Univerzitet u Beogradu
Matematički fakultet
Katedra za astronomiju

Interpretacija astronomskih spektara
- seminarski rad -

Analiza merenja spektralnih linija

Student:
Ana Mitrašinović

Predmetni profesor:
dr Olga Atanacković

Januar 2014

Sadržaj

Uvod

Podaci dobijeni astronomskim posmatranjima i merenjima sadrže mnogo više informacija od onoga što se smatra *korisnim*. Cilj bilo koje analize i obrade podataka je oslobađanje od tih suvišnih informacija kako bi se izveli neki zaključci i zakoni [1]. U daljem tekstu biće predstavljeni osnovi analize spektralnih linija i redukcije spektroskopskih posmatranja i prezentovani najčešće korišćeni softverski alati i paketi.

Najveći problem je u tome što postoji više različitih uticaja. Konačni rezultati i određivanje nekih konkretnih fizičkih parametara mogu znatno varirati u zavisnosti od računatih ili korišćenih atomskih podataka (hiperfina struktura, izotopi, $loggf$...), fizičkih modela (NLTE, konvekcija, turbulencija, neprozračnost...), samih metoda analize (načina fitovanja profila linija, odabira linija i oblasti talasnih dužina...), kvaliteta podataka i karakteristika mernih instrumenata i uticaja Zemljine atmosfere (odnos S/N, rasejana svetlost, normalizacija kontinuuma, telurske linije...). Tako, na primer, rasejana svetlost slabi spektralne linije i ako se ne koriguje mogu se dobiti pogrešne zastupljenosti hemijskih elemenata [2]. Šum utiče na određivanje kontinuuma i može se desiti da se *izgube* neke slabije spektralne linije ili se jave sistematske greške u merenjima ekvivalentne širine ili fitovanjima profila linija.

1

Elementi Furijeove analize

Prednosti Furijeove analize u astrofizici i konkretno spektralnoj analizi su, pre svega, u tome što je korišćenjem Furijeovih transformacija moguće razdvojiti pojedinačne doprinose raznih fizičkih procesa u samom objektu i drugih uticaja na same podatke dobijene posmatranjima [1]. Naravno, u praksi se javljaju neki problemi pa se uvođenje pretpostavki i određenih aproksimacija ne može zaobići.

1.1 Furijeova transformacija i primeri

Neka je funkcija $f(\sigma)$ Furijeova transformacija funkcije $F(x)$. Tada su σ i x Furijeov par a veza između ovih funkcija je:

$$f(\sigma) = \int_{-\infty}^{+\infty} F(x) e^{2\pi i x\sigma} dx$$

$$F(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} f(\sigma) e^{-2\pi i x\sigma} d\sigma.$$

Prva relacija odnosi se na direktnu a druga na inverznu Furijeovu transformaciju. Čisto matematički gledano, nemaju sve funkcije svoju transformaciju ali se u fizici zvezda za potrebe analize pretpostavlja da transformacija postoji.

U slučaju kompleksne funkcije $F(x) = F_R(x) + iF_I(x)$ transformacija se može zapisati u obliku:

$$f(\sigma) = \int_{-\infty}^{+\infty} \Big[F_R(x)\cos(2\pi x\sigma) - F_I(x)\sin(2\pi x\sigma)\Big] dx + i \int_{-\infty}^{+\infty} \Big[F_I(x)\cos(2\pi x\sigma) + F_R(x)\sin(2\pi x\sigma)\Big] dx$$

$$f(\sigma) = f_R(\sigma) + i f_I(\sigma)$$

Ako predstavlja spektar zvezde, $F(x)$ je realna funkcija, ali i tada $f(\sigma)$ ostaje kompleksna. Transformacija $f(\sigma)$ je realna samo ako je $F_R(x) = F_R(-x)$, odnosno parna funkcija. Tada je, u konkretnijem slučaju, za fiksiranu vrednost parametra σ, površina ispod krive $F_R(x)\cos(2\pi x\sigma)$ vrednost funkcije $f(\sigma)$. U posebnom slučaju $\sigma = 0$ dobija se $f(0) = \int F(x)dx$ i za $x = 0$ - $F(0) = \int f(\sigma)d\sigma$. Ovo se koristi u analizi spektralnih linija, a $f(\sigma = 0)$ predstavlja zapravo ukupnu apsorpciju u liniji.

Neki primeri korisnih i najčešće korišćenih transformacija:

- Transformacija pravougaonika, funkcije $B(x) = 1$ za $x \in (-W, +W)$ i $B(x) = 0$ za $x \in (-\infty, -W) \cup (+W, +\infty)$ je *sink* ($\frac{\sin x}{x}$) funkcija $b(\sigma) = W \frac{\sin(\pi W \sigma)}{\pi W \sigma}$. Za dovoljno velike vrednosti W širina *sink* funkcije je dovoljno mala i obrnuto.

- Transformacija gausijana $G(x) = \frac{1}{\beta \pi^{1/2}} e^{-x^2/\beta^2}$ je isto gausijan ali sa različitom disperzijom, $g(\sigma) = e^{-\pi^2 \beta^2 \sigma^2}$.

- Kod analize profila spektralnih linija, značajna je i transformacija funkcije $F(x) = \frac{1}{\pi} \frac{\beta}{\beta^2 + x^2}$, odnosno $f(\sigma) = e^{-2\pi\beta|\sigma|}$.

1.2 Konvolucija

Za svaku složenu veličinu uvodi se pojam konvolucije - matematičkog operatora koji deluje na dve ili više funkcija. Prostom proizvodu funkcija u jednom Furijeovom domenu odgovara konvolucija u drugom domenu te se ona može posmatrati kao transformacija složene funkcije, odnosno proizvoda funkcija, i računa se tačka po tačka. Vizuelno gledano taj proces se može opisati kao *prevlačenje* jedne funkcije preko druge a sam redosled nije bitan: $f(\sigma) * g(\sigma) = g(\sigma) * f(\sigma)$. U opštem obliku, konvolucija se izražava kao:

$$k(\sigma) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(\sigma_1) g(\sigma - \sigma_1) d\sigma_1 = f(\sigma) * g(\sigma)$$

Redosled i u ovom slučaju nije bitan - isti rezultati se dobijaju i ako se izračuna transformacija proizvoda funkcija $F(x)$ i $G(x)$.
Na primer, konvolucija pravougaonika sa samim sobom je trougao a transformacije pravougaonika i trougla su *sink* i kvadrat *sink* funkcije, respektivno. Konvolucija neke funkcije sa delta funkcijom daje tu istu funkciju pomerenu na poziciju delta funkcije. U slučaju konvolucije dva gausijana, konvolucija je takođe gausijan sa disperzijom $\beta^2 = \beta_1^2 + \beta_2^2$ i slično za dva dispeziona profila gde se konvolucijom dobija disperzioni profil sa disperzijom $\beta = \beta_1 + \beta_2$. Posebno značajno u fizici zvezda, konvolucija gausijana i disperzionog profila daje Fojtovu funkciju. Njena transformacija je:

$$v(\sigma) = e^{-\pi^2 \beta_1^2 \sigma^2} e^{-2\pi\beta_2|\sigma|}$$

Konvolucija dve Fojtove funkcije je nova Fojtova funkcija.

Opseg promenljive u slučaju konvolucije dve funkcije je širi nego kod tih pojedinačnih funkcija (osim u slučaju kada je jedna od te dve delta funkcija) [1].

1.3 Uzorkovanje

Merenja koja se koriste prilikom određivanja profila spektralne linije vrše se na više talasnih dužina međusobno različitih za $\Delta\lambda$ (ekvidistantni korak). Kako je tako dobijen spektar diskretan, označava se sa $D(\lambda)$ i razlikuje se od pravog, kontinualnog spektra $F(\lambda)$. Da bi se odredila veza između ova dva spektra [1] neophodno je najpre uvesti *češalj* funkciju, $\text{III}(\lambda)$, koja zapravo predstavlja skup delta funkcija koje se međusobno razlikuju za $\Delta\lambda$ i tada se može pisati: $D(\lambda) =$

$\mathrm{III}(\lambda)F(\lambda)$. Problem koji dalje nastaje leži u tome što ova veza nije dovoljno dobra. Osim što je mereni spektar diskretan on je i ograničen. Merenja se obavljaju u nekom konačnom intervalu talasnih dužina (λ_1, λ_2) i u nekom konačnom intervalu vremena. Uticaj tog ograničenja na mereni spektar opisuje se uvođenjem funkcije $B(\lambda)$ pa sada važi: $D(\lambda) = B(\lambda)\mathrm{III}(\lambda)F(\lambda)$.

Konačno, merenja se obavljaju pomoću uređaja koji utiču na mereni spektar pa se mora uvesti još jedna funkcija koja bi taj uticaj uzela u obzir - instrumentalni profil, $I(\lambda)$. I tada je konačno:

$$D(\lambda) = B(\lambda)\mathrm{III}(\lambda)F(\lambda) * I(\lambda)$$

$$d(\sigma) = b(\sigma) * \mathrm{III}(\sigma) * f(\sigma)i(\sigma)$$

gde je $D(\lambda)$ mereni spektar a $d(\sigma)$ njegova transformacija.

Ako je $B(\lambda)$ široko onda je $b(\sigma)$ impuls, i može se za početak uzeti da je $i(\sigma)$ jedinica. Za rastojanje u $\mathrm{III}(\sigma)$ se dobija $1/\Delta\lambda$ ako je $\Delta\lambda$ rastojanje između signala i delta funkcija u $D(\lambda)$ i $\mathrm{III}(\lambda)$, respektivno. Problem koji nastaje prilikom konvolucije $d(\sigma) = f(\sigma) * \mathrm{III}(\sigma)$ je pojavljivanje preklapanja pojedinačnih spektralnih linija. Da do tog preklapanja ne bi došlo potrebno je da $f(\sigma)$ bude nula za $\sigma < 1/(2\Delta\lambda)$ - tako se definiše i kritična, Najkvistova frekvencija $\sigma_N = 1/(2\Delta\lambda)$.

Kako se zapravo meri $D(\lambda)$ a računa $d(\sigma)$, nije odmah poznato da li $f(\sigma)$ ima velike vrednosti za $\sigma \geq \sigma_N$ i da li dolazi do preklapanja. Očekivano je da $f(\sigma)$ ima sve manje vrednosti sa povećanjem σ, a tome može dodatno doprineti i instrumentalni profil.

U nekim slučajevima, ako postoji preklapanje, $F(\lambda)$ se može rekonstruisati inverznom transformacijom $f(\sigma)$ samo za vrednosti $-\sigma_N \leq \sigma \leq \sigma_N$. Ukoliko su preklapanja sukcesivna, do rešenja se ne može doći tako jednostavno. Tada je možda najbolje ponoviti merenja sa smanjenim $\Delta\lambda$. Mada do preklapanja može doći i zbog konvolucije sa $b(\sigma)$ ako je $B(\lambda)$ dovoljno široko, pa u tom slučaju bočne *latice* $b(\sigma) = \mathrm{sinc}(\pi\sigma)$ prave problem. Da bi se i taj problem izbegao potrebno je dodefinisati $B(\lambda)$.

2

Instrumentalni profil

Oštrina i jasnoća merenja pogoršani su dodatno uticajima i nedostacima same merne aparature. Na primer, distorzija i *razmrljavanje* su efekti uzrokovani širinom proreza, veličinom piksela na detektoru i optičkim aberacijama. Da bi se stvorila slika o tome koliko je pogoršanje usled uticaja aparature i da bi se ono odstranilo prilikom analize uvodi se nova veličina - instrumentalni profil [1].

Problem se rešava odabirom najoptimalnije vrednosti za razdvojnu moć jer od toga zavisi ne samo jasnoća merenja nego i koji se objekti mogu posmatrati. Veća razdvojna moć znači da se lakše mogu razlučiti pojedinačni objekti i uočiti neki detalji ali se tako mogu posmatrati samo sjajniji objekti, tj. što je veća razdvojna moć to objekti koji se posmatraju moraju biti sjajniji.

Ako se pretpostavi da izvor u svom spektru ima beskonačno usku liniju onda širina i oblik merene linije predstavlja zapravo instrumentalni profil. Sam spektar $F(\lambda)$ se tako može tretirati kao skup δ funkcija pa je mereni spektar:

$$D(\lambda) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(\lambda - \lambda_0) F(\lambda_0) d\lambda_0 = I(\lambda) * F(\lambda)$$

ili u furijeovom domenu $d(\sigma) = i(\sigma) f(\sigma)$.

2.1 Merenja instrumentalnog profila i uklanjanje njegovog uticaja

U furijeovom domenu, $i(\sigma)$ ponaša se kao filter za $f(\sigma)$ i *pegla* transformaciju realnog spektra uklanjajući time i neke brze promene. Da bi se instrumentalni profil izmerio, kroz instrument se *pušta* impulsni signal (δ funkcija) - signal dovoljno uzak u poređenju sa širinom instrumentalnog profila. U slučaju spektrografa u pitanju je dovoljno uska spektralna linija. Slika koja se merenjem tog signala dobije je *zamrljana* i predstavlja konvoluciju δ funkcije i instrumentalnog profila. Najčešće je funkcionalni oblik instrumentalnog profila gausijan ili disperzioni profil što u furijeovom domenu utiče na naglo opadanje amplitude na velikim frekvencijama i za dovoljno velike vrednosti frekvencija na redukovanje amplitude na nivo šuma i konačno gubljenje uticaja instrumentalnog profila iz posmatranja.

Najčešći izvori koji se koriste prilikom merenja instrumentalnog profila su živina lampa, laser ili telurske apsorpcione linije. Instrumentalni profil zavisi i od fokusa spektrografa i trebalo bi se meriti često, uglavnom svake noći posmatranja. Projektovana dužina otvora spektrografa skalira se na opseg talasnih dužina. Instrumentalni profil je najbolje onda meriti na nekoliko talasnih dužina tj. korišćenjem nekoliko različitih dovoljno uskih linija.

Ako se ignoriše šum, realni spektar u furijeovom domenu je onda: $f(\sigma) = d(\sigma)\ i(\sigma)$ pa se inverznom transformacijom može dobiti realni spektar $F(\lambda)$. Ovakvu rekonstrukciju moguće je uraditi samo za oblasti frekvencije ispod Najkvistove $\sigma \leq \sigma_N = 1/(2\Delta\lambda)$. U slučaju asimetričnih profila dodatno je neophodno razmatrati $f(\sigma)$ i $i(\sigma)$ kao kompleksne funkcije.

3

Šum i uklanjanje njegovog uticaja

Rekonstrukcija pravog spektra i uklanjanje uticaja šuma moguće je samo ako se uvedu određene pretpostavke [1]. Najpre, neophodno je da šum bude dovoljno mali. Problem sa ovom pretpostavkom leži u tome što u furijeovom domenu amplituda merenog spektra $d(\sigma)$ naglo opada sa povećanjem frekvencije σ i za njene dovoljno velike vrednosti dostiže nivo transformacije šuma $n(\sigma)$ pa je u tom slučaju nemoguće pretpostaviti da je šum dovoljno mali. Dalje, pretpostavlja se da je šum u instrumentalnom profilu zanemarljiv u odnosu na šum u merenom spektru. U većini slučajeva ova pretpostavka važi ali ako to nije slučaj može se uzeti da $n(\sigma)$ u sebi sadrži informacije o obe komponente. Tada je mereni spektar u furijeovom domenu $d(\sigma) = d_0(\sigma) + n(\sigma)$ a realni:

$$f(\sigma) = \frac{d_0(\sigma)}{i(\sigma)} + \frac{n(\sigma)}{i(\sigma)} = f_0(\sigma) + \frac{n(\sigma)}{i(\sigma)}$$

gde se jasno može uočiti problem na velikim frekvencijama. Kako se u tom slučaju $i(\sigma)$ naglo smanjuje, drugi član u izrazu za realni spektar u furijeovom domenu raste pa se može razmatrati kao *pojačani* šum. Da bi se taj problem na velikim frekvencijama rešio potrebno je korišćenje filtera $\Phi(\sigma)$. Takav filter određen je minimalnom razlikom između prave transformacije $f_0(\sigma)$ i one dobijene uz korišćenje filtera $f_1(\sigma) = \frac{d(\sigma)\Phi(\sigma)}{i(\sigma)}$:

$$\varepsilon = f_0(\sigma) - \left[\frac{d_0(\sigma)\Phi(\sigma)}{i(\sigma)} + \frac{n(\sigma)\Phi(\sigma)}{i(\sigma)}\right] = f_0(\sigma)\left[1 - \Phi(\sigma)\right] - \frac{n(\sigma)\Phi(\sigma)}{i(\sigma)}$$

gde drugi član pokazuje da se šum može smanjiti dobrim odabirom filtera ali, kako se može videti u prvom članu, taj filter unosi grešku i zato treba biti pažljiv prilikom biranja filtera.

Ako se mereni spektar u furijeovom domenu može dobro *fitovati* gausijanom oblika $d(\sigma) = A10^{-b_0^2\sigma^2}$ i ako je nivo šuma $B = \langle n(\sigma)\rangle$, tada je za filter najbolje uzeti:

$$\Phi(\sigma) = \frac{1}{1 + \left(\frac{B}{A}\right)^2 10^{2b_0^2\sigma^2}}$$

Uz to, korišćenje filtera moguće je samo ako je širina instrumentalnog profila dovoljno mala u poređenju sa širinama linija zvezdanog spektra koji se posmatra i ako je odnos signala prema šumu dovoljno veliki. Ako to nije slučaj i ako su uslovi za korišćenje filtera nepovoljni, konvoluiraju se instrumentalni profil i procenjeni (računati) spektar i porede se sa merenim.

4

Rasejana svetlost

Jedan deo svetlosti koja ulazi u spektrograf može biti dalje (u smislu razlike u talasnoj dužini) od centra posmatrane linije, najčešće iz intervala talasnih dužina u kojima se čak ni instrumentalni profil $I(\lambda)$ ne meri. Ta svetlost zove se rasejana [1]. Fotoni se mogu rasejati usled nesavršenosti ili nečistoća mernih instrumenata i optičkih elemenata, čestica prašine u vazduhu - i na taj način unose sistematsku grešku u merenja jačine i oblika spektralnih linija. U slučaju apsorpcionih linija, rasejana svetlost popunjava liniju i na taj način smanjuje njen intenzitet. To, ukoliko se ne koriguje, može dovesti do pogrešno određenih zastupljenosti hemijskih elemenata.

Ako se pretpostavi da je za jednu merenu apsorpcionu liniju određen profil i da je talasna dužina u centru linije $\lambda = 0$, granice intervala u kome je meren instrumentalni profil $I(\lambda)$ su $\pm\lambda_l$ a interval talasnih dužina svetlosti koja ulazi u spektrograf je onda $(-\lambda_a, \lambda_b)$. Tada je

$$D(\lambda) = \int_{-\lambda_a}^{-\lambda_l} I(\lambda-\lambda_0)F(\lambda_0)d\lambda_0 + \int_{-\lambda_l}^{\lambda_l} I(\lambda-\lambda_0)F(\lambda_0)d\lambda_0 + \int_{\lambda_l}^{\lambda_b} I(\lambda-\lambda_0)F(\lambda_0)d\lambda_0 =$$

$$= S(\lambda) + \int_{-\lambda_l}^{\lambda_l} I(\lambda-\lambda_0)F(\lambda_0)d\lambda_0$$

gde je $S(\lambda)$ rasejana svetlost, a $F(\lambda_0)$ mereni fluks. Neka je $\langle F\rangle$ srednji fluks na intervalu $(-\lambda_l, \lambda_l)$, a za rasejanu svetlost se može uzeti:

$$S(\lambda) \approx \langle F\rangle \left[\int_{-\lambda_a}^{-\lambda_l} I(\lambda)d\lambda + \int_{\lambda_l}^{\lambda_b} I(\lambda)d\lambda \right].$$

Kako je van intervala $(-\lambda_l, \lambda_l)$ fluks $F(\lambda) \simeq 0$ može se formalno preći na granice $\pm\infty$ pa se konačno dobija:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} I(\lambda)d\lambda = 1 \approx \frac{S(\lambda)}{\langle F\rangle} + \int_{-\lambda_l}^{\lambda_l} I(\lambda)d\lambda$$

što je mereni instrumentalni profil normiran na jedinicu minus doprinos rasejane svetlosti, $S(\lambda)/\langle F\rangle$. Da bi se ovaj doprinos rasejane svetlosti uklonio neophodno je najpre izmeriti ga.

4.1 Merenje rasejane svetlosti

Pretpostavlja se da se rasejana svetlost sastoji iz dve komponente:

Generalno rasejana svetlost Ona koja je rasejana na česticama prašine, nesavršenostima ogledala, sočiva... Meri se iznad i ispod (u λ skali) kontinualnog spektra sijalice ili prekrivanjem dela otvora i merenjem svetla u tom prekrivenom delu. Ova komponenta je po definiciji uniformna.

Linearno rasejana svetlost U pravcu disperzije i raste od otvora ili rešetke. Merenje ove komponente je komplikovanije i moraju se uglavnom koristiti interferencioni filteri. Jednostavan test da li je ova komponenta značajna koristi konkretne spektralne linije ali je problem što se time ne dobijaju informacije o ovoj komponenti na drugim talasnim dužinama. Na primer, ispitivanjem jezgara linija H i K (CaII) u Sunčevom spektru, ako je ova komponenta rasejane svetlosti značajna, najdublji delovi linija će biti viši za $6-7\%$ njihovog rezidualnog fluksa.

4.2 Korekcije za rasejanu svetlost

Najjednostavniji metod je korigovanje za rasejanu svetlost prilikom normiranja merenog instrumentalnog profila. Drugi način bi bio direktno korigovanje posmatranog spektra.

Neka je $s = \frac{S(\lambda)}{\langle F \rangle}$ i pretpostavka je da je $\langle F \rangle = \langle D \rangle$. Posmatrana vrednost fluksa je D_0, a prava D_t. Tada je:

$$D_0 = D_t - sD_t + s\langle D \rangle = (1-s)D_t + s\langle D \rangle$$

$$D_t = \frac{D_0 - s\langle D \rangle}{1-s}$$

i uz poznate vrednosti u kontinuumu D_t^c, D_0^c i pretpostavku $D_0^c \approx \langle D \rangle$, konačno se dobija:

$$\frac{D_t}{D_t^c} = \frac{D_0/D_0^c - s}{1-s}.$$

Dakle, promene su proporcionalne dubini linije u svakoj tački pa se zaključuje da se rasejana svetlost i njen uticaj najpre primete u promeni dubine spektralne linije, odnosno u promeni kontrasta.

5

Redukcija spektroskopskih posmatranja

Proces redukcije posmatranja podrazumeva niz operacija kojima se uklanjaju ili bar redukuju defekti i problemi koji utiču na signal posmatranog astronomskog izvora, a nastaju usled Zemljine atmosfere, optičkog sistema i samog detektora.

5.1 Normiranje na kontinuum

Prvi korak u analizi posmatranja je najčešće normiranje na kontinuum (svođenje nivoa kontinuuma na jedinicu). Ako je opseg talasnih dužina dovoljno mali, kontinuum se može jednostavno predstaviti polinomom malog stepena. U realnosti u većini slučajeva ima previše preklapanja linija pa je tačke kontinuuma generalno teško naći [3].

Na *krajevima*, granicama intervala talasnih dužina u kome se posmatra, dolazi do naglog opadanja intenziteta ali ne i do *oštrog* odsecanja zbog osobina detektora. Takvu krivu sa *ravnom* sredinom i krajevima koji naglo opadaju je jako teško predstaviti polinomom malog stepena. S druge strane, polinomi velikog stepena ne predstavljaju dobro kontinuum jer često *zalaze* u liniju, naročito kod širokih linija zvezda ranijih spektralnih klasa ili linija proširenih usled rotacije. Zbog toga je zgodno potražiti neko srednje optimalno rešenje.

Najveći broj *software*a za redukciju posmatranja koristi Čebiševljeve ili Ležandrove polinome ili kubni *splajn* [2].

U nekim slučajevima problem je u tome što se kontinuum ne može videti pa je nemoguće za fitovanje kontinuuma koristiti dostupne izmerene tačke. To je posebno izraženo kod zvezda poznijih spektralnih klasa zbog preklapanja i stapanja spektralnih linija i zbog molekulskih traka. Tada se za kontinuum obično koristi neki teorijski model.

5.2 Određivanje ekvivalentne širine linije

Ekvivalentna širina linije definiše se kao širina pravougaonika površine jednake onoj koju zauzima površina ograničena kontinuumom i profilom spektralne linije. Po konvenciji ona ima pozitivnu vrednost za apsorpcione i negativnu vrednost za emisione linije. Merenja ekvivalentne širine jako zavise od nivoa kontinuuma i u slučaju jako plitkih linija ili nedovoljno precizno određenog kontinuuma greška u merenju može biti značajno velika.

Kako se ekvivalentna širina koristi prilikom određivanja zastupljenosti hemijskih elemenata, dobra provera je merenje ekvivalentne širine različitih linija istog elementa [3]. Na taj način se problem sa nivoom kontinuuma može znatno redukovati.

5.3 Merenje linija sa malom rezolucijom

Iako, možda, naizgled deluje kao nepraktično i nedovoljno korisno, merenja sa malom rezolucijom imaju svojih prednosti - bilo da se radi o ograničenom vremenu na teleskopu ili posmatranjima nekih manje sjajnih objekata koje je nemoguće posmatrati sa većom rezolucijom. U tom slučaju, zbog male rezolucije, instrumentalni profil je dominantan u odnosu na profil spektralne linije pa se informacije o tome ne mogu dobiti. Ipak, i dalje je moguće izmeriti totalnu apsorpciju u liniji što je naročito korisno prilikom određivanja hemijskog sastava, tj. ekvivalentnu širinu linije:

$$W = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{F_C - F_\nu}{F_C} d\nu = \int_{-\infty}^{+\infty} \left(1 - \frac{F_\nu}{F_C}\right) d\nu$$

gde je F_C vrednost fluksa u kontinuumu, a F_ν u liniji. Ovakva definicija implicira da postoji samo jedna linija a numerička integracija vrši se po celom spektru. Kako je merena vrednost zapravo konvolucija realne vrednosti sa instrumentalnim profilom, može se definisati i merena ekvivalentna širina W_M.

$$\frac{D_C - D_\nu}{D_C} = \frac{I(\lambda) * (F_C - F_\nu)}{D_C}$$

$$W_M = \int_{(-\lambda_0)}^{(+\lambda_0)} \frac{D_C - D_\nu}{D_C} d\nu = \int_{(-\lambda_0)}^{(+\lambda_0)} \frac{I(\lambda) * (F_C - F_\nu)}{D_C} d\nu$$

Na ovaj način mogu biti izmerene ekvivalentne širine jako širokih linija kao što su linije vodonika u A zvezdama [1]. Problem je u tome što je greška ovako određene W_M velika i u slučaju ovih zvezda dolazi do problema prilikom određivanja kontinuuma.

5.4 Određivanje radijalnih brzina

Jedna od važnijih informacija dobijenih iz merenog spektra je radijalna brzina pomoću koje se može otkriti da li je u pitanju dvojna ili višestruka zvezda ili da li su prisutne planete u sistemu [4]. Najčešće se koristi fitovanje profila gausovom, lorencovom ili fojtovom funkcijom, nakon bar grubog normiranja na nivo kontinuuma [3]. Problem kod ovog metoda je u tome što se ne može primeniti na linije sa komplikovanim ili asimetričnim profilima.

Drugi metod se svodi na poređenje profila linije i njegove inverzije u odnosu na y-osu i koristi se kod zvezda sa komplikovanim profilima kao što su Be zvezde ili sjajne plave promenljive zvezde sa jakim zvezdanim vetrovima. Prednost ovog metoda leži u tome što se mogu odvojeno analizirati jezgro i krila spektralne linije i dobiti informacije o fizici u konkretnim posebnim oblastima formiranja linija (informacije o zvezdanim vetrovima, *džetovima*...) [3].

5.5 Određivanje asimetrije - *Bisektor* analiza

Linija koja, u geometriji, razdvaja ugao ili liniju na dva jednaka dela zove se *bisektor*. Ukoliko se kroz profil spektralne linije povuče više horizontalnih linija, označe njihove sredine, a zatim te tačke spoje - tako dobijena linija je *bisektor* [3]. Analizom oblika ove linije i asimetrije profila linije mogu se dobiti korisne informacije o turbulentnim oblastima u fotosferi ([1]) ili o prisustvu planeta u zvezdanom sistemu, dok se analiza takođe pokazala korisna i u astroseizmologiji ([4]). Neophodni uslovi za primenjivost ovakve analize su visoka rezolucija i dovoljno veliki odnos signala prema šumu.

Zaključak

U radu su predstavljene osnovne ideje analize i redukcije spektroskopskih posmatranja i problemi do kojih, tom prilikom, u praksi dolazi. Uzročnici ovih problema su različiti i stoga je neophodno poznavati atmosferske uslove u kojima se astronomska posmatranja obavljaju, kao i mogućnosti i ograničenja optičkog sistema i samog detektora. Na taj način omogućava se njihovo uklanjanje ili redukovanje iz dobijenih podataka, dalja i preciznija analiza i interpretacija rezultata, određivanje fizičkih uslova koji vladaju na posmatranom astronomskom objektu, kao i potencijalno utvrđivanje nekih zakonitosti.

Literatura

1. Gray, D.: 2005, *The Observations and Analysis of Stellar Photospheres*, 3$^{\text{rd}}$ ed., Cambridge Univ. Press

2. Spring School of Spectroscopic Data Analyses, 8 – 12 April 2013, Wroclaw, Poland

3. Škoda, P.: 2011, *Common Methods of Stellar Spectra Analysis and their Support in Virtual Observatory*, eprint arXiv:1112.2787

4. Škoda, P.: 2011, *Multi-line Analysis of Stellar Spectra in the VO Environment*, eprint arXiv:1112.2788