beta_i &= \arctg \sqrt{a_3} \quad , \\ a &= -a_2 \ln(a_4)/\omega_0 \quad , \end{aligned} \tag{6-13}$$

gde su  $a$  i  $b$  parametri diferencijalne rotacije,  $\omega_0$  - ugaona brzina rotacije zvezde na ekvatoru, a  $\beta_i$  - predstavlja inicijalnu latitudu pege (tj. latitudu pege sa kojom je dobijena prva od  $N$  krivih sjaja, sa kojih smo odredjivali polozaie maksimalne depresije  $\psi_m$ ).

Nakon sto smo odredili ove velicine, mozemo izracunati i latitudu korotacije  $\beta_c$ . Iz jednačine (6-1), pri uslovu  $w(\beta_c) = w_{cor}$  imamo:

$$\beta_c = \arcsin \sqrt{\frac{1}{a} \left( 1 - \frac{\omega_c}{\omega_0} \right)} \quad . \tag{6-14}$$

Ugaona brzina korotacije je jednaka keplerovskoj orbitalnoj brzini, pa znajuci orbitalni period sistema  $P_c$ , iz ove relacije dobijamo sirinu



korotacije.

Izloženi postupak smo primenili na analizu faznih pomeraja maksimalne depresije na krivim sjaja tesnih dvojnih sistema SV Cam, VV Mon i SS Boo. Analiza bazira na podacima o položaju maksimalne depresije u toku vremena, publikovanim u radu Busso-a i dr. (1985).

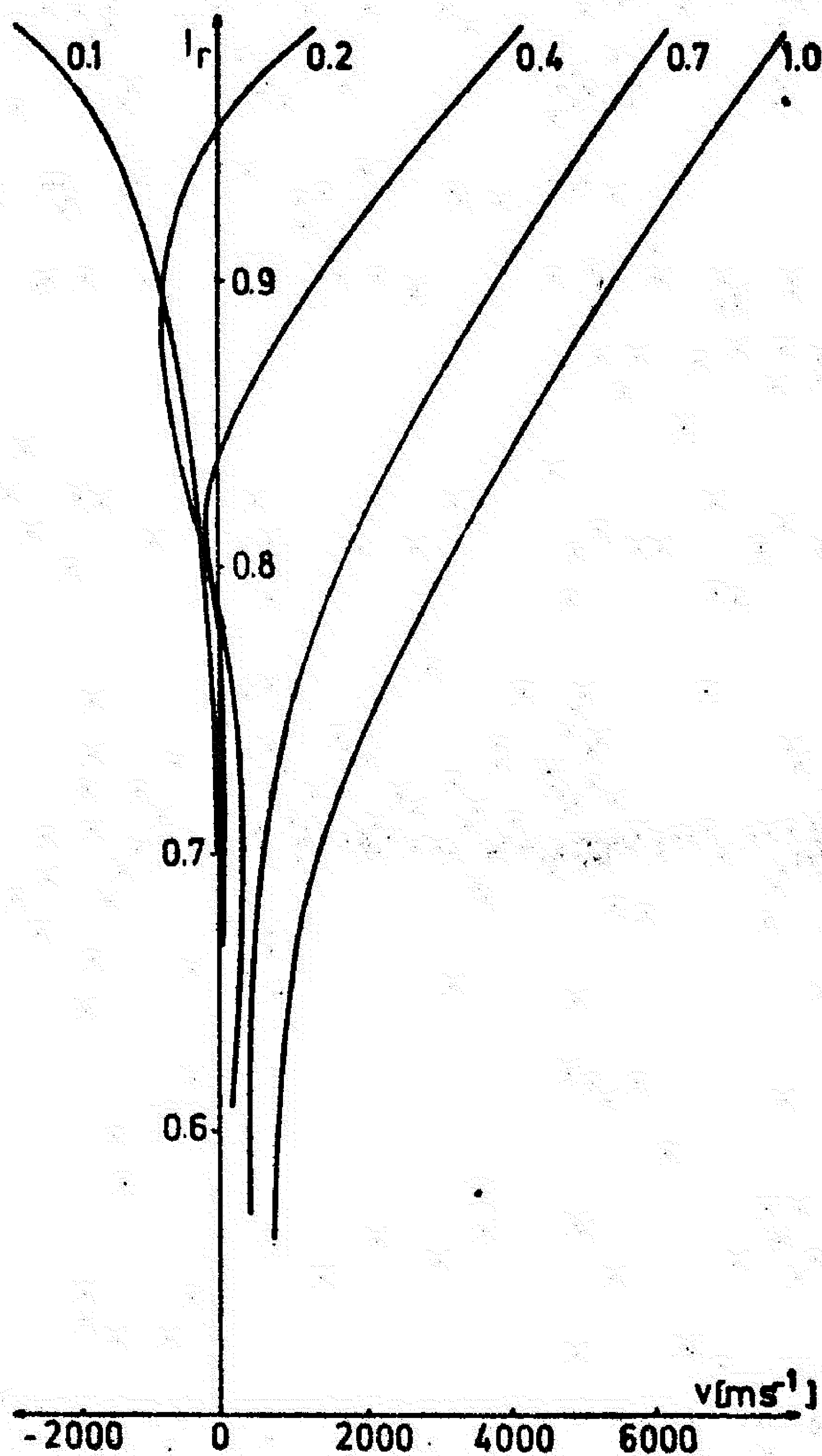
Rezultati, dobijeni primenom modela i metode obrnutog zadatka su prikazani u Tablici 18., pri čemu se za tesni dvojni sistem SS Boo razmatraju fazni pomeraji maksimalne depresije dobijeni u toku dva ciklusa aktivnosti.

Tablica sadrži imena sistema i podatke o ciklusu unutar kog su dobijeni mereni pomaci longitude aktivnog regiona, konacne sume kvadrata odstupanja ( $S$ ) između merenih  $\Delta\lambda^o$  i teorijski dobijenih pomaka  $\Delta\lambda^c$ , računatih na osnovu relacije (6-12). Koeficijenti ove jednacine ( $a_1, \dots, a_4$ ) su u tablici prikazani zajedno sa greskama njihovog određivanja, koje slede iz nelinearne metode najmanjih kvadrata na kojoj bazira metoda za resavanje obrnutog zadatka. Zatim se u tablici daju vremenski intervali  $\Delta t$  (izraženi u godinama) i odgovarajući mereni pomaci longitude maksimalne depresije  $\Delta\lambda^o$ , teorijski dobojeni pomaci  $\Delta\lambda^c$  koji slede iz rešenja obrnutog zadatka, tj. iz relacije (6-12) pri optimalno određenim koeficijentima  $a_1, \dots, a_4$ , a zatim slede konacna odstupanja  $O-C = \Delta\lambda^o - \Delta\lambda^c$ , kako bi se mogao videti kvalitet fitovanja. Ove velicine su izražene u delovima orbitalne faze.

Za dati sistem, poslednja grupa podataka u tablici prikazuje parametre diferencijalne rotacije - koeficijente  $a$  i  $b$ , ugaonu brzinu korotacije ( $w_c$ ), ekvatorsku ugaonu brzinu ( $w_o$ ), korotacioni ( $P_c$ ) i ekvatorski period rotacije zvezde, inicijalnu ( $\beta_1$ ) i korotacionu ( $\beta_c$ ) latitudu pege i konacno velinu  $(w_o - w_c)/\beta_c$ , koja predstavlja meru srednje diferencijalne rotacije između korotacione latituda i ekvatora zvezde. Ova velicina nam govori za koji se iznos menja ugaona brzina

Pomak koeficijenta apsorpcije je crven u celoj atmosferi zvezde.

U centru diska zvezde vrh spektralne linije je pomeren ka crvenom delu spektra za  $760 \text{ m s}^{-1}$ . Ovaj crveni pomak opada sa rastom astrocentričnog ugla, postićući nulu na limbu. Prema tome limb-efekt je plavi (sl. 90). To smo i očekivali na osnovu promene PKA sa optičkom dubinom



Sl. 91. Bisektori spektralne linije  $\lambda 492$  u slučaju tople zvezde.

Nasuprot regularnom ponašanju limb-efekta vrha spektralne linije, bisektori imaju komplikovaniju strukturu (sl. 92). Neki od njih ( $\mu = 0.4, 0.2$  i  $0.1$ ) se ponašaju paradoksalno. Naime, kao što smo već istakli, pomak koeficijenta apsorpcije po celoj dubini atmosfere zvezde je crven,

rotacije (u radijanima po sekundi) sa promenom latitude pege za  $1^\circ$ .

Iz prikazane tablice je ocigledno da se teorijske krive  $\Delta\lambda^c(t)$  dobro slazu sa posmatranim tackama  $\Delta\lambda^o(t)$ , a velicine O-C su u granicama ocekivanih gresaka odredjivanja polozaia maksimalne depresije sa krivih sjaja. No bilo bi pogresno ova odstupanja pripisati samo greski u merenju polozaia maksimuma depresije sa krive sjaja. Naime, prikazani model za racun diferencijalne rotacije je veoma uprosćen, a realna situacija na zvezdama moze biti daleko kompleksnija, sa vise aktivnih regiona koji se pojavljuju, razvijaju i nestaju u toku istog ciklusa aktivnosti. Nisu iskljuceni ni efekti isticanja gasa sa neke od komponenta sistema, sto se superponira sa efektom pega i veoma slozeno odrazava na oblik posmatrane krive sjaja. Zato i primena predlozenog modela moze biti problematicna, pa se prema rezultatima treba kriticki odnositi.

Do koje mere se aktivnost na zvezdi moze menjati sa vremenom, pokazuju rezultati analize dva moguca ciklusa aktivnosti sistema SS Boo. Za ciklus u periodu (1967.00 - 1975.50) i ciklus u intervalu (1976.60-1981.24) dobijamo razlicita resenja, sto je najverovatnije posledica neadekvatnosti modela za opisivanje diferencijalne rotacije. Naime modelom sa jedim aktivnim regionom se izgleda ne moze adekvatno opisati realna povrminska raspodela sjaja na zvezdi. Wilson i dr. (1983), analizirajuci posmatracki materijal dobijen za ciklus posle 1976 godine, dolaze do zaklucka da je ponasanje sistema veoma kompleksno, sa nepravilnim promenama amplitude depresija na krivim sjaja, sto moze biti posledica postojanja vise aktivnih regiona na zvezdi. Slicno misljenje zastupaju Busso i dr. (1985). Jasno je da uprosćeni model na kome bazira racun parametara diferencijalne rotacije u takvom slucaju nije u stanju korektno opisati pojavu. Misljenja smo da bi korektnije bilo analizom pojedinačnih krivih sjaja odredjivati parametre pega, pa na



Ako je  $\tau_\lambda \ll 1$ , onda ova jednačina dobija sledeći oblik

$$I_\lambda \approx S \cdot \tau_\lambda,$$

koji daje rešenje paradoksa.

Posmatrajmo uprošćenu sliku profila simetrične spektralne linije i njen bisektor (sl. 92, puna linija) i podsetimo se da je optička dubina proporcionalna koeficijentu apsorpcije  $\tau_\lambda \sim I_\lambda$ . Ako se koeficijent apsorpcije pomera ka crvenom delu spektra, onda je  $I(\Delta\lambda_R) > I(\Delta\lambda_V)$ , ( $\Delta\lambda_R = \Delta\lambda_V$ ) i  $\tau(\Delta\lambda_R) > \tau(\Delta\lambda_V)$ , tj.  $I(\Delta\lambda_R) > I(\Delta\lambda_V)$ . Prema tome, na onim talasnim dužinama profila spektralne linije za koje je ispunjen uslov  $\tau_\lambda \ll 1$  na intenzitetu  $I_0$  plavo krilo će biti udaljeniji (V) od neporemećenog položaja bisektora nego crveno krilo (R),  $V > R$ , tj. bisektor će se pomeriti ka plavom krilu (crtkane linije na slici 92).

zvezdama tek treba traziti, pri cemu su neophodna intenzivna fotometrijska i spektroskopska posmatranja, kao i satelitska posmatranja u UV-oblasti, sto mora biti praceno i odgovarajucim razvojem teorije. Misljenja smo da metoda za resavanje obrnutog zadatka optimalizacije parametara modela, koju smo predlozili u ovom radu, moze naci korisnu primenu u buducim istrazivanjima.

**Univerzitet u Beogradu**  
**Prirodno-matematički fakultet**  
**MATEMATIČKI FAKULTET**  
**BIBLIOTEKA**

Broj ..... Datum .....

tono rastuća funkcija, a za ostale kvantne brojeve ima minimum van centra Sunčevog diska,

- limb-efekt težišta spektralnih linija za kvantne brojeve  $n = 5$  i  $6$  je crveni, a za ostale kvantne brojeve plavi,
- pomak vrha spektralnih linija je plav na celom disku Sunca i raste sa porastom glavnog kvantnog broja,
- pomak težišta spektralnih linija je takođe plav na celom disku Sunca, i raste sa rastom glavnog kvantnog broja izuzev u okolini centra diska,
- maksimalne vrednosti vrednosti limb-efekta se nalaze u granicama od  $60 \text{ m s}^{-1}$  (vrh linije  $\lambda 616$ ) do  $150 \text{ m s}^{-1}$  (težište linije  $\lambda 454$ ).

Na osnovu dobijenih rezultata može se zaključiti da je udeo sudarnih procesa u limb-efekt mirnog Sunca značajan. Očekivana regularnost u ponašanju limb-efekta sa glavnim kvantnim brojem nije nađena za vrh, ali se vidi kod težišta spektralnih linija, za koje limb-efekt raste sa rastom glavnog kvantnog broja.

Za limb-efekt u pegi dobijeni su sledeći rezultati:

- limb-efekt spektralne linije NaI  $\lambda 515$  blizu kraja diska Sunca dostiže vrednost od oko  $180 \text{ m s}^{-1}$ .
- limb-efekt u pegi je veći od limb-efekta u fotosferi što je, uglavnom, rezultat povećanog broja neutralnih perturbera, zbog niže temperature u pegi.

Limb-efekt vrha spektralne linije NaI  $\lambda 515 \text{ nm}$  na hladnoj zvezdi praktično je nula. Pomerajući se ka krilu spektralne linije, limb-efekt raste, postičući vrednost od oko  $400 \text{ m s}^{-1}$  u dalekom krilu.

Limb-efekt vrha spektralne linije HeI  $\lambda 492.2 \text{ nm}$  kod tople zvezde je plavi i monotono raste sa rastom astrocentričnog ugla, postičući vred-



trijskog sistema daje medjusobno dobro usaglasena resenja, sto ukazuje na prihvatljivost predlozenog postupka. Jedna od varijanti programa za resavanje obrnutog zadatka, omogucava nam da i temperaturu pega tretiramo kao slobodan parametar, a samim tim i njeno odredjivanje na osnovu analize posmatrane krive sjaja.

No, odredjenu predstavu o temperaturi i dimenzijama pega, mozemo dobiti i znatno jednostavnijim postupkom, koji kao osnovu uzima amplitude depresija na krivim sjaja, izazvane efektom pega. Postupak zahteva uporedjivanje amplituda depresija na krivim sjaja, koje su dobijene simultano u barem dva filtera fotometrijskog sistema.

Velicina depresije na krivoj sjaja, zavisi od dimenzija i temperature pega, a kako razliciti filteri "secu" razne delove iz raspodele zracenja koje stize od sistema, to na osnovu amplituda ovih depresija u razlicitim filterima, preko poznavanja raspodele zracena koje stize od zvezde, mozemo proceniti parametre pega.

Da bi ovakav postupak zaista bio efikasan, potrebno je poznavati realnu energetsku raspodelu zracenja za komponente tesnog dvojnog sistema, kao i za pege na ovim zvezdama, gde bi bili uzeti u obzir efekti deformacije izvorne raspodele blendiranjem od strane molekularnih i atomskih linija u spektru, sto je cest slucaj kod zvezda poznijih spektralnih klasa, medju koje spadaju i sistemi sa pegama (RS CVn). Osim toga, potrebno je znati i nivo krive sjaja na mestu maksimalne depresije za slucaj kada na zvezdi ne bi bilo pega koje izazivaju depresiju, kako bi imali reper za merenje amplitude depresije.

Navedene velicine nam nazalost uglavnom nisu dostupne. Zato pribegavamo aproksimacijama, koje nam u izvesnom stepenu omogucavaju resavanje postavljenog zadatka.

Uvedimo model sistema u kome se na jednoj od zvezda nalazi aktivni region, koji aproksimiramo pegom kruznog oblika. Model je prikazan na

i znatno zavisi od astrocentričnog ugla i od dubine u profilu spektralne linije,

- bisektor, naročito oko centra diska zvezde, je složenog oblika: na jednom delu je konkavan a na drugom je konveksan prema plavom delu spektra.

Bisektori spektralne linije HeI  $\lambda 492.2$  nm na toploj zvezdi imaju složenu strukturu. Promena talasne dužine duž bisektora dostiže čak  $6000 \text{ m s}^{-1}$ . Pored koeficijenta apsorpcije znatan uticaj na bisektore ima i funkcija izvora u kombinaciji sa relativno malom optičkom dubinom na mestu formiranja nekih delova profila spektralne linije.

Budući istraživački rad u oblasti uticaja sudarnih procesa na limb-efekt i na bisektore spektralnih linija treba usmeriti ka nalaženju što boljih potencijala interakcije između perturbatora i apsorbera i na dobijanje što više eksperimentalnih podataka za pomak spektralnih linija od astrofizičkog intertesa. Takođe je neophodno brižljivo prikupljanje što preciznijih posmatračkih podataka limb-efekta i bisektora onih spektralnih linija za koje postoje precizne, eksperimentalno potvrđene, savremene teorije sudarnih širenja, da bi na osnovu njih mogli što pouzdanije proučavati druge mehanizme koji utiču na limb-efekt i bisektore i tako dobiti za njih, pouzdaniju dijagnostičku metodu.

Ovde  $\gamma$ -predstavlja ugao izmedju pravca ka posmatracu i normale na element površine  $dS$ , a  $u_\lambda$ -koeficijent potamnjenja ka rubu. Uz pretpostavku da koeficijent potamnjenja ka rubu slabo zavisi od temperature i talasne duzine (tj.  $u_\lambda \cong \text{const.}$ ), faktor:

$$G = \frac{\iint_{S_p} [1 - u_\lambda (1 - \cos \gamma)] dS \cos \gamma}{\iint_{S_1} [1 - u_\lambda (1 - \cos \gamma)] dS \cos \gamma} = \frac{S_p}{S_1} \quad (7-3)$$

priblizno predstavlja odnos "vidljivih" površina pege i zvezde. Veličina  $G$  zavisi od orbitalne faze i menja se u granicama od nekog  $G_{\min}$  do  $G_{\max}$ , koje odgovaraju slucajevima kada posmatrac "vidi" minimalnu, odnosno maksimalnu projekciju pege na disku zvezde. Slucaj  $G = G_{\max}$  odgovara orbitalnoj fazi maksimuma depresije na krivoj sjaja, izazvanog efektom pege. Ova depresija je posledica temperaturskog deficita pege u odnosu na okolnu fotosferu ( $T_p < T_1$ ).

Neka se pega nalazi na takvoj longitudi koja daje maksimum depresije u jednom od platoa krive sjaja (van eklipse). Tada velicinu depresije  $\Delta m$  mozemo odrediti iz razlike u nivoima platoa krive sjaja (jedan plato odgovara slucaju  $G_{\min}$ , a drugi slucaju  $G_{\max}$ ). Platou krive sjaja sa maksimalnom depresijom odgovara vidljiva projekcija površine pege  $S_p = S_{p\max}$ , a plato bez depresije odgovara slucaju  $S_p = S_{p\min}$ , ( $S_{p\min}$  tezi 0).

Na osnovu relacije (7-1), za amplitudu depresije izazvane pegom, na osnovu ovog rasudjivanja, dobijamo:

$$\Delta m_\lambda = -2.5 \log \frac{\frac{F}{S_1 T_1} + \frac{F}{S_{p\max} T_p} - \frac{F}{S_{p\max} T_1} + \frac{F}{S_2 T_2}}{\frac{F}{S_1 T_1} + \frac{F}{S_{p\min} T_p} - \frac{F}{S_{p\min} T_1} + \frac{F}{S_2 T_2}} \quad (7-4)$$

Uvodeci smene:

$$G_{\max} = S_{p\max}/S_1 \quad ; \quad G_{\min} = S_{p\min}/S_1 \quad , \quad (7-5)$$



- Fermi, E.: 1934, Nuovo Cimento **11**, 157.
- Finn, G. D. and Muggleston, D.: 1965, Monthly Notices RAS **129**, 221.
- Freundlich, E. F.: 1954, Proc. Phys. **A67**, 192.
- Gasanalidze, A. G.: 1971, Solar Phys. **20**, 507.
- Gray, F. G.: 1890, Nablyudeniya i analiz zvezdnyh fotosfer, Mir, Moskva.
- Gray, D. F.: 1982, Astrophys. J. **225**, 280.
- Gringerich, O.: 1970, nepublikovan rad.
- Gringerich, O. and de Jager, C.: 1968, Solar Phys. **3**, 5.
- Gringerich, O., Noyes, R. W., Kalkofen, W., and Cuny Y.: 1971, Solar Phys. **18**, 347.
- Gurtovenko, E. A.: 1975, Solar Phys. **45**, 245.
- Gurtovenko, E. A., Fedorchenko, G. L., and Kondrashova, N. N.: 1982, Solar Phys. **77**, 291.
- Gurtovenko, E. A., Kostik, R. I., Orlova, T. V., Troyan, V. I., and Fedorchenko, G. L.: 1975, Profili izabrannih Fraunhoferovih linii dlya raznyh polozheniy centr-kray na diske Solnca, Naukova dumka, Kiev.
- Halm, J.: 1907, Astron. Nachr. **173**, 273.
- Hart, A. B.: 1954, Monthly Notices RAS **114**, 17.
- Hart, M. H.: 1974, Astrophys. J. **187**, 393.
- Heintze, J. R. W., Hubenet, H., de Jager, C.: 1964, Bull. Astron. Neth. **17**, 442.
- Higgs, L. A.: 1960, Monthly Notices RAS **121**, 421.
- Higgs, L. A.: 1962, Monthly Notices RAS **124**, 51.
- Hindmarsh, W. R., Petford, A. D., and Smith, G.: 1967, Proc. R. Soc. London, Ser. **A297**, 296.
- Howard, R., Boyden, J. E., and La Bonte, B. J.: 1980, Solar Phys. **66**, 167.

je ne menja sa promenom  $\lambda$  (komponente slicnih spektralnih klasa), faktore  $(1+F_2/F_1)$  mozemo skratiti, pa iz (7-9) dobijamo:

$$P = \frac{10^{-\Delta m_{\lambda_1}/2.5} - 1}{10^{-\Delta m_{\lambda_2}/2.5} - 1} = \frac{B(\lambda_1, T_p)/B(\lambda_1, T_1) - 1}{B(\lambda_2, T_p)/B(\lambda_2, T_1) - 1} \quad (7-10)$$

Leva strana ove jednacine nam je poznata iz merenja amplitude depresija  $\Delta m_{\lambda_1}$  i  $\Delta m_{\lambda_2}$  na krivim sjaja dobijenim fotometrijskim posmatranjima sa filterima efektivnih talasnih duzina  $\lambda_1$  i  $\lambda_2$ . Sa ovako odredjenom velicinom  $P$ , pri poznatoj temperaturi zvezde  $T_1$  (recimo na osnovu spektralne klase zvezde), mozemo preko zakona raspodele zracenja zvezde odrediti temperaturu pege. Smenjujuci u (7-10) izraz za Planck-ov zakon zracenja (2-44), dobijamo:

$$P = \frac{\frac{CC_2/(\lambda_1 T_1)}{e^{CC_2/(\lambda_1 T_1)} - 1} \frac{CC_2/(\lambda_2 T_p)}{e^{CC_2/(\lambda_2 T_p)} - 1}}{\frac{CC_2/(\lambda_1 T_p)}{e^{CC_2/(\lambda_1 T_p)} - 1} \frac{CC_2/(\lambda_2 T_1)}{e^{CC_2/(\lambda_2 T_1)} - 1}} \quad (7-11)$$

Zanemarujući jedinice u odnosu na eksponencijalne članove, (7-11) se svodi na oblik:

$$P = e^{\frac{CC_2}{\lambda_1 T_1} \left[ 1 + \frac{T_1}{T_p} \left( \frac{\lambda_1}{\lambda_2} - 1 \right) - \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right]} \quad (7-12)$$

Resavajući (7-11) ili (7-12) po  $T_p$ , nalazimo temperaturu pege, a a relativne dimenzije pege procenjujemo na osnovu relacije (7-8), odnosno, korektnije napisano, iz relacije:

$$G_{\max} = \frac{S_{p\max}}{S_1} = \frac{(1+F_2/F_1)(10^{-\Delta m_{\lambda_1}/2.5} - 1)}{\frac{e^{CC_2/\lambda_1 T_1} - 1}{e^{CC_2/\lambda_1 T_p} - 1} - 1} \quad (7-13)$$

- Roueff, E.: 1970, *Astron. Astrophys.* **7**, 4.
- Roueff, E.: 1975, *Astron. Astrophys.* **38**, 41.
- Sahal-Brèchet, S.: 1969, *Astron. Astrophys.* **1**, 91.
- Schröter, E. H.: 1959, *Monatsber, Akad. Berlin* **1**, 738.
- Seaton, M. J.: 1958, *Monthly Notices RAS* **118**, 504.
- Smirnov, B. M.: 1967, *Sov. Phys. JETP* **24**, 314.
- Spitzer, L.: 1950, *Monthly Notices RAS* **110**, 216.
- Stellmacher, G. and Wiehr, E.: 1975, *Astron. Astrophys.* **45**, 69.
- Struve, O. and Elvey, C. T.: 1934, *Astrophys. J.* **79**, 409.
- Unsöld, A.: 1968, *Physik der Sternatmosphären*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York.
- Vince, I. and Dimitrijević, M.: 1985, *Publ. Astron. Obs. Belgrade* **33**, 15.
- Vince, I., Dimitrijević, M., and Kršljanin, V.: 1985, *Seventh International Conference on Spectral Line Shapes* (ed. Rostas, F.), Walter de Gruyter, Berlin, New York.



**Z A K L J U C A K**  
=====

Ovde cemo ukratko sumirati osnovne rezultate do kojih smo dosli u disertaciji i pokusati formulirati pravce daljeg istrazivanja.

Disertacija je posvecena aktuelnoj problematici odredjivanja orbitalnih i fizickih parametara aktivnih TDS, na osnovu interpretacije fotometrijskih posmatranja. Problem se resava u dve etape: dobijanjem sinteticke krive sjaja pri unapred zadanim parametrima odgovarajuceg modela TDS (tzv. direktni zadatak) i odredivanjem parametara zadanog modela pri kojima sinteticcka kriva sjaja najbolje fituje posmatranja (obrnuti zadatak).

Teorija i posmatranja TDS daju širok spektar principijelnih mogucnosti za "modeliranje" krivih sjaja, ali se usloznavanjem modela znatno otezava resavanje direktnog, a pogotovu obrnutog zadatka. Medjutim, za analizu asimetričnih, deformisanih krivih sjaja aktivnih TDS, usloznavanje postojećih i razvoj novih, bogatijih modela sistema predstavlja nužnost, pa smo u disertaciji pristupili razvoju relativno složenih, fizicki zasnovanih, netradicionalnih modela, koji omogućavaju uspesnu interpretaciju fotometrijskih posmatranja aktivnih tesnih dvojnih sistema sa pegama na komponentama, klasicnih TDS, kao i TDS sa akrecionim diskom, koji se nalaze u evolucionoj fazi intenzivne razmene materije izmedju komponenata. Predložena je i realizovana nova, originalna metoda za resavanje obrnutog zadatka interpretacije krivih sjaja, a razradjeni su i algoritmi koji omogućavaju procenu parametara diferencijalne rotacije zvezda u TDS tipa RS CVn. Prikazan je i postupak koji omogućava procenu temperature i relativne površine pege na zvezdi, zasnovan na jednostavnom modelu, koji zahteva posmatrane krive sjaja u makar dva različita filtera fotometrijskog sistema. Na osnovu razradjenih algoritama je analiziran posmatracki materijal za nekoliko aktiv-

nih TDS.

U disertaciji smo kao cilj postavili razradu modela za sintezu krivih sjaja aktivnih TDS, koji bi uzimali u obzir osnovne posmatrane karakteristike krivih sjaja, sto bi omogućilo da se razvije adekvatna metoda za njihovu interpretaciju i odredjivanje orbitalnih i fizickih parametara TDS. Stoga su u disertaciji, kao polazna osnova izlozene osnovne karakteristike asimetričnih, deformisanih krivih sjaja aktivnih TDS, kao i karakteristike komponenata sistema, a dat je i pregled postojećih modela i metoda za interpretaciju krivih sjaja TDS (klasičnih i savremenih). Pri tome je ukazano na slaba mesta i ogranicenja u modelima TDS i metodama za resavanje obrnutog zadatka. U zavisnosti od tipa TDS, u disertaciji su novim originalnim priložima obogaceni modeli sistema i metoda sinteze krive sjaja, a razvijena je i originalna, efikasna metoda za resavanje obrnutog zadatka.

Za nedovoljno ispitane TDS sa pegama na komponentama i sisteme sa akrecionim diskom, s obzirom na nepostojanje adekvatnih modela, prisli smo modeliranju sistema, pri cemu smo za polaznu osnovu uzeli principe na kojima bazira Wilson-Devinney-ev (WD) model za sintezu krive sjaja TDS, koji smo uopstili i na slucaj asinhronne rotacije komponenata. Detaljno je izlozen postupak izracunavanja osnovnih velicina, potrebnih za sintezu krive sjaja, pri cemu su u cilju obogacivanja i objektivizacije modela predložena znatno optimalnija resenja.

Efekat gravitacionog potamnjenja, uveden je u razmatranje u okviru postojećih metoda, pri cemu napominjemo da usled prisustva gasnih struja u TDS mozemo ocekivati da koeficijent gravitacionog potamnjenja uzima i vrednosti vece od 0.25.

Predlozen je, obrazlozen i realizovan nov, originalan postupak izracunavanja efekta refleksije u TDS, koji uzima u obzir realne dimenzije susedne komponente. Za izracunavanje površinske raspodele temperatu-

re na zvezdama TDS usled efekta refleksije, dobijena je jednostavna formula, koja omogućava stvaranje brzog algoritma sinteze krive sjaja. U odnosu na postojece algoritme, postupak koji smo ovde predložili predstavlja znatno poboljšanje i omogućava stvaranje realnijeg modela TDS.

Za TDS sa pegama na komponentama je dat kriticki pregled postojećih modela i metoda analize i predlozen nov, originalan model sistema sa Roche-ovom geometrijom komponentata na kojima se nalaze aktivni regioni koje aproksimiramo pegama kruznog oblika. Model omogućava sintezu krivih sjaja aktivnih TDS sa "svetlim" ili tamnim pegama na zvezdama, a njime se mogu interpretirati i "klasicni" sistemi (bez pega) u asinhronoj rotaciji. Efekat pega modulise raspodelu temperature po površini komponentata sistema.

Postupak izracunavanja izlaznog fluksa zracenja elementarnih površina na zvezdama TDS smo objektivizirali uzimajući u obzir zavisnost efektivne talasne duzine filtera fotometrijskog sistema od temperature komponentata TDS. Nadjen je oblik ove zavisnosti za U,B,V fotometrijski sistem i pokazano da se  $\lambda_{ef}(T)$  moze uspesno opisati polinomom 6-tog reda, cije smo koeficijente odredili metodom obrnutog zadatka. Efikasna primena nadjene zavisnosti u programu za sintezu krive sjaja, omogućava verniju procenu parametara TDS iz resenja obrnutog zadatka analize posmatranih krivih sjaja.

Nakon provere "vidljivosti" elementarnih celija na komponentatama TDS, za koju smo predložili i realizovali optimalan postupak, racunaju se fluksevi zracenja kroz njih, korigovani za efekat potamnjenja ka rubu. Ovakav postupak (sa svim detaljima) i predlozeni algoritam za njegovu realizaciju, znatno ubrzavaju sintezu krive sjaja.

U radovima ranijih istrazivaca, koeficijent potamnjenja ka rubu je razmatran kao slobodan parametar, a njegove vrednosti su odredjivane iz resenja obrnutog zadatka ili su unapred fiksirane, sto je dodatno us-



loznjavalo problem određivanja optimalnih parametara TDS i imalo niz nedostataka. Danas se ovi koeficijenti solidno poznaju, što nam je omogućilo da predložimo efikasniji način uključivanja ovog efekta u model za sintezu krive sjaja. U radu je pokazano da se podaci za  $u(\lambda, T)$  do kojih se doslo savremenim istraživanjima (Rubashevskij, 1985) za fotometrijski U,B,V sistem, mogu u širokom intervalu temperatura dobro aproksimirati polinomima 6-tog reda, čije smo koeficijente odredili metodom obrnutog zadatka. Znacaj ovako zasnovanog postupka se sastoji u korektnom racunu efekta potamnjenja ka rubu i brzem resavanju obrnutog zadatka (smanjen broj slobodnih parametara), pri čemu se dobija u tačnosti određivanja parametara TDS.

Originalna rešenja koja smo uneli u model TDS za sintezu krive sjaja su omogućila da realizujemo program za resavanje direktnog zadatka koji je za red velicine brzi od postojećih programa, razvijanih za znatno jednostavnije modele. Programaska podrška direktnog zadatka omogućava graficki prikaz sintetičkih krivih sjaja i kolor indeksa za U,B,V fotometrijski sistem, pri čemu se programi jednostavno mogu generalisati i na neki drugi fotometrijski sistem. U disertaciji je razvijena i programaska podrška koja omogućava graficki prikaz izgleda razmatranog TDS na proizvoljnoj orbitalnoj fazi. Modelom se uspesno mogu interpretirati "klasični" TDS, kao i sistemi sa aktivnim komponentama čija je površinska raspodela temperature modulirana efektom pega ("svetlih" uslovljenih postojanjem intenzivnih gasnih struja u sistemu ili tamnih koje srecemo kod sistema sa komponentama poznih spektralnih klasa - tip RS CVn).

Za aktivne tesne dvojne sisteme sa akrecionim diskom smo izložili osnovne rezultate do kojih se doslo savremenim istraživanjima zasnovanim na fotometrijskim posmatranjima i teorijskim proračunima. Analiza osnovnih fizickih procesa u sistemu i njihov uticaj na oblik krive sjaja

ja su nam omogućili da za ove izuzetno interesantne T D S predložimo i realizujemo originalan model za sintezu krive sjaja, pri čemu smo posebnu pažnju usmerili na nedovoljno istražene sistema tipa W Ser, gde se akrecioni disk formira oko obične zvezde. Nas model uključuje osnovne rezultate do kojih se došlo istraživanjem ovih sistema i sa uspehom može opisati osnovne karakteristike posmatranih krivih sjaja, uslovljene postojanjem akrecionog diska i "svetle pege", kao i raspodelom temperature duž radijusa diska. Komponente sistema razmatramo u okviru asinhronog Roche-ovog modela, a akrecioni disk leži u orbitalnoj ravni oko zvezde koja zahvata materiju susedne komponente.

Za predloženi model sistema je realizovan optimalan metod sinteze krive sjaja, koji omogućava stvaranje efikasnog programa za rešavanje direktnog zadatka. Program omogućava sintezu U,B,V krivih sjaja, kao i U-B i B-V kolor indeksa na osnovu modela sistema, pri čemu je omogućen neposredan graficki prikaz rezultata. Razvijena je i odgovarajuća programska podrška, koja omogućava graficki prikaz izgleda TDS na proizvoljnoj orbitalnoj fazi, tako da se neposredno možemo upoznati sa osnovnim elementima modela.

Model TDS sa akrecionim diskom je u disertaciji realizovan u obliku odgovarajućeg kompjuterskog programa za sintezu krive sjaja. On je dovoljno bogat, pa se direktno (ili uz izvesne modifikacije) može sa uspehom primeniti i pri analizi krivih sjaja TDS sa akrecionim diskom, koji ne pripadaju tipu W Ser.

Da bi se realizovani modeli TDS mogli uspesno primenjivati za analizu posmatranih krivih sjaja, u disertaciji smo predložili originalnu i veoma efikasnu metodu za rešavanje obrnutog zadatka, koja objedinjuje najbolje osobine gradijentnog metoda i metoda diferencijalnih popravki u jedan algoritam. Predložena metoda je realizovana modifikacijama Marquardt-ovog algoritma. Do sada razvijene metode, praktično su ne-



primenjive za analizu deformisanih, asimetričnih krivih sjaja aktivnih TDS, a imaju niz nedostataka i u primeni kod relativno jednostavnih modela sa malim brojem slobodnih parametara. Metoda diferencijalnih popravki koju primenjuju Wilson i Deviney, zahteva veoma guste koordinatne mreze, specijalne inicijalne uslove i ogromno racunarsko vreme.

Metoda koju predlazemo u disertaciji je primenjiva i pri manjoj gustini koordinatnih mreza, bez obzira na grubost inicijalne aproksimacije. Po efikasnosti, ona za 2 - 3 reda velicine prevazilazi postojece metode. Nakon svega 10-20 iteracija uspesno se resava obrnuti zadatak, dok druge metode i kod relativno jednostavnog WD modela zahtevaju vise od 10000 iteracija (Barone i dr., 1987), sto i kod veoma mocnih racunara zahteva ogromno racunarsko vreme (desetak dana neprekidnog rada na masini tipa VAX 8600). Treba imati u vidu i cinjenicu da WD model podrazumeva 5 - 6 slobodnih parametara zadatka, a broj potrebnih iteracija raste veoma brzo sa porastom broja slobodnih parametara. To metode Powell-a i Lavrova cini prakticno neprimenjivim (moze se proceniti da resavanje obrnutog zadatka pri 10 slobodnih parametara zahteva nekoliko stotina hiljada iteracija), pri cemu, kao i u metodi diferencijalnih popravki, ostaje otvoren problem konvergencije iterativnog ciklusa.

Metoda za resavanje obrnutog zadatka, koju smo realizovali u ovom radu, daje mogucnost analize posmatranih krivih sjaja u okviru slozenih modela TDS, tako da je po prvi put omogucena korektna analiza deformisanih, asimetričnih krivih sjaja aktivnih TDS sa pegama na zvezdama i komplikovanih krivih sjaja TDS u fazi intenzivne razmene materije izmedju komponenata (efekti "svetle pege" i akrecionog diska). Metoda omogucava da se i na skromnim personalnim racunarima (do 640 KB operative memorije) moze sa potpunim uspehom prici resavanju obrnutog zadatka analize krivih sjaja aktivnih TDS u okviru modela sa velikim brojem slobodnih parametara ( $m \leq 13$ ).



Predložena metoda za resavanje obrnutog zadatka, primenjiva je na široku klasu problema  $m$ -dimenzionalne optimalizacije parametara nelinearnih funkcija i u ovom radu se uspesno primenjuje pri određivanju parametara diferencijalne rotacije zvezda tipa RS CVn i pri fitovanju podataka polinomima. Njena pouzdanost je proverena nizom testova pomoću modelnih krivih sjaja, koje smo koristili u svojstvu posmatranih. Programi za resavanje obrnutog zadatka analize krivih sjaja (u okviru predloženih modela TDS) brzo, sigurno i korektno nalaze optimalne parametre sistema, a odgovarajuća programska podrška omogućava ocigledno, graficko prikazivanje rezultata.

Za analizu krivih sjaja realnih TDS je realizovana i originalna programska podrška, pomoću koje fotometrijska posmatranja dovodimo na oblik pogodan za dalju analizu u okviru predloženih modela TDS i metode za resavanje obrnutog zadatka. U disertaciji je obavljena analiza krivih sjaja aktivnih TDS WZ Cep, FT Lupi, AU Ser, RV Corvi, AG Vir (u okviru modela sa pegama na komponentama) i SX Cas (u okviru modela sa akrecionim diskom). Za navedene TDS, određeni su osnovni fizicki i orbitalni parametri, što predstavlja vazan rezultat, koji omogućava da se dobije pravilan odgovor na pitanje o prirodi fizicke aktivnosti i evolucionog statusa ovih sistema.

Misljenja smo da se metoda za resavanje obrnutog zadatka može efikasno primeniti na niz oblasti astrofizike u kojima se srecemo sa modeliranjem fizickih procesa i u tome vidimo jedan od daljih pravaca istraživanja.

U disertaciji smo razmatrali i problem diferencijalne rotacije zvezda u TDS tipa RS CVn na osnovu migracije depresija na krivim sjaja, srovljenih efektom pega, po orbitalnoj fazi u toku vremena. Za nalazivanje parametara diferencijalne rotacije smo predložili i realizovali originalan postupak, zasnovan na gradijent-razvoj algoritmu na kome ba-

zira metoda za resavanja obrnutog zadatka, koja omogućava da se korektno resi nelinearni sistem jednačina koje opisuju diferencijalnu rotaciju. Primenom ove metode su određeni parametri diferencijalne rotacije TDS SV Cam, VV Mon i SS Boo, pri čemu su za sistem SS Boo razmatrana dva ciklusa aktivnosti. Metoda obrnutog zadatka je i ovde potvrdila svoju sigurnost i efikasnost, a dobijeni rezultati su omogućili da se formira realnija predstava o veličini diferencijalne rotacije zvezda u TDS tipa RS CVn.

U disertaciji smo predložili i interesantan postupak procene temperature i površine pega na zvezdama, polazeći od veličine depresija na krivim sjaja, koje su dobijene posmatranjem u makaz dva različita filtera fotometrijskog sistema. Model je zanimljiv kao ideja, ali je njegova primena na realna posmatranja ograničena, pa je potrebno dalje usavršavanje, sa uključivanjem u razmatranje realnog spektra zvezda umesto plankovske aproksimacije.

Predloženi modeli i metoda za resavanje obrnutog zadatka omogućavaju da se za velik broj aktivnih TDS procene osnovni orbitalni i fizički parametri, što predstavlja vazan pravac daljeg istraživanja. Mislijevanja smo da se srećnom sintezom rezultata koji se dobijaju metodama kartiranja površine aktivnih TDS tipa RS CVn i naše metode, može doći do pouzdanih rezultata o aktivnim regionima na ovim zvezdama, jer oba pristupa imaju svoje prednosti i ograničenja, pa bi kvalitativna sinteza verovatno objektivizirala rezultate.

Tokom rada na disertaciji steceno je dragoceno iskustvo u modeliranju TDS, pa kao jedan od pravaca daljeg istraživanja vidimo usavršavanje predloženih modela i izgradnju novih, koji bi omogućili da se rasirne mogućnosti primene metode za resavanje obrnutog zadatka i na druge tipove TDS, koji se nalaze na različitim evolucionim fazama razvoja.

L I T E R A T U R A

=====

- Antokhina, Eh. A. & Cherepashchuk, A. M.: 1985, Pisma v A. Zh. 11, 10.
- Antokhina, Eh. A. & Cherepashchuk, A. M.: 1987, Astron. Zh. 64, 562.
- Antokhina, Eh. A. & Cherepashchuk, A. M.: 1988, Pisma v A. Zh. 14, 252.
- Bard, J.: 1979, Nelinejnoe otsenivanie parametrov, "Statistika", Moskva.
- Barone, F., Maceroni, C., Milano, L. & Russo, G.: 1987, Submitted to Astron. Astrophys.
- Bartolini, C., Blanco, C., Catalano, S., Cerruti-Sola, M., Eaton, J. A., Guarnieri, A., Hall, D. S., Henrz, G. W., Hopkins, J. L., Landis, H. J., Louth, H., Marilli, E., Piccioni, A., Renner, T.R., Rodono, M., Scaltriti, F.: 1983, Astron. Astrophys. 117, 149.
- Belvedere, G.: 1983, u Activity in Red-Dwarf Stars, eds. P.B. Byrne, M. Rodono, Reidel, Dordrecht, 579.
- Binnendijk, L.: 1969, A. J. 74, 1024.
- Binnendijk, L.: 1972, A. J. 77, 603.
- Blanco, C. & Catalano, F.: 1970, Mem. S.A.I. 41, 343.
- Blanco, C., Catalano, S., Marilli, E. & Rodono, M.: 1982, Astron. Astrophys. 106, 311.
- Bopp, B. W. & Noah, P. V.: 1980, Publ. Astron. Soc. Pacific 92, 717.
- Boyd, R. W., Eaton, J. A., Hall, D. S., Henry, G. W., Genet, R. M., Lovell, L. P., Hopkins, J. L., Sabia, J. D., Krisciunas, K., Chambliss, C. R., Detterline, P. K., Landis, H. J., Louth, H., Renner, T. R., Skillman, D. R., Montle, R. E.: 1983, Ap. Sp. Sci. 90, 197.
- Bray, R. E. & Loughhead, R. E.: 1964, Sunspots, Chapman and Hall, London.
- Budding, E.: 1974, Ap. Sp. Sci. 26, 371.
- Budding, E.: 1977, Ap. Sp. Sci. 48, 207.
- Busso, M., Scaltriti, F. & Cellino A.: 1985, Astron. Astrophys. 148, 29.
- Catalano, S. Frisina, A., Rodono, M.: 1980, u Close Binary Stars: Observations and Interpretation, eds. M. J. Plavec, D. M. Popper, R.K. Ulrich, Reidel, Dordrecht, 405.
- Cester, B., Giuricin, G., Mardirossian, F., Mezzetti, M., Maceroni, C., Mancuso, S., 1979, Astron. Astrophys. 73, 31.
- Cherepashchuk, A. M., Goncharskij, A. V. & Yagola, A. G.: 1977, Astron. Zh. 54, 1027.



- Cherepashchuk, A. M.: 1981, M.N.R.A.S. 194, 761.
- Djurasevic, G.: 1985, Ap. Sp. Sci. 124, 5.
- Dorren, J. D. & Guinan, E. F.: 1982, A. J. 87, 1546.
- Eaton, J. A. & Hall, D. S.: 1979, Ap. J. 227, 907.
- Eggen, O.: 1967, Mem. R.A.S. 77, 603.
- Geyer, E. H.: 1980, u IAU Symp. 88, 423.
- Goldberg, L.: 1953, u The Solar System, Vol I ("The Sun"), ed. G. P. Kuiper, The Univ. Chicago Press, Chicago, 1.
- Goncharskij, A. V., Metalitskaya, Z. Yu. & Cherepashchuk, A. M.: 1984, Astron. Zh. 61, 124.
- Goncharskij, A. V., Cherepashchuk, A. M. & Yagola, A. G.: 1985, Nekorrektne zadachi astrofiziki, "Nauka", Moskva.
- Gorbackij, V. G.: 1974, Novopodobnye i novye zvezdy, "Nauka", Moskva.
- Hall, D. S.: 1972, Publ. Astron. Soc. Pacific 84, 323.
- Heintz, W. D.: 1978, Double Stars, Holland, Reidel, Dordrecht.
- Hilditch, R. W., King, D. J. Hill, G. and Poeckert, R.: 1984, M.N.R.A.S., 208, 135.
- Hill, G.: 1979, Publs Dom. astrophys. Obs. 15, 297.
- Hill, G. & Hutchings, J. B.: 1970, Ap. J. 162, 265.
- Hoffmann, M.: 1984, Veroff. der Astron. Inst. Bonn, No. 96.
- Horak, T.: 1968, B. A. C. 19, 241.
- Horak, T.: 1970, A. J. 75, 1116.
- Jurkevich, I.: 1970, Vistas in Astronomy, 12, 63.
- Kaluzny, J.: 1986a, Acta Astr., 36, 105.
- Kaluzny, J.: 1986b, Acta Astr., 36, 113.
- Kaluzny, J.: 1986c, Acta Astr., 36, 121.
- Khaliullin, Kh. F.: 1983, Astron. Zh. 60, 72.
- Khaliullina, A. I. & Khaliullin, Kh. F.: 1984, Astron. Zh. 61, 393.
- Khimmelblau, D.: 1975, Prikladnoe i nelinejnoe programirovanie, "Mir", Moskva.
- Koch, R. H.: 1972, A. J. 77, 500.

- Kopal, Z.: 1943, Proc. Amer. Phil. Soc. 86, 342.
- Kopal, Z.: 1959, Close Binary Systems, Chapman & Hall LTD, London, 125.
- Korovyakovskij, Yu. P.: 1972, Izv. Spec. Astrofiz. obs. 4, 115.
- Kraft, R.: 1965, Vzryvnye peremennye kak dvojnye zvezdy, "Mir", Moskva.
- Kruszewski, A.: 1963, Acta Astron. 13, 106.
- Kurucz, R. L.: 1979, Ap. J. Suppl. 40, 1.
- Lavrov, M. I.: 1973, Peremennye zvezdy 18, 529.
- Lavrov, M. I.: 1978, Analiz krivykh bleska i fizicheskie kharakteristiki tesnykh dvojnykh sistem.- Dis. dokt. fiz.-mat. nauk. Kazan.
- Liparri, S. L. & Sistero, R. F.: 1983, I.B.V.S. No 2422.
- Liparri, S. L. & Sistero, R. F.: 1986, M.N.R.A.S. 220, 883.
- Lubow, S. H. & Shu, F. H.: 1975, Ap. J. 198, 383.
- Lucy, L. B.: 1967, Z. Astrophys. 65, 89.
- Lytij, V. M., Syunyaev, R. A. & Cherepashchuk A. M.: 1974, Astron. Zh. 51, 1150.
- Markover, S. G.: 1956, Astron. Zh. 33, 423.
- Marquardt, D. W.: 1963, J. Soc. Ind. Appl. Math., 11, No. 2, 431.
- Martynov, D. Ya.: 1971, Zاتمennye peremennye zvezdy, "Nauka", Moskva.
- Martynov, D. Ya. & Khaliullin, Kh. F.: 1980, Ap. Sp. Sci. 71, 147.
- Mauder, H.: 1882, u Binary and Multiple Stars as Tracers of Stellar Evolution, ed. Z. Kopal and J. Rahe, IAU Coll. No. 69. p. 275.
- Mauder, H.: 1984, The Messenger, 35, 38.
- McFarlane, T. M., Hilditch, R. W. & King, D. J.: 1986, M.N.R.A.S. 223, 595.
- Morton, D. C. and Adams, T. F.: 1968, Ap. J., 151, 611.
- Olah, K.: 1985, Ap. Sp. Sci. 108, 137.
- Paczynski, B. 1967 u On the Evolution of Double Stars, ed. J. Dommanget, Commun. Obs. Roy. Belgique, Ser. B., No. 17, 111.
- Pavlovski, K. & Kriz, S.: 1985, B. A. C. 36, 153.
- Plavec, M.: 1967 u On the Evolution of Double Stars, ed. J. Dommanget, Commun. Obs. Roy. Belgique. Ser. B., No. 17, 83.
- Plavec, M.: 1980, IAU Symp. 88, 251.

- Plavec, M., Weiland, J. L. & Koch, R. H.: 1982, *Ap. J.* 256, 206.
- Popper, D. M.: 1980, *Ann. Rev. Astr. Astrophys.* 18, 115.
- Powell, M. J. D.: 1964, *Computer J.* 7, No. 2, 155.
- Rodono, M.: 1981, u *Photometric and Spectroscopic Binary Systems*, eds. E. B. Carling, Z. Kopal, Reidel, Dordrecht, 285.
- Rodono, M. 1983, *Adv. Space Res.* 2, 225.
- Rubashevskij, A. A.: 1985, *Abastumani Astrophysical Obs. Bull.* 58, 389.
- Rucinski, S. M.: 1969, *Acta Astron.*, 19, 125.
- Rucinski, S. M.: 1970, *Acta Astron.*, 20, 327.
- Rucinski, S. M.: 1973, *Acta Astron.*, 23, 301.
- Russel, H. N.: 1912, *Ap. J.* 35, 315. ; *Ap. J.* 36, 54.
- Russel, H. N. & Merrill, J. E.: 1952, *Contribs. Princeton Univ. Obs.* 26.
- Russel, H. N.: 1948, *Ap. J.*, 108, 388.
- Sahade, J.: 1963 u *Zvezdnye atmosfery*, red. Dzh. L. Grinstejn, IL, Moskva, 461.
- Sahade, J. & Wood, F. B.: 1978, *Interacting Binary Stars*, Oxford: Pergamon Press.
- Shao, C. Y.: 1967, *A. J.* 72, 480.
- Shulberg, A. M.: 1971, *Tesnye dvojnye zvezdnye sistemy s sharovymi komponentami*, "Nauka", Moskva.
- Strajzhis, V.: 1977, *Mnogotsvetnaya fotometriya zvezd*, "MOKSLAS", Vilnyus, 83.
- Struve, O.: 1944, *Ap. J.* 99, 89.
- Tabachnik, V. M.: 1971, *Zatmennye peremennye zvezdy*, "Nauka", Moskva.
- Tsesevich, V. P.: 1940, *Bull. Astron. Inst. AN SSSR*, 50, 283.
- Tsesevich, V. P.: 1947 u *Peremennye Zvezdy III "Metody izucheniya peremennyh zvezd"*, red. P. G. Kulikovskij, OGIZ, GOSTEKHIZDAT, Moskva-Leningrad, 286.
- Tsesevich, V. P.: 1971 u *Zatmennye peremennye zvezdy*, "Nauka", Moskva, 225.
- Vaughan, A. H., Baliunas, S. L., Middelkoop, F., Hartmann, L. W., Mihalas, D., Noyes, R. W., & Preston, G. W.: 1981, *Ap. J.* 250, 276.
- Vogt, S. S.: 1981, *Ap. J.* 250, 327.



- Vogt, S. S.: 1983, Ap. J. 250, 327.
- Vogt, S. S.: 1983a, u Activity in Red-Dwarf Stars, eds. Byrne, P. B., Rodono, M., Reidel, Dordrecht, 137.
- Vogt, S. S. & Fekel, F.: 1980, Ap. J. 234, 958.
- Wilson, R. E. & Devinney, E. J.: 1971, Ap. J. 166, 605.
- Wilson, R. E.: 1974, Ap. J. 189, 319
- Wood, D. B.: 1971, A. J. 76, 701.
- Wyse, A. B.: 1939, Lick Observ. Bull. 19, No. 496, 17.
- von Zeipel, H.: 1924, M.N.R.A.S. 84, 665.
- Zverjev, M. S., Kukarkin, B. V., Martynov, D. Ya., Parenago, P. P., Florya, N. P., Tsesevich, V. P.: 1947, Peremennye zvezdy III, OGIZ, GOSTEHNIZDAT, Moskva-Leningrad.

Univerzitet u Beogradu  
Prirodno-matematički fakultet  
MATEMATIČKI FAKULTET  
BIBLIOTEKA

Wj ..... Datum .....