

SVEUČILIŠTE U ZAGREBU  
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET

VIBOR JELIĆ

SPEKTROSKOPSKA ANALIZA ŠUME LYMANOVIH LINIJA  
U SPEKTRIMA KVAZARA

DIPLOMSKI RAD



ZAGREB, LISTOPAD 2006.

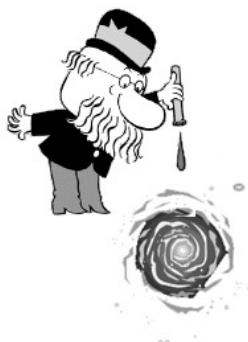


Zahvaljujem prof. dr. sc. Krešimiru Pavlovskom kao voditelju  
diplomskog rada, prof. dr. sc. Saleemu Zaroubiu za stručnu  
pomoć tijekom boravka na Kapteyn Astronomical Instituteu i  
dr. sc. Tae-Sun Kimu na ustupljenim spektrima kvazara.

# Sadržaj

<b>1. Eksperimentalna kozmologija</b>	<b>1</b>
<b>2. Reionizacijska faza svemira</b>	<b>5</b>
2.1. Izvori reionizacije . . . . .	6
2.2. Reionizacija vodika . . . . .	8
2.3. Reionizacija helija . . . . .	9
2.4. Fotoisparavanje plinovitog haloa nakon reionizacije . . . . .	10
<b>3. Međugalaktička tvar</b>	<b>12</b>
3.1. Jednadžba stanja i numeričke simulacije . . . . .	13
3.2. Podjela Lyman sistema . . . . .	15
3.3. Ly $\alpha$ linije kao detektor svojstva IGMa . . . . .	17
3.3.1. Širina Ly $\alpha$ linija kao detektor temp. IGMa . . . . .	18
3.3.2. Uvjeti na jednadžbu stanja IGMa i reionizaciju . . . . .	19
<b>4. Mjerni uređaj i spektri kvazara</b>	<b>20</b>
4.1. Mjerni uređaj . . . . .	20
4.1.1. VLT teleskop . . . . .	20
4.1.2. UVES spektrograf . . . . .	22
4.2. Spektri kvazara . . . . .	23

<b>5. Metoda analize</b>	<b>25</b>
5.1. Prilagodba Ly linija Voigtovom profilu . . . . .	26
5.2. Eliminacija linija metala . . . . .	26
5.3. Wavelet analiza spektra . . . . .	27
<b>6. Rezultati mjerjenja i diskusija</b>	<b>29</b>
6.1. Spektar kvažara PKS 2000-330 . . . . .	29
6.1.1. Ly $\alpha$ linije (PKS 2000-330) . . . . .	29
6.1.2. Ly $\beta$ linije (PKS 2000-330) . . . . .	31
6.2. Spektar kvažara QSO 0055-269 . . . . .	34
6.3. Temperaturni skok uslijed He II reionizacije IGMa . . . . .	34
<b>7. Zaključak</b>	<b>36</b>
<b>Literatura</b>	<b>38</b>
<b>Sažetak</b>	<b>40</b>



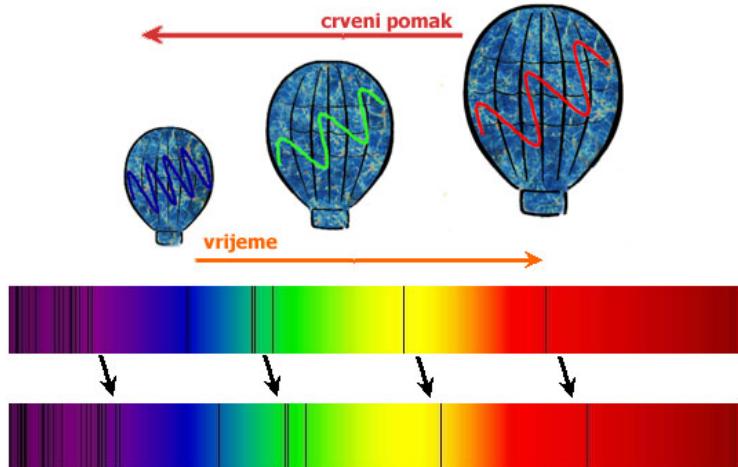
# Poglavlje 1

## Eksperimentalna kozmologija

Što dalje gledamo u svemir, to se više vraćamo u prošlost, jer je svjetlosti s udaljenih zvijezda i galaksija potrebno konačno vrijeme da dođe do Zemlje (konačnost brzine svjetlosti). Na taj način, svih 13.7 milijardi kozmološke povijesti našeg svemira može se rekonstruirati sustavnim promatranjem vrlo udaljenih izvora u svemiru (npr. galaksija i kvazara).

Za mjerjenje kozmoloških udaljenosti (crvenog pomaka,  $z$ ), najčešće se koriste karakteristične emisijske linije vodika i ostalih kemijskih elemenata u spektrima galaksija. Širenjem svemira, šire se i valne duljine emitirane svjetlosti, pa će spektri galaksija koje promatramo danas biti pomaknuti prema crvenom, za faktor  $1 + z$ , u odnosu na emitirane spektre (sl. 1.1). U međuvremenu i svemir se proširio u linearnoj dimenziji za faktor  $1 + z$ , pa određena kozmološka udaljenost implicira pripadno kozmološko razdoblje. Današnji teleskopi moguće su promatrati galaksije s crvenim pomakom  $z \sim 6.5$ , što predstavlja razdoblje 850 milijuna godina nakon Velikog Praska.

Osim analize spektra galaksija, jedna od važnijih eksperimentalnih metoda moderne kozmologije je analiza reliktног mikrovalnog pozadinskog zračenja svemira (eng. *Cosmic Microwave Background Radiation*, CMB, sl. 1.2). U prvih nekoliko stotina tisuća godina, svemir se sastojao od termodinamički uravnotežene plazme protona, elektrona i lakih nuklearnih jezgri. Kao i plazma u našem Suncu, te drugim zvijezdama, kozmološka plazma je emitirala i raspršivala velike količine vidljivih i ultraljubičastih fotona (zračenje

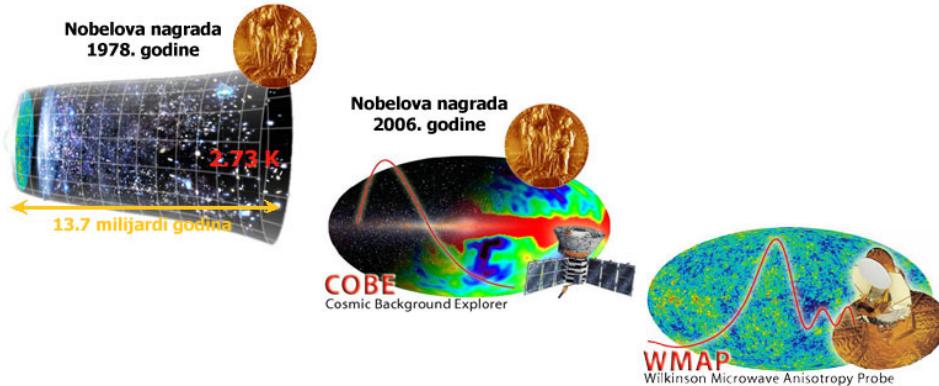


**Slika 1.1:** Širenjem svemira, šire se i valne duljine emitirane svjetlosti, pa će linije u spektru koje danas promatramo biti pomaknute prema crvenom dijelu spektra.

crnog tijela). Uslijed širenja svemira, 400 000 godina poslije Velikog Praska temperatura svemira se spustila ispod nekoliko tisuća kelvina. Brzine protona i elektrona (termička energija) postale su dovoljno male da su se protoni i elektroni počeli privlačiti i stvarati atome vodika (proces kozmičke rekombinacije). Povećanjem broja neutralnih atoma vodika, raspršenje emitiranih fotona se smanjilo, te su se fotoni nastavili gotovo pravocrtno gibati u svim smjerovima prostora. Uslijed kozmičkog širenja, valne duljine emitiranih fotona pomaknute su prema crvenom i danas te fotone detektiramo u mikrovalnom području kao CMB.

U trenutku kozmičke rekombinacije, gravitacija je počela imati sve veću ulogu u formiranju svemira. Dolazi do kontrakcije tvari u područjima nešto većih koncentracija, te nakon nekoliko milijuna godina sažimanja, nastale su prve galaksije i zvijezde. Ipak, današnja vidljiva količina tvari u svemiru nedostatna je za objašnjenje opažane gustoće galaksija u svemiru, što upućuje na postojanje tvari koju ne opažamo (tamna tvar). Iako nije vidljiva, tamna tvar gravitacijski međudjeluje s vidljivom tvari i čini 85% ukupne količine tvari u svemiru.

Područje između galaksija, ispunjeno je difuznim plinom kojeg nazivamo



**Slika 1.2:** CMB otkriven je 1964. god. tijekom testiranja komunikacijske radio antene. A. Penzias i R. Wilson dobili su Nobelovu nagradu za otkriće CMBa (1978). Lansiranjem satelita COBE (1989) otkrivena je anizotropnost CMBa i da je CMBov spektar jednak spektru crnog tijela (J.C. Mather i G.F. Smoot, Nobelova nagrada 2006). 2001. god. lansiranjem satelita WMAP izmjerena je anizotropnost CMBa s razlučivosti od  $20 \mu\text{K}$  po  $0.3^\circ$  po kvadratnom pikselu, te CMBova polarizacija (izvor: [lambda.gsfc.nasa.gov](http://lambda.gsfc.nasa.gov)).

međugalaktička tvar (eng. *Intergalactic Medium*, IGM). Svojstva međugalaktičke tvari mogu se promatrati analizom IGMovih apsorpcijskih linija u spektrima kvazara. Kvazari su kozmolоški vrlo udaljeni i sjajni objekti, a dosadašnja istraživanja pokazuju da su to masivne crne rupe (milijardu puta veće mase od mase Sunca), koje se nalaze u centrima vrlo gustih i masivnih galaksija. Proces padanja okolne tvari u crnu rupu stvara jake sudare tvari koja onda emitira velike količine zračenja.

Ly $\alpha$  apsorpcijska linija vodika IGMa, valne duljine 1216 Å, omogućuje određivanje količine vodika u svemiru. Obzirom da se širenjem svemira povećava valna duljina fotona, apsorpcijsku liniju 1216 Å u referentom sustavu elementa plina na crvenom pomaku  $z$ , danas vidimo kao liniju valne duljine  $1216 \cdot (1+z)$  Å. Na taj način, Ly $\alpha$  apsorpcijske linije različitih elemenata plina na različitim crvenim pomacima  $z$ , duž linije promatranja, danas vidimo kao Ly $\alpha$  šumu apsorpcijskih linija.

Dosadašnje analize Ly $\alpha$  apsorpcije IGMa, pokazale su da je IGM u peri-

odu od 850 milijardi godina kozmološkog doba ( $z \sim 6.5$ ) pa do danas, vruća i difuzno raspodijeljena plazma, s vrlo malim (gotovo zanemarivim) udjelom neutralnog vodika. Ovakav rezultat upućuje na činjenicu da je moralo doći do reionizacije IGM ( $z \leq 16$ ) nakon što je postala neutralna uslijed procesa rekombinacije. Mogući izvori zračenja, koji su reionizirali IGM, su prve generacije vrlo masivnih zvijezda ili minikvazari.

Da bi se dao konačan odgovor na pitanje kako i kada je nastala reionizacija, potrebno je detektirati raspodjelu neutralnog vodika s crvenim pomakom  $6.5 \leq z \leq 16$ . Međutim, na velikim crvenim pomacima gustoća neutralnog vodika puno je veća nego danas, pa je proces Ly $\alpha$  apsorpcije toliko izražen da se Ly $\alpha$  apsorpcijske linije ne mogu upotrebljavati za određivanje gustoće neutralnog vodika, već se uvodi nova metoda kozmologije tzv. "kozmologija na 21 cm".

Emisijska ili apsorpcijska linija na 21 cm, povezna je s hiperfinom struktrom osnovnog stanja neutralnog vodika. Osnovno stanje vodika s paralelnim spinovim protona i neutrona nešto je veće energije od stanja s antiparalelnim spinovima. Prelazak vodika između navedenih hiperfinih stanja stvara apsorpcijsku ili emisijsku liniju valne duljine 21 cm. Ako danas promatramo 21 cm liniju s pripadnih crvenih pomaka reionizacijske faze, detektirat ćemo je u niskofrekventnom radio području (1.5 – 4 m). Obzirom da je najmanja moguća rezolucija teleskopa proporcionalna promatranoj valnoj duljini, radio teleskopi koji će moći razlučiti kozmološku strukturu reionizacijske faze moraju imati promjer oko desetak kilometara. Jedan od takvih teleskopa, koji će se sastojati od stotinjak malih niskofrekventnih antena raspoređenih na širem području sjeverne Nizozemske (eng. *Low Frequency Array*, LOFAR), u izgradnji je i trebao bi dati prve rezultate o reionizacijskoj povijesti svemira tijekom 2009. godine.

Osnovna namjera ovoga rada je detektirati temperaturni skok međugalaktičke tvari, uslijed He II reionizacije, spektroskopskom analizom Ly $\alpha$  apsorpcijskih linija u spektrima kvazara PKS 2000-330 i QSO 0055-269. Prvi puta bi se istražile mogućnosti ispitivanja temperaturnih fluktuacija IGM-a pomoću spektroskopske analize Ly $\beta$  apsorpcijskih linija i eventualno potvrditi raniji rezultati istraživanja Theuns et al. (2002).

## Poglavlje 2

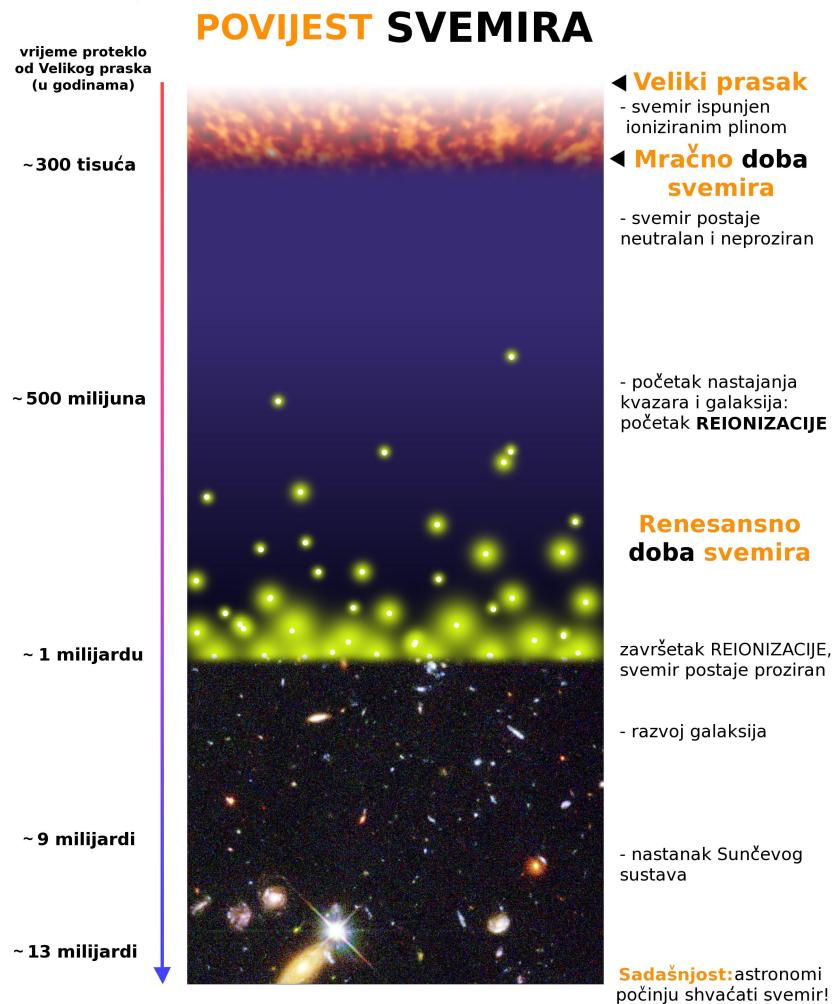
# Reionizacijska faza svemira

Na temelju današnjih saznanja o ranom svemiru, vodik se rekombinirao u neutralno stanje oko pola milijuna godina nakon Velikog praska, kada se primordijalna tvar svemira ohladila na  $\approx 3000$  K. Svemir je tada ušao u tzv. “mračno doba”, te se nastavio hladiti uslijed širenja. Nekoliko stotina milijuna godina poslije oblaci plina počeli su se zgušnjavati i nastaju prve “zvijezde” koje svojim zračenjem zagrijavaju svemir i stvaraju zračenje koje danas možemo promatrati. Navedena faza naziva se tzv. “renesansnim dobom” svemira.

Nakon što se stvorio dovoljan broj ionizirajućih izvora, temperatura i količina ionizirane tvari u svemiru naglo raste, te većina neutralnog vodika nestaje. Faza u kojoj svemir prelazi iz stanja s velikom količinom neutralnog vodika u stanje potpune ionizacije naziva se “reionizacijsko doba” svemira. Shematski prikaz faza razvoja svemira prikazan je na sl. 2.1.

Tri temeljna pitanja današnje kozmologije o ranom svemiru, za čijim odgovorima se traga teorijskim modelima, numeričkim simulacijama i novim generacijama niskofrekventnih radio teleskopa su:

1. Kada se točno dogodila reionizacija svemira?
2. Koliko brzo se reionizacija proširila svemirom?
3. Koji su bili dominantni izvori zračenja koji su uzrokovali reionizaciju?



**Slika 2.1:** Shematski prikaz povijesti svemira i reionizacijske faze (izvor: Djorgovski et al. & Digital Media Center, Caltech)

## 2.1. Izvori reionizacije

Uz prepostavku da su izvori reionizacije slični današnjim izvorima ionizacijskog zračenja, svaki izvor stvarao je  $\sim 4000$  ionizirajućih fotona po barionu. Drugim riječima, bilo je dovoljno da se samo 0.1% ukupne mase plina u svemiru razvije u galaksije i ionizira ostatak svemira.

Postoje tri moguće vrste zračenja koja su reionizirale svemir:

- zračenje prvih generacija zvijezda,
- zračenje oslobođeno pri gravitacijskom kolapsu prvih oblaka plina i
- zračenje prvih aktivnih galaktičkih jezgri i kvazara.

Dugo se smatralo da kvazari svojim jakim ionizirajućim ultraljubičastim i X zračenjem imaju dominantnu ulogu u reionizaciji jer stvaraju jako pozadinsko ionizirajuće zračenje na malim crvenim pomacima ( $z < 4$ ). Ipak, prostorna gustoća kvazara na velikim crvenim pomacima  $z$  nije dovoljna za stvaranje značajnog doprinosa reionizacijskom zračenju (Madau 2000), već samo početnom zagrijavanju međugalaktičke tvari.

Današnje analize pokazuju da je zračenje prvih vrlo masivnih zvijezda dominantan faktor u reionizaciji. Njihova masa procjenjuje se da je  $> 100 M_{\odot}$  (Abel et al. 2002) i da su njihove temperature veće od većine današnjih novonastalih zvijezda. Također, takve masivne zvijezde mogući bi stvoriti dovoljnu količinu zračenja da ioniziraju lokalni vodik, stvarajući pri tome tzv. "Strömgrenove sfere"<sup>1</sup>. Kada se Strömgrenove sfere različitih zvijezda unutar prvih malih galaksija počinju preklapati, nastaju gusta ionizirana područja koja se polako šire po cijelokupnom svemiru i reioniziraju ga (Gnedin 2000).

Komplikaciju u navedenom scenariju predstavljaju oblaci plina oko prvih galaksija (tzv. "mini haloi") koji mogu zaustavljati ionizirajuće zračenje absorbijem i time usporavati proces reionizacije svemira (Barkana & Loeb 2000).

Ipak, konačnu potvrdu o mehanizmima i izvorima reionizacije dat će rezultati istraživanja s niskofrekventnim radio teleskopima u narednih desetak godina.

---

<sup>1</sup>Strömgrenove sfere su ionizirana područja vodika oko mlađih zvijezda O ili B tipa. Radijus Strömgrenove sfere dobiva se uspostavljanjem ravnoteže između procesa ionizacije i rekombinacije, te iznosi:  $R_S = \left( \frac{3}{4\pi} \frac{S_*}{n^2 \beta_2} \right)^{\frac{1}{3}}$ , gdje je  $S_*$  tok ionizirajućeg zračenja izvora,  $n$  broj protona (ionizirani vodik) i  $\beta_2$  brzina rekombinacije.

## 2.2. Reionizacija vodika

Proces ionizacije vodika sastoji se od više faza. Prvu fazu čine pojedinačni izvori zračenja koji počinju ionizirati svoju okolinu. Obzirom da su prvi izvori okruženi masivnim haloima plina, ionizirajući fotoni koji uspiju pobjeći od izvora moraju najprije proći kroz područja visoke gustoće u kojima je brzina rekombinacije velika. Fotoni koji uspiju proći kroz guste haloe vrlo lako prodiru kroz područja plina male gustoće. Tijekom ove faze IGM je dvo-komponentna. Prvu komponentu čine visokoionizirajuća područja, a drugu komponentu neutralna područja. Komponente su međusobno odvojene ionizirajućom frontom. Intenzitet ionizacije je nehomogen, a ovisi o udaljenosti do najbližeg izvora i luminozitetu samog izvora.

Slijedeću fazu čini relativno brzo preklapanje susjednih H II područja, pri čemu je sav prostor unutar ujedinjenih ionizirajućih mjeđurića izložen fotonima oba izvora. Intenzitet ionizacije naglo raste, što dozvoljava fronti zračenja da prodire i u područja plina velike gustoće. Obzirom da svako srašćivanje mjeđurića ubrzava proces ionizacije, faza preklapanja ima karakteristiku faznog prijelaza na vremenskoj skali manjoj od Hubblovog vremena<sup>2</sup>  $t_H$  na pripadnom crvenom pomaku  $z$ . Na kraju ove faze na većinu područja ionizirane IGMa djeluje više izvora, što stvara gotovo homogen intenzitet ionizacije.

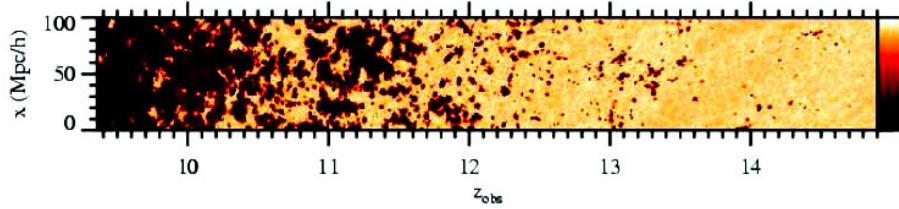
Dodatnu komponentu faze preklapanja čini hijerarhijski model razvoja strukture koji predviđa vremenski naglo povećanje oblikovanja galaksija na pripadnom crvenom pomaku  $z$ . Posljedica hijerarhijskog modela je postojanje područja plina dovoljno visoke gustoće da sprječava ionizirajuće zračenje od daljenjeg širenja (tzv. samoštićena područja). Trenutak u kojem je sva IGMa ionizirana osim samoštićenih područja uzima se kao trenutak reionizacije vodika.

Neutralni vodik u samoštićenim područjima danas promatramo, u spektrima kvazara s malim crvenim pomakom  $z$ , kao Lyman granične<sup>3</sup> (eng.

---

<sup>2</sup>Hubblovo vrijeme  $t_H$  definirano je kao recipročna vrijednost Hubblove konstante, a predstavlja minimalnu starost svemira ( $t_H \equiv \frac{1}{H_0} = 13.7 \times 10^9$  godina).

<sup>3</sup>vidi poglavlje 3.2



**Slika 2.2:** Razvoj vodikove reionizacije u ovisnosti o crvenom pomaku  $z$ , dobiven numeričkim simulacijama (Barkana 2006)

*Lyman Limit*) i Lyman prigušene<sup>4</sup> (eng. *Lyman Damped*) sisteme.

Dalnjim razvojem galaksija samoštićena područja postaju postepeno ionizirana, a prosječan intenzitet ionizacije i dalje raste. Raspodjela intenziteta je također homogenija, a u konačnosti proces ionizacije traje i danas. Ipak, na crvenom pomaku  $z \sim 1.6$  svi se izvori reionizacije međusobno “vide”, pa se navedeni crveni pomak naziva “probojem reionizacije”.

## 2.3. Reionizacija helija

Izvori koji su reionizirali vodik, najvjerojatnije su uzrokovali i pojedinačnu reionizaciju helija u He II stanje. Energija potrebna za ionizaciju neutralnog helija iznosi 24.6 eV ili više, dok je brzina rekombinacije helija približno jednaka brzini rekombinacije vodika. S druge strane, granica He II ionizacije iznosi 54.4 eV, te se potpuno ionizirani helij rekombinira  $\sim 5$  puta brže od vodika. Dakle, reionizacija He II morala je nastati puno kasnije od reionizacije vodika iako je broj atoma helija 13 puta manji od broja atoma vodika.

Obzirom da je He II reionizacija nastala na puno manjem crvenom pomaku od H I reionizacije, He II reionizaciju moguće je detektirati slijedećim metodama:

- Ly $\alpha$  apsorpcijom međugalaktičkog He II na valnoj duljini 304 Å (npr. Jakobsen et al. 1994),

---

<sup>4</sup>vidi poglavlje 3.2

- Ly $\alpha$  apsorpcijom međugalaktičkog H I na valnoj duljini 1216 Å (npr. Schaye et al. 1999) i
- He II apsorpcijom mekog X zračenja (Miralda-Escude, 2000).

U radu koristit će se Ly $\alpha$  apsorpcija međugalaktičkog H I na valnoj duljini 1216 Å.

Važno je istaknuti da He II reionizacija može zagrijati IGM od 20 000 K na više, dok H I reionizacija može najviše do  $\sim 10 000$  K.

## 2.4. Fotoisparavanje plinovitog haloa nakon reionizacije

Na kraju reionizacijske faze, jako ultraljubičasto (UV) pozadinsko zračenje ispunilo je cjelokupan svemir, ioniziralo većinu međugalaktičke tvari i povećalo temperaturu IGM-a na  $\sim 1 - 2 \times 10^4$  K. Obzirom da je gotovo sva međugalaktička tvar ionizirana, UV zračenje uspijeva prodirati i u guste plinovite haloe.

Plinoviti haloji nastaju gravitacijskim sažimanjem na vremenskoj skali koja je puno manja od vremena hlađenja plina. Zbog nedostatka mehanizma hlađenja gravitacijska potencijalna energija, koja se oslobađa tijekom sažimanja, adijabatski zagrijava plin i predstavlja jedan od oblika virijalnog teorema.

Virijalni teorem odnosi se na gravitacijski vezane sustave u ravnoteži u kojima je ukupna energija sistema  $E$  jednaka jednoj polovini potencijalne energije sistema  $U$  usrednjenoj u vremenu:

$$\langle E \rangle = \frac{1}{2} \langle U \rangle, \quad (2.1)$$

uz  $\langle E \rangle = \langle T \rangle + \langle U \rangle$ , gdje je  $T$  kinetička energija sistema, virijalni teorem poprima oblik:

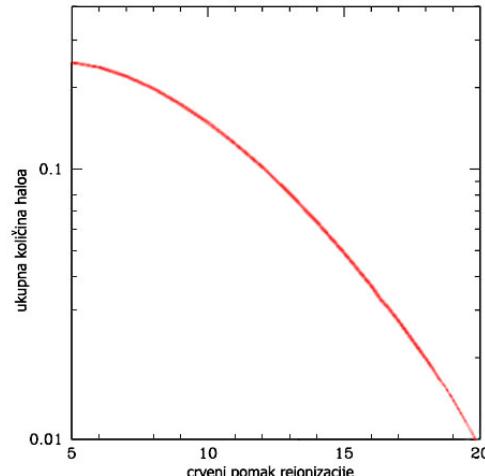
$$-2 \langle T \rangle = \langle U \rangle. \quad (2.2)$$

Uz virijalni teorem, veže se i pojam virijalne temperature koja se dobije izjednačavanjem kinetičke energije plina s toplinskom energijom plina:

$$T_{virijalna} = \frac{m\sigma^2}{3k}, \quad (2.3)$$

gdje je  $m$  prosječna masa čestice plina,  $k$  Boltzmanova konstanta i  $\sigma$  disperzija brzine<sup>5</sup>. Virijalna temperatura haloa nešto je manja od  $10^4$  K, dok im je masa  $\sim 10^4 M_\odot$ .

Uslijed međudjelovanja haloa s pozadinskim UV zračenjem dolazi do procesa fotoionizacijskog zagrijavanja koje potiče isparavanje većine plina iz haloa natrag u međugalaktičku tvar (tzv. proces fotoispravljivanja, Barkana & Loeb 1999). Populacija plinovitih haloa na reionizacijskoj skali prikazana je na sl. 2.3, a dobivena je numeričkim simulacijama (Barkana & Loeb 1999).



**Slika 2.3:** Utjecaj fotoionizacije plinovitih haloa na ukupnu populaciju plinovitih haloa u svemiru (Barkana & Loeb 1999)

---

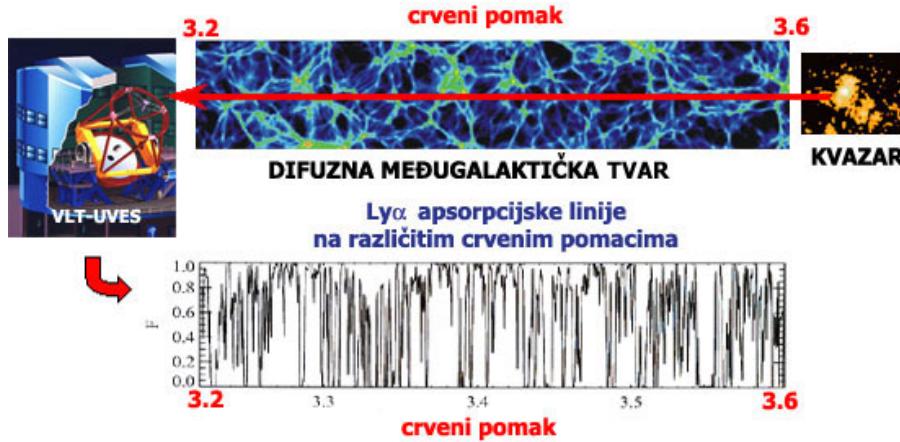
<sup>5</sup> $\sigma = \sqrt{\langle v^2 \rangle} = \sqrt{\frac{3}{5} \frac{GM}{R}}$ , gdje je  $M$  ukupna masa haloa,  $G$  gravitacijska konstanta i  $R$  radijus haloa

## Poglavlje 3

### Međugalaktička tvar

Svojstva međugalaktičke tvari možemo proučavati analizom spektra kvazara čiji spektar sadrži brojne apsorpcijske linije plavo od Ly $\alpha$  emisijske linije kvazara (Rauch 1998). Među apsorpcijskim linijama dominiraju Ly $\alpha$  apsorpcijske linije, a prisutne su i Ly $\beta$  linije, te neke druge linije teških iona i metala (različita ionizacijska stanja C, O, Mg, Si, Fe i Al). Glavni Ly apsorber je neutralni vodik u međugalaktičkoj tvari koja se nalazi na liniji promatranja kvazara. Obzirom da se apsorberi (na liniji promatranja) nalaze na različitim crvenim pomacima  $z$ , spektar kvazara imat će brojne Ly $\alpha$  apsorpcijske linije (1216 Å) pomaknute prema crvenom dijelu spektra, tzv. Ly $\alpha$  šuma linija (sl. 3.1).

Prvi teorijski modeli interpretirali su Ly $\alpha$  apsorbere kao diskrete strukture plinovitih oblaka u međugalaktičkom prostoru koji su ograničeni tlakom vruće međugalaktičke tvari (Sargent et al. 1980) ili lokaliziranom gravitacijom tamne tvari u tzv. mini haloima (Rees 1986). Daljnja istraživanja, pomoću hidrodinamičkih numeričkih simulacija evolucije hladne tamne tvari, pokazala su da se većina Ly $\alpha$  apsorbera nalazi u fotoioniziranoj međugalaktičkoj tvari koja se poput paučine prostire po cijelom međugalaktičkom prostoru, a ne u lokaliziranim oblacima (Efstathiou, Schaye & Theus 2000). Difuzna struktura međugalaktičke tvari posljedica je fluktuacija gustoće hladne tamne tvari u svemiru, a prvi eksperimentalni dokazi difuzne strukture uslijedili su nakon snimljenih visoko razlučivih spektra kvazara pomoću spektrograфа HI-



Slika 3.1: Shematski prikaz nastajanja Ly $\alpha$  šume u spektrima kvazara

RES na Keck I teleskopu i UVES (eng. *Ultraviolet and Visual Echelle Spectrograph*) na VLT (eng. *Very Large Telescope*) teleskopu (European Southern Observatory, Čile).

Reionizacijsku povijest međugalaktičke tvari moguće je promatrati analizom njezinih temperaturnih fluktuacija, jer su vremena hlađenja dovoljno duga, da međugalaktička tvar male gustoće ima memoriju o svojoj reionizacijskoj prošlosti (Miralda-Escude & Rees 1994). Također se pokazalo da spektroskopska analiza Ly $\alpha$  linija u spektru kvazara detektira temperaturne fluktuacije međugalaktičke tvari (Theuns & Zaroubi 2000) i da postoje eksperimentalne naznake da je He II reionizacija međugalaktičke tvari nastala oko crvenog pomaka  $z \sim 3.3$  (Theuns et al. 2002).

### 3.1. Jednadžba stanja i numeričke simulacije

Jednadžba stanja međugalaktičke tvari opisuje temperaturne fluktuacije međugalaktičke tvari u ovisnosti o fluktuacijama gustoće, a dana je jednadžbom (Hui & Gnedin 1997):

$$T/T_0 = (\rho/\bar{\rho})^{\gamma-1}, \quad (3.1)$$

gdje je  $T$  temperaturna fluktuacija IGM,  $T_0$  prosječna temperatura IGM,  $\rho/\bar{\rho}$  fluktuacije gustoće IGM i  $\gamma$  parametar stanja IGM. U trenutku reionizacije IGM postaje trenutno izotermalna, pa je  $\gamma \sim 1$ , a kasnije ponovnim adijabatskim hlađenjem, uslijed širenja svemira, parametar  $\gamma$  se asymptotski približava vrijednosti 1.6. Važno je istaknuti da se iz temperature IGM u ranim fazama reionizacije mogu odrediti i kozmološki parametri gustoće bariona, jer je  $T_0 \sim (\Omega_b)^{1/1.7}$  (Hui & Gnedin 1997).

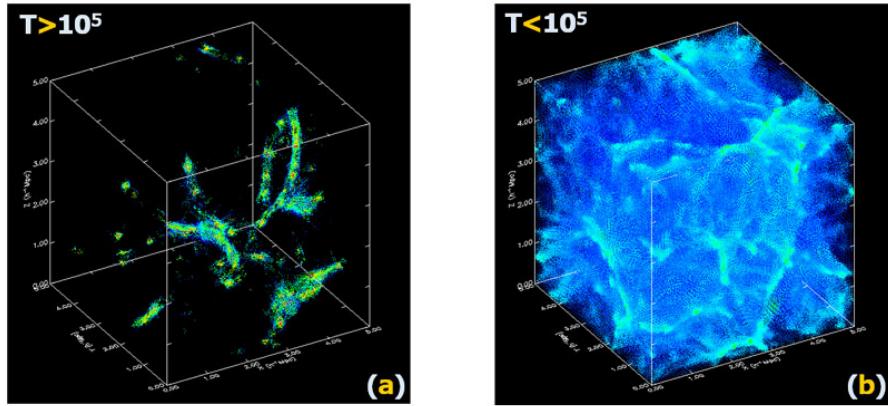
Numeričke simulacije IGM baziraju se na kozmološkim hidrodinamičkim modelima, koji simuliraju evoluciju optički tankog plina i tamne tvari u međugalaktičkom prostoru, uz pretpostavku jednolikog proces fotoionizacije pozadinskim UV zračenjem. Modeli su definirani slijedećim parametrima i funkcijama:

- parametri koji definiraju kozmološki model i strukturu tvari u svemiru (npr.  $\Omega_{m,b,\Lambda}$  - gustoća ukupne tvari, bariona i tamne energije;  $h$  - Hubbleova konstanta);
- amplituda i oblik fluktuacija mase;
- model pozadinskog UV zračenja kao funkcije crvenog pomaka  $z$ .

U ovom radu prezentirat ćemo rezultate simulacija svemira hladne tamne tvari s početnim prostorno invarijantnim adijabatskim fluktuacijama (Efstathiou, Schaye & Theuns 2000).

Simulacija generira evoluciju modela svemira s gustoćom  $\Omega_m = 1$ ,  $\Omega_\Lambda = 0$ ,  $\Omega_b = 0.05$  i Hubblovom konstantom  $h = 0.5$ . Normalizacija modela je takva da prosječna vrijednost fluktuacija gustoće, u sferi polujmera  $8h^{-1}$  Mpc, iznosi  $\sigma_8 = 0.7$  ( $S$  model svemira, Bardeen et al. 1986).

Dobivena raspodjela plina na crvenom pomaku  $z = 3$ , prikazana je na sl. 3.2. Iz sl. 3.2 vidljivo je da plin temperature  $T > 10^5$  K (vrući plin) ispunjava vrlo mali dio volumena i strukturiran je u male guste vlaknaste nakupine, dok plin temperature  $T < 10^5$  K (hladni plin) ispunjava veći dio prostora, male je gustoće i ima difuznu strukturu. Također se pokazalo da difuzna struktura intergalaktičke tvari sadrži većinu barionske tvari u svemiru na crvenom pomaku  $z \approx 3$ , te se i većina Ly α apsorbera nalazi u toj strukturi.



**Slika 3.2:** Distribucija IGM u simulacijama tamne tvari na  $z = 3$ : (a) za  $T > 10^5$  K stvaraju se vlaknaste skupine vrućeg i gustog plina i (b) za  $T < 10^5$  K stvara se difuzna struktura hladnog plina

### 3.2. Podjela Lyman sistema

Energetska stanja atoma vodika dana su formulom:

$$E_n = \frac{-13.6 \text{ eV}}{n^2}, \quad (3.2)$$

gdje je  $n$  indeks stanja (npr.  $n=1$ , osnovno stanje;  $n=2$ , prvo pobuđeno stanje; itd.), a  $-13.6$  eV energija osnovnog stanja atoma vodika. Energija emitiranog (apsorbiranog) fotona tijekom prijelaza atoma vodika iz višeg u niže stanje (iz nižeg u više stanje) jednak je energiji prijelaza:

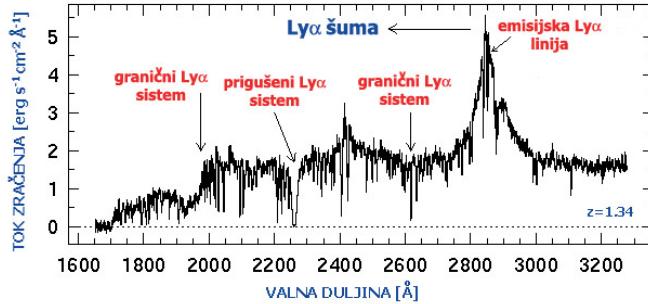
$$h\nu = \Delta E = -13.6 \text{ eV} \left( \frac{1}{n_k^2} - \frac{1}{n_p^2} \right), \quad (3.3)$$

gdje je  $n_p$  indeks početnog stanja i  $n_k$  indeks konačnog stanja.

Prijelazi atoma vodika iz pobuđenih stanja u osnovno stanje nazivaju se Lyman prijelazima. Valna duljina emitiranog (apsorbiranog) Lyman fotona nalazi se u dalekom infracrvenom dijelu spektra, te iznosi:

$$\lambda = \frac{n^2 hc}{13.6 \text{ eV}}, \quad (3.4)$$

gdje je  $h$  Planckova konstanta i  $c$  brzina svjetlosti.



**Slika 3.3:** Spektar kvazara PKS 0454-039 s crvenim pomakom  $z = 1.34$

Ako se na liniji promatranja između Zemlje i kvazara nalaze objekti s neutralnim vodikom, doći će do apsorpcije emitirane svjetlosti na valnoj duljini koja odgovara Lymanovim prijelazima u sustavu objekta:

$$\lambda_{det} = \lambda_0(1 + z_{aps}), \quad (3.5)$$

gdje je  $\lambda_{det}$  detektirana valna duljina apsorpcijske linije na Zemlji,  $\lambda_0$  valna duljina Lymanove linije u sustavu apsorbera i  $z_{aps}$  crveni pomak apsorbera.

Obzirom da je dubina apsorpcijske linije definirana količinom atoma u apsorberu, Lyman apsorpcijski sistemi, na liniji promatranja između Zemlje i kvazara, dijele se prema količini neutralnog vodika kojeg sadrže:

- sistem Ly $\alpha$  šume ( $N < 10^{17.2} \text{ cm}^{-2}$ ),
- prigušeni Ly $\alpha$  sistem ( $10^{17.2} \text{ cm}^{-2} < N < 10^{20.3} \text{ cm}^{-2}$ ),
- granični Lyman sistem ( $N > 10^{20.3} \text{ cm}^{-2}$ ).

Na sl. 3.3 prikazan je spektar kvazara sa svim navedenim vrstama apsorpcijskih sistema.

Prigušeni Ly $\alpha$  sistemi najčešće se nalaze unutar skupine galaksija, a količina vodika je dovoljno velika da apsorbira sve ionizirajuće fotone. Prigušene sisteme prepoznajemo po saturiranim apsorpcijskim linijama u kojima dominiraju Lorentzovi profili linija.

Granični Ly sistemi pokazuju oštar prekid u spektru kvazara na valnoj duljini koja odgovara  $912 \text{ \AA}$  u sustavu apsorbera. Do prekida dolazi uslijed apsorpcije fotona koji mogu ionizirati vodik ( $E_\gamma > 13.6 \text{ eV}$ , što odgovara  $\lambda_\gamma < 912 \text{ \AA}$ ). Optička dubina prekida  $\tau$  proporcionalna je količini neutralnog vodika i poprečnom presjeku ionizacije vodika:

$$\sigma = 6.3 \times 10^{-18} (E_\gamma/13.6 \text{ eV})^{-3} \text{ cm}^{-2}, \quad (3.6)$$

dok je tok zračenja kvazara u apsorpcijskom sistemu smanjen za faktor  $e^{-\tau}$ . Fotoni s valnim duljinama koje su značajno manje od  $912 \text{ \AA}$  u sustavu apsorbera uspjevaju proći kroz granični apsorpcijski sistem, jer se poprečni presjek ionizacije vodika smanjuje s povećanjem energije fotona.

### 3.3. Ly $\alpha$ linije kao detektor svojstva IGMa

Numeričke simulacije IGM pokazale su da se većina Ly apsorbera nalazi u difuznoj strukturi međugalaktičke tvari, te da se analizom Ly $\alpha$  linija u spektru kvazara mogu detektirati svojstva IGM (Efstathiou, Schaye & Theuns 2000):

- optička dubina H I i He II apsorpcije postavlja granice na barionsku gustoću u svemiru, te na evoluciju, amplitudu i spektar pozadinske fotoionizacije;
- fluktuacije optičke dubine H I apsorpcije daju energijski spektar fluktuacija tvari na crvenom pomaku  $z \approx 2 - 4$ ;
- širina Ly $\alpha$  apsorpcijskih linija definira temperaturu i postavlja uvjete na jednadžbu stanja difuzne IGM i njezine evolucije.

Već analizom prvih visoko razlučivih spektra kvazara potvrdila su se gornja razmatranja.

### 3.3.1. Širina Ly $\alpha$ linija kao detektor temp. IGMa

Širina Ly $\alpha$  linija karakterizirana je parametrom širine  $b$ , koji se određuje prilagodbom linije Voigtovom profilu<sup>1</sup>. Ako je širina linije većinom definirana termalnim gibanjem apsorbera, tada parametar  $b$  ovisi o temperaturi apsorbera  $T$  na način:

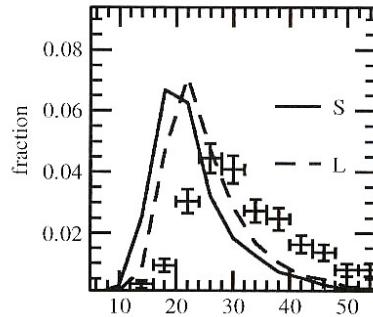
$$b = \sqrt{\frac{2kT}{m_p}} = 12.8\sqrt{T} \text{ km/s.} \quad (3.7)$$

U stvarnosti postoje razni mehanizmi koji doprinose širini linije (npr. fluktuacije tlaka na malim skalama i diferencijalni zakon širenja svemira na prostoru apsorpcije), ali u većini slučajeva prevladava samo čisti termički doprinos.

Opažana raspodjela širina Ly $\alpha$  linija u spektru kvazara, na crvenom pomaku  $z \approx 3$ , prikazana je na sl. 3.4 (križići). Na sl. 3.4, prikazana je i raspodjela širina Ly $\alpha$  linija dobivena numeričkim simulacijama  $S$  i  $L$  modela svemira ( $S$  model - referentni model svemira opisan u poglavlju 3.1;  $L$  model - model svemira u kojem dominira tamna energija,  $\Omega_\Lambda = 0.7$ ). Očito je da oba modela svemira daju puno manje temperature IGM od opažanih, što upućuje na činjenicu da postoji neki dodatni mehanizam zagrijavanja IGM na  $z \approx 3$  ili je potrebno drastično promijeniti parametre gustoće svemira. Promjena parametra gustoće tvari u svemiru davala je kontradiktorne rezultate (Theuns et al. 1999), pa su istraženi dodatni mehanizmi zagrijavanja, od kojih najbolje rezultate daje povećanje temperature uslijed He II reionizacije (Abel & Haehnelt 1999). Mehanizam He II reionizacije podupire i analiza jednadžbe stanja IGM opisana u slijedećem poglavlju.

---

<sup>1</sup>Profil apsorpcijske linije određen je intrinstičnom širinom uslijed konačnog vremena života apsorbera u pobuđenom stanju (Lorentzov profil) i Dopplerovom širinom uslijed termičkog gibanja apsorbera (Gaussov profil). Voigt profil je konvolucija Lorentzovog i Gaussovog profila na način da stvara apsorpcijsku liniju s Gaussovom jezgrom i Lorentzovim krilima linije.



**Slika 3.4:** Distribucija širina Ly $\alpha$  linija na crvenom pomaku  $z = 3$ , dobivena eksperimentalno iz spektra kvazara (križići), numeričkim simulacijama za referenti model svemira  $S$  i model svemira u kojem dominira tamna energija ( $L$ ,  $\Omega_\Lambda = 0.7$ ), Efstathiou, Schaye & Theuns (2000)

### 3.3.2. Uvjeti na jednadžbu stanja IGMa i reionizaciju

Distribucija širina  $b$  Ly $\alpha$  apsorpcijskih linija u spektru kvazara može se upotrijebiti za postavljanje uvjeta na jednadžbu stanja i procese reionizacije međugalaktičke tvari jer su termalne vremenske skale dovoljno duge. Naime, minimalna širina linije je određena temperaturom plina, a temperatura ovisi o gustoći plina. Prilagodba  $b$  raspodjelje kao funkcije gustoće u stupcu ( $b(N)$  raspodjela) postavlja uvjete na jednadžbu stanja IGM (Efstathiou, Schaye & Theuns 2000).

Nakon prilagodbe  $b(N)$  raspodjelje ( $b = b_0(N/N_0)^{\Gamma-1}$ ), potrebno je odrediti parametre  $T_0$  i  $\gamma$  iz jednadžbe stanja IGM (poglavlje 2.1). Postupak se sastoji u tome da se numeričkim simulacijama različitih stanja IGM kalibriju  $T_0$  i  $\gamma$  preko  $b_0$  i  $\Gamma$  parametara iz  $b(N)$  raspodjelje (Efstathiou, Schaye & Theuns 2000).

Ovakvu su analizu proveli Theuns et al. (2002) dobivši temperaturni skok u međugalaktičkoj tvari na crvenom pomaku  $z \approx 3.5$ . To odgovara povećanju entropije uslijed He II reionizacije. Iznad  $z \approx 3.5$ , He II fotoionizacija je zanemariva i prevladava hlađenje IGM uslijed širenja svemira. H I reionizacija, najvjerojatnije je nastala oko crvenog pomaka  $z \approx 8$ .

## Poglavlje 4

# Mjerni uređaj i spektri kvazara

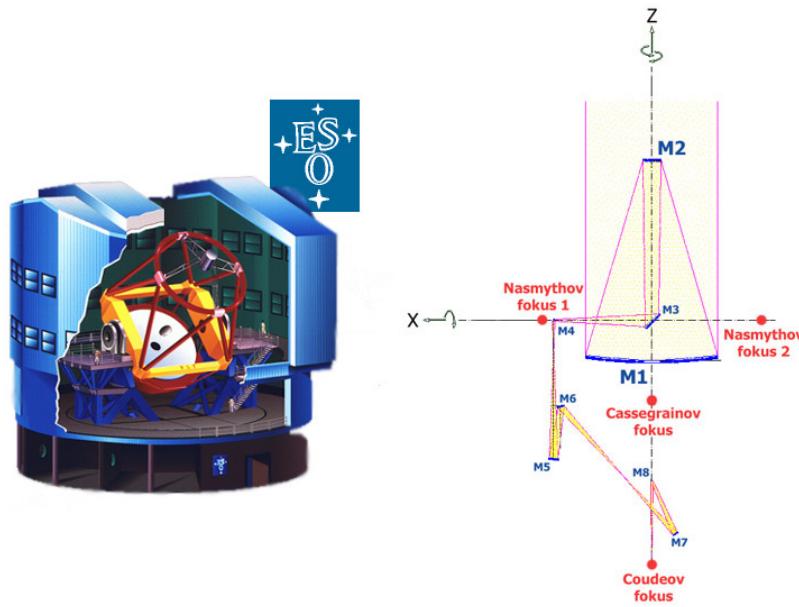
Za detekciju temperaturnih fluktuacija međugalaktičke tvari korištene su Ly $\alpha$  i Ly $\beta$  linije u spektrima visoke rezolucije kvazara PKS 2000-330 i QSO 0055-269, snimljenim ultraljubičastim spektrografom UVES na UT2-Kueyen, VLT teleskopu. Spektre je snimila dr. sc. T. - S. Kim (ESO) 2002. godine.

### 4.1. Mjerni uređaj

#### 4.1.1. VLT teleskop

ESO VLT teleskop sastoje se od četiri 8.2-m teleskopa i VLTI (eng. *Very Large Telescope Interferometar*) interferometra koji služi za razlučivanje malih struktura. VLTI uključuje i grupu od pet pomicnih 1.8-m teleskopa. VLT teleskop smješten je u sklopu Paranal zvijezdarnice na 2635 m nadmorske visine u Atacama pustinji u sjevernom Čileu. 8.2-m teleskopi dobili su ime po astronomskim objektima na lokalnom Mapuche jeziku: *Antu* (Sunce), *Kueyen* (Mjesec), *Melipal* (zvijezde Južni križ) i *Yepun* (planet Venera).

Teleskopi su opremljeni nizom instrumenata koji omogućuju istraživanja od bliskog ultraljubičastog pa do srednje infracrvenog dijela spektra, a moguće je raditi spektroskopiju visoke rezolucije, multiobjektnu spektorskopiju i snimanje, te direktno snimanje s velikom prostornom rezolucijom. Za potrebe



**Slika 4.1:** Ritchey-Chretien izvedba VLT jedinice: M1 - primarno zrcalo, M2 - sekundarno zrcalo i tri fokusa (izvor: [www.eso.org/projects/vlt/](http://www.eso.org/projects/vlt/))

visoko razlučivog snimanja i spektroskopije koristi se prilagodljiva optika koja koregira efekte atmosferske turbulencije. VLT teleskop može raditi u tri moda:

- kao grupa od četiri samostalna teleskopa,
- kao jedan veliki 16-m nekoherentni teleskop ili
- kao jedan interferometrijski uređaj s velikom moći razlučivanja.

Svaki 8.2-m teleskop ima azimutalnu montažu. Teleskopska cijev može se pomicati oko horizontalne osi koja se naziva "visinska os". Dva nosača koja drže teleskopsku cijev nalaze se na viljušci koja može rotirati oko vertikalne osi, tzv. "azimutalne osi". Na taj način teleskop se može usmjeriti u bilo koji dio neba.

Optička izvedba VLT jedinica je Ritchey-Chretien tipa (sl. 4.1). Ritchey-Chretien izvedba podrazumijeva dva zrcala (primarno i sekundarno) i tri



**Slika 4.2:** UVES spektrograf na VLT teleskopu, s kojim su snimljeni spektri kvazara (izvor: [www.eso.org/instruments/uves/](http://www.eso.org/instruments/uves/))

fokusa (Cassegrain, Nasmyth i Coudé). Na kraju teleskopske cijevi nalazi se primarno zrcalo (M1), a pri samom vrhu “tronožaste” konstrukcije nalazi se manje, sekundarno zrcalo (M2). Primarno zrcalo ima funkciju sakupljanja svjetlosti, dok se fokusiranje vrši i primarnim i sekundarnim zrcalom direktno u Cassegrainov fokus, koji se nalazi ispod primarnog zrcala ili u jednom od dva Nasmythova fokusa. Coudéov fokus uspostavlja se sustavom zrcala koji svjetlost iz jednog od Nasmythovih fokusa usmjeravaju u podrum teleskopa.

#### 4.1.2. UVES spektrograf

UVES (eng. *UltraViolet Echelle Spectrograph*) je spektrograf velike spektralne rezolucije VLT teleskopa, postavljen u Nasmyth 2 fokus UT2 Kueyen jedinice. Pokriva područje valnih duljina od 300 nm (atmosferska granica) pa do 1100 nm (granica CCD osjetljivosti). Unutar UVESA, svjetlosni snop teleskopa razdvaja se u dva dijela:

- CRVENI - 300 – 500 nm (od UV do plavog dijela spektra),
- PLAVI - 420 – 1100 nm (od vizualnog pa do crvenog dijela spektra).

Crveni i plavi dio snopa može se analizirati odvojeno ili paralelno preko polupropusne prizme. Uz upotrebu 1-arcsec rešetke spektralna moć razlučivanja



**Slika 4.3:** Slika kvazara QSO 0055-269, snimljena IRAS satelitom

iznosi 40000, dok uz upotrebu uže rešetke može se postići 80000 za plavi i 110000 za crveni snop.

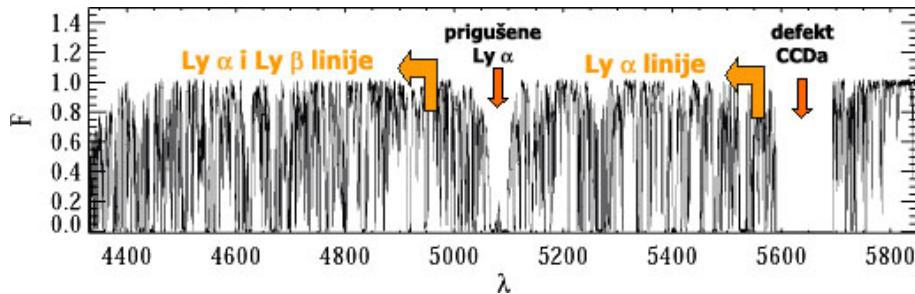
Za razlaganje svjetlosti, UVES posjeduje tzv. *echelle* (iz fran. ljestve) rešetku. *Echelle* rešetka je difrakcijska rešetka s većim razmakom zareza nego kod obične rešetke pa će joj moći razlučivanja u višim redovima rešetke, na malom rasponu valnih duljina, biti značajno veća.

Uređaj posjeduje i osam filtera koji omogućuju izolaciju određenog reda rešetke, kako bi se mogla koristiti maksimalna širina rešetke od 30 arcsec. Središnje valne duljine filtra odabrane su na način da se mogu analizirati najznačajnije emisijske linije većine objekata: H $\alpha$  (656.6 nm), H $\beta$  (486.1 nm), O III (500.7 nm), O III (436.3 nm), N II (575.5 nm), O I (630.0 nm), S II (672.4 nm) i He II (468.6 nm).

Za snimanje spektra koriste se dva CCD detektora i to za plavi snop jedan čip, a za crveni snop mozaik od dva čipa. Svi elektronički uređaji nalaze se u prostoru s kontroliranom temperaturom, a za hlađenje čipova koristi se hladilo s tekućim dušikom. Cjelokupan uređaj je automatiziran i ima računalnu kontrolu.

## 4.2. Spektri kvazara

U analizi korištena su dva spektra visoke rezolucije kvazara PKS 2000-330 i QSO 0055-269. Spektre je snimila dr. sc. T. - S. Kim (ESO) 2002. godine.



Slika 4.4: Spektar kvazara PKS 2000-330, snimljen UVES spektrografom

Kvazar PKS 2000-330 ima crveni pomak  $z = 3.78$ , a kvazar QSO 0055-269 ima  $z = 3.66$ . Rezolucija spektra je  $R \sim 40000$  s omjerom signal-šum od  $40 - 50$  po rezolucijskom elementu.

Obzirom da u spektru kvazara PKS 2000-330 postoji prigušeno Ly $\alpha$  područje ( $z = 3.14 - 3.22$ ) i u dijelu spektra nije bilo signala uslijed defekta CCDa ( $z = 3.6 - 3.7$ ), ti dijelovi spektra nisu uzeti za analizu (sl. 4.4).

# Poglavlje 5

## Metoda analize

Analiza Ly linija spektra kvazara napravljena je u slijedeća tri koraka:

1. prilagodba spektralnih linija Voigtovom profilu;
2. eliminacija linija metala;
3. wavelet analiza spektra.

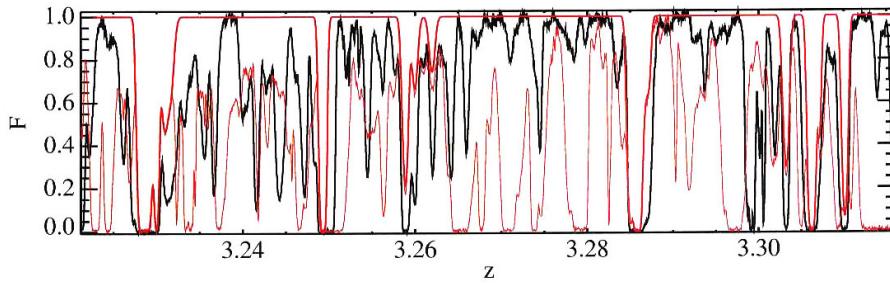
Svaki od navedinih koraka objašnjen je u dalnjem tekstu.

Za analizu Ly $\beta$  linija u spektru kvazara potrebno je prvo identificirati Ly $\beta$  linije, translatiranjem područja spektra kvazara u kojem se nalaze Ly $\beta$  linije, u odgovarajući sustav crvenog pomaka apsorbera, tj. sustav u kojem su definirane Ly $\alpha$  linije. Na taj način, Ly $\beta$  linija će biti ona linija čija se središnjica (jezgra linije) poklapa sa središnjicom pripadne Ly $\alpha$  linije, dok ona linija čija središnjica se ne poklapa, je Ly $\alpha$  linija apsorbera na nižem crvenom pomaku  $z$  i takva linija se ne uzima za analizu (sl. 5.1).

Sustav crvenog pomaka apsorbera  $z$ , za Ly $\alpha$  i Ly $\beta$  linije, definiran je formulom:

$$z = \frac{\lambda_{Ly\alpha,\beta}}{\lambda_{0_{Ly\alpha,\beta}}} - 1, \quad (5.1)$$

gdje je  $\lambda_{0_{Ly\alpha}} = 1215.6701 \text{ \AA}$ ,  $\lambda_{0_{Ly\beta}} = 1025.7223 \text{ \AA}$ , a  $\lambda_{Ly\alpha,\beta}$  valne duljine Ly linija detektirane na Zemlji.



**Slika 5.1:** Primjer odabira dobro definiranih Ly $\beta$  linija (debele crvene linije) u spektru kvazara PKS 2000-330; Ly $\alpha$  područje (crne linije); Ly $\alpha$  i Ly $\beta$  područje (tanke crvene linije)

## 5.1. Prilagodba Ly linija Voigtovom profilu

Prilagodba linija Voigtovom profilu napravljeno je korištenjem računalnog programa VPFIT (Webb 1987, Carswell et al. 1987) koji koristi  $\chi^2$  minimizacijsku metodu. Po završetku  $\chi^2$  minimizacije, program daje listu prilagođenih linija s njihovom gustoćom  $N$  ( $\text{cm}^{-2}$ ), širinom  $b$  (km/s) i crvenim pomakom  $z$  apsorbera.

Zbog brže i lakše Voigt prilagodbe linija spektar je rastavljen na manje dijelove i korišteno je grafičko okružje VPGUESS programa (Liske 2000) za odabir dobro definiranih Ly $\alpha$  i Ly $\beta$  apsorpcijskih linija.

## 5.2. Eliminacija linija metala

Snimljeni spektar sadrži linije metala koje je potrebno eliminirati, jer ne ulaze u analizu temperaturnih fluktuacija. Obzirom da su linije metala u apsorpcijskom spektru kvazara vrlo uske linije ( $b \leq 15$  km/s), u odnosu na Ly $\alpha$  i Ly $\beta$  linije, može ih se prepoznati u izlaznoj VPFIT listi profiliranih linija, te onda eliminirati. Ipak, ponekad je vrlo teško odlučiti je li ili nije uska linija, linija metala, obzirom da se ostale odgovarajuće linije metala ne moraju nalaziti u promatranom dijelu spektra ili se nalaze u dijelu spektra s jakim Ly linijama i nisu uočljive. U takvim slučajevima, kada je jedan

Voigtov profil uske linije davao jaku wavelet amplitudu u analizi, linija je označena kao linija metala i nije uzimana u dalnjoj analizi. Broj ovakvih potencijalnih linija metala je vrlo mali u odnosu na ukupan broj Ly linija, pa gotovo ne utječu na analizu.

### 5.3. Wavelet analiza spektra

Analiza profiliranih Ly $\alpha$  i Ly $\beta$  linija rađena je upotrebom IDL (*Interactive Data Language*) programskog paketa TFLUC (Theuns & Zaroubi 2000), koji se bazira na wavelet analizi.

Wavelet analiza omogućuje jedinstveno razlaganje spektra u ortogonalnoj bazi, preko lokalizirane wavelet funkcije konačne širine. Amplituda wavelet funkcije ovisi o širini linije u spektru, a položaj wavelet funkcije o položaju odgovarajuće linije u spektru. Na taj način, spektar promatramo kao funkciju širine apsorpcijske linije u ovisnosti o položaju<sup>1</sup> linije u spektru.

Wavelet funkcija ima svojstvo da njezina amplituda  $A$  poprima velike vrijednosti za uske linije, a manje vrijednosti za šire linije u spektru ( $A \sim b^{-1}$  ovisnost), pa će i dio spektra s većim brojem uskih linija (hladnije područje) imati prosječnu wavelet amplitudu veću od dijela spektra sa širim linijama (toplje područje). Iz ovog svojstva slijedi da je prosječna amplituda wavelet funkcije mjera temperature tog područja ( $\langle A \rangle^{-1} \sim T$  ovisnost).

Važno je istaknuti da vrlo jake, saturirane linije u spektru, zbog svojeg pravokutnog oblika, mogu generirati vrlo velike wavelet amplitude, bez obzira na njihovu stvarnu širinu. Da bi se spriječio ovaj efekt, program prepoznaje saturirane linije, pridjeljuje im wavelet amplitudu jednaku nuli i ne uzima ih u dalnjoj analizi, jer ne nose nikakvu informaciju o temperaturi apsorbera u međugalaktičkoj tvari.

Osnovni koraci wavelet analize spektra su:

1. Rekonstrukcija spektra ( $F(v)$ ), pročišćenog od linija metala, iz VPFIT

---

<sup>1</sup>Položaj linije u spektru može biti wavelet duljina  $\lambda$ , crveni pomak  $z$  ili karakteristična brzina linije, tj. apsorbera  $v$ .

liste i izračunavanje projekcija wavelet funkcije na njezinu normaliziranu derivaciju ( $F(\delta)$ ). Korelacione funkcije  $F(\delta)$  su mjera temperaturnih varijacija u spektru, jer uske linije (hladnije područje) generiraju veće wavelet amplitude od širih linija (toplje područje) - wavelet amplituda ponaša se kao termometar.

2. Generiranje 200 nasumičnih spektara iz VPFIT liste, koji služe kao usporedni spektri za određivanje statističke težine temperaturnih fluktuacija u originalnom spektru. U tu svrhu, vrlo je važno definirati apsorpciju liniju kao dio spektra između dva lokalna maksimuma Voigtovog profila, jer mnoge prilagođene apsorpcijske linije se sastoje od više Voigtovih profila, koji zajedno stvaraju najbolju prilagodbu originalnoj liniji. Obzirom da su bilo kakve temperaturne fluktuacije uništene procesom nasumičnosti, nasumični spektri su dobri referenti sustavi za određivanje statističke težine temperaturnih fluktuacija.
3. Analiza grozdova (eng. *Cluster Analysis*) preko koje se pronalaze dijelovi spektra koji imaju statistički značajnu drugačiju temperaturu u odnosu na ostatak spektra. Analiza koristi vrijednosti projekcije wavelet funkcije na njezinu normaliziranu derivaciju unutar dva grozda (dio spektra koji promatramo), te na taj način određuje statistički značajne dijelove spektra.

Prvi korak wavelet analize Ly $\alpha$  i Ly $\beta$  linija spektra kvazara PKS 2000-330 prikazan je na sl. 6.1 i sl. 6.4. Sl. 6.1 i sl. 6.4 prikazuje tok zračenja (crne linije) i dobivene wavelet amplitude (ispunjeni histogrami koji su usrednjeni svakih 100 km/s) u ovisnosti o svojstvenoj brzini Ly linija. Uočljivo je da prvi dio spektra (narančasti histogrami) ima prosječnu amplitudu manju od preostalog dijela spektra (plavi histogrami), što znači temperaturnu razliku između ta dva dijela spektra - prvi dio topliji (šire linije, manje wavelet amplitude), drugi dio hladniji (uže linije, veće wavelet amplitude).

## Poglavlje 6

# Rezultati mjerenja i diskusija

Opisanom procedurom u poglavlju 4. provedena je wavelet analiza Ly $\alpha$  i Ly $\beta$  linija spektra kvazara PKS 2000-330 i QSO 0055-269, te je detektiran temperaturni skok međugalaktičke tvari ( $z \sim 3.36$ , statističke težine 99.5%) uslijed He II reionizacije.

### 6.1. Spektar kvazara PKS 2000-330

#### 6.1.1. Ly $\alpha$ linije (PKS 2000-330)

Wavelet analiza Ly $\alpha$  linija spektra kvazara PKS 2000-330 ( $z = 3.22 - 3.61$ ), napravljena je s wavelet funkcijama veličine od 14 km/s do 18 km/s i s grozdovima veličine od 5000 km/s do 11000 km/s.

Za sve kombinacije veličina wavelet funkcija i grozdova detektiran je temperaturni skok međugalaktičke tvari na crvenom pomaku  $z \sim 3.36$ , ali s različitim statističkim težinama. Najveća statistička težina (99.5%) dobivena je za wavelet funkciju veličine 15 km/s i veličinu grozda 10000 km/s. Dobiveni rezultati ostalih kombinacija veličina wavelet funkcija i grozdova, s pripadnim statističkim težinama većim od 96%, prikazani su u tab. 6.1.

Na sl. 6.1 prikazan je spektar Ly $\alpha$  linija kvazara PKS 2000-330 (crne linije) s dobivenim wavelet amplitudama (ispunjeni histogrami usrednjeni

**Tablica 6.1:** Dobiveni rezultati različitih kombinacija veličina wavelet funkcija i grozdova, s pripadnim statističkim težinama većim od 96%; statistička težina: TP=toplijeg područja, HP=hladnjeg područja i SKOK=temp. skoka

wavelet [km s <sup>-1</sup> ]	grozd [km s <sup>-1</sup> ]	TP	HP	SKOK
15.0	8 000	96.5 %	49 %	98 %
15.0	9 000	98 %	51 %	99 %
15.0	10 000	99 %	48 %	99.5 %
16.0	10 000	98 %	43 %	99 %
17.0	10 000	47 %	97.5 %	98.5 %

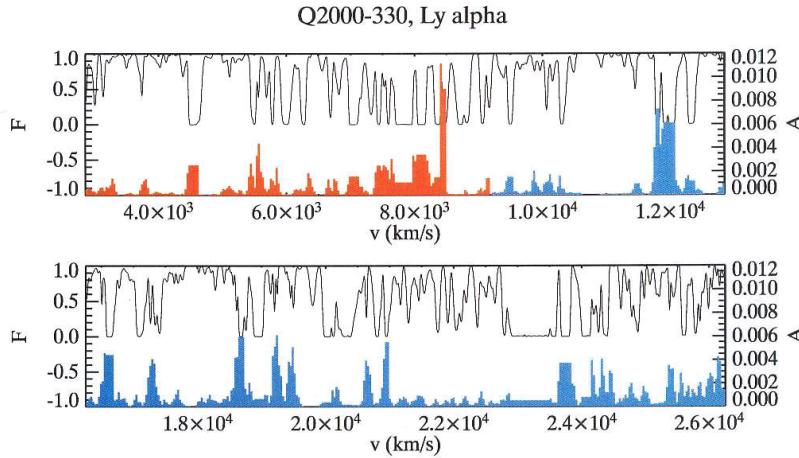
svakih 100 km/s) u ovisnosti o svojstvenoj brzini Ly $\alpha$  linija. Uočljivo je da prvi dio spektra (narančasti histogrami) ima prosječnu amplitudu manju od preostalog dijela spektra (plavi histogrami), što znači temperaturnu razliku između ta dva dijela spektra - prvi dio toplijii (šire linije, manje wavelet amplitude), drugi dio hladniji (uže linije, veće wavelet amplitude).

Temperaturni skok međugalaktičke tvari između dva područja spektra, vidljiv je i iz grafičkog prikaza 1D i 2D statistike grozdova (sl. 6.2), te Kolmogorov-Smirnovog testa (sl. 6.3). Donji dio spektra ( $z < 3.36$ ) je ne-uobičajeno toplijii (statističke težine 99%) od gornjeg dijela ( $z > 3.36$ ) koji je neuobičajeno hladniji (statističke težine 48%).

Važno je uočiti da statistička težina hladnjeg dijela raste i na crvenom pomaku  $z \sim 3.44$  poprima vrijednost od 99%.

Kumulativna raspodjela  $P(< A)$  wavelet amplituda  $A$  za toplige i hladnije područje spektra, te ukupnog spektra prikazana je na sl. 6.3. Sve tri raspodjele očito se razlikuju, što još jednom potvrđuje temperaturnu razliku između dva područja u spektru.

Dobiveni temperaturni skok na crvenom pomaku  $z \sim 3.36$ , u dobrom je slaganju s rezultatima analize Theuns et al. (2002), koji su temperaturni skok detektirali na crvenom pomaku  $z \sim 3.3$ .

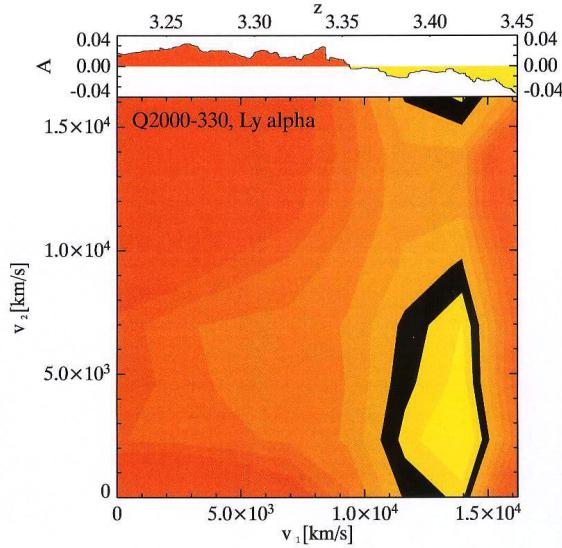


**Slika 6.1:** Tok zračenja (crne linije) i dobivene wavelet amplitude (ispunjeni histogrami usrednjeni svakih 100 km/s) u ovisnosti o svojstvenoj brzini Ly $\alpha$  linija - uočljiva je temperaturna razlika između prvog dijela spektra (toplji dio, manje wavelet amplitude) i drugog (hladniji dio, veće wavelet amplitude)

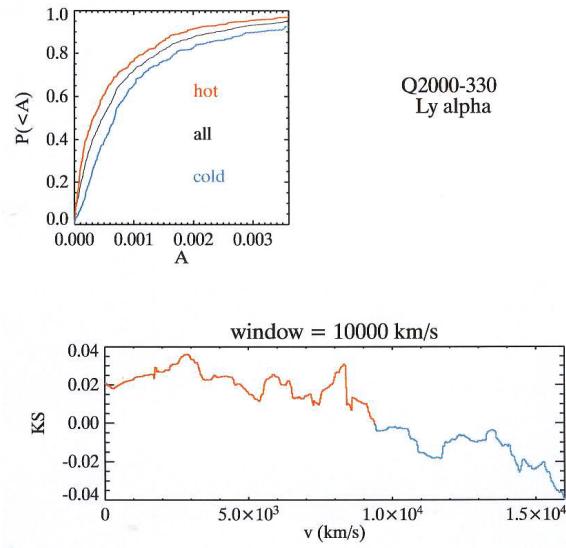
### 6.1.2. Ly $\beta$ linije (PKS 2000-330)

Valna analiza Ly $\beta$  linija, napravljena je na isti način kao i Ly $\alpha$  analiza. Obzirom da u spektru ima  $\sim 50\%$  manje dobro definiranih Ly $\beta$  linija od Ly $\alpha$  linija, korištena je veća veličina wavelet funkcije (40 km/s), a manja veličina grozda (3000 km/s).

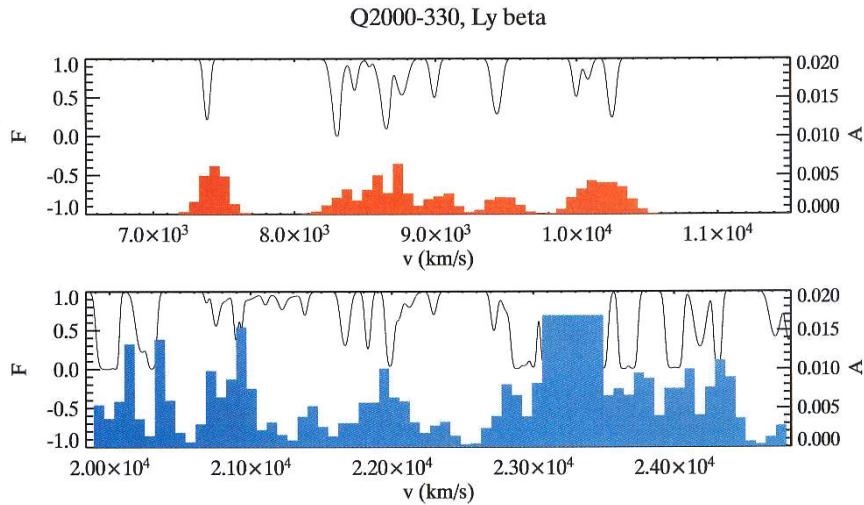
Temperaturni skok detektiran je sa statističkom težinom 92.5% na nešto većoj vrijednosti crvenog pomaka ( $z \sim 3.4$ ) nego kod Ly $\alpha$  detekcije. Manja vrijednost statističke težine ( $0.925 < 2\sigma$ ) i nešto veća vrijednost crvenog pomaka temperaturnog skoka, može se pripisati činjenici da u toplijem dijelu spektra ima manje linija nego u hladnijem dijelu, što će skok pomaknuti prema desno (većim vrijednostima crvenog pomaka). Temperaturni skok vidljiv je na statističkim grafičkim prikazima (sl. 6.4 i sl. 6.5).



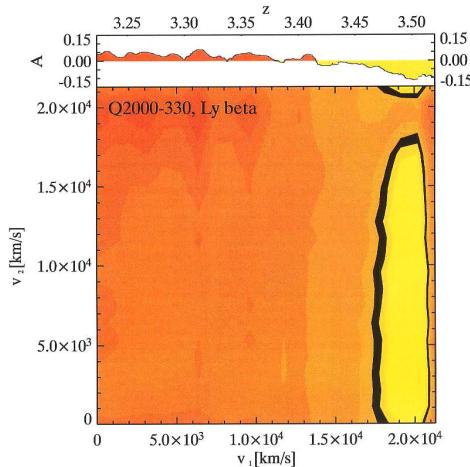
**Slika 6.2:** Grafički prikaz 1D i 2D statistike grozdova, dobiven Ly $\alpha$  wavelet analizom spektra kvazara PKS 2000-330



**Slika 6.3:** Grafički prikaz kumulativne raspodjele  $P(< A)$  wavelet amplituda  $A$  i Kolmogorov-Smirnovog testa (KS) za toplije i hladnije područje spektra kvazara PKS 2000-330



**Slika 6.4:** Tok zračenja (crne linije) i dobivene wavelet amplitudе (ispunjeni histogrami usrednjeni svakih 100 km/s) u ovisnosti o svojstvenoj brzini Ly $\beta$  linija: prvi dio spektra topliji (manje wavelet amplitude) i drugi dio hladniji (veće wavelet amplitude)



**Slika 6.5:** Grafički prikaz 1D i 2D statistike grozdova, dobiven Ly $\beta$  wavelet analizom spektra kvazara PKS 2000-330: donji dio spektra ( $z < 3.38$ ) neuobičajeno je topliji (statističke težine 25.5%) od gornjeg dijela ( $z > 3.38$ ) koji je neuobičajeno hladniji (statističke težine 90%).

## 6.2. Spektar kvazara QSO 0055-269

Valna analiza Ly $\alpha$  i Ly $\beta$  linija u spektru kvazara QSO 0055-269, provedena je na isti način kao za kvazar PKS 2000-330.

Analizom Ly $\alpha$  linija uspješno je detektiran temperaturni skok na crvenom pomaku  $z \approx 3.3$  (statističke težine 99.6%), ali detekcija pomoću Ly $\beta$  linija bila je nuspješna. Neuspjeh u Ly $\beta$  detekciji pripisuje maloj količini dobro definiranih Ly $\beta$  linija na kojima se može provesti analiza.

## 6.3. Temperaturni skok uslijed He II reionizacije IGMa

Provedena *wavelet* analiza Ly $\alpha$  i Ly $\beta$  područja omogućila je samo detekciju temperaturnog skoka međugalaktičke tvari ( $z = 3.36$ , 99.5%), ali nije dala nikakvu informaciju o vrijednostima temperatura pojednih područja. Za dobivanje vrijednosti temperature, potrebno je normalizirati  $\langle A \rangle^{-1} \sim T$  relaciju pomoću hidrodinamičkih simulacija spektra (HYDRA, Couchman, Thomas & Pearce 1995). Theuns et al. (2002) proveli su normalizaciju  $\langle A \rangle^{-1} \sim T$  relacije i dobili su normalizacijski pravac prikazan na sl. 6.6.

Za veličinu *wavelet* funkcije 15 km/s i prozora 10000 km/s, izračunata je inverzna prosječna amplituda hladnijeg i toplijeg dijela spektra kvazara PKS 2000-330 ( $\langle A \rangle_{z>3.36}^{-1} = 1400 \pm 100$ ,  $\langle A \rangle_{z<3.36}^{-1} = 1000 \pm 200$ ).

Korištenjem normalizacijskog pravca  $\langle A \rangle^{-1} \sim T$  ovisnosti, gdje je:

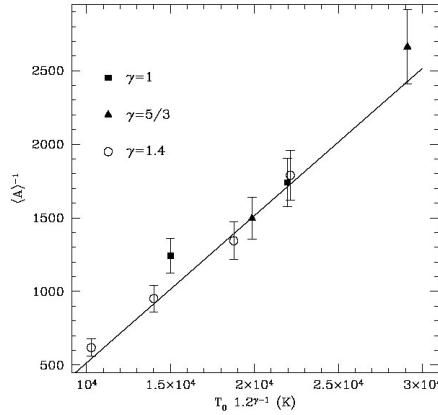
$$T = T_0 \cdot 1.2^{\gamma-1}, \text{ uz } \gamma = 1.4, \quad (6.1)$$

očitana je temperatura međugalaktičke tvari  $T_0$ :

$$T_{0, z>3.36} \approx 13500 \text{ K},$$

$$T_{0, z<3.36} \approx 18000 \text{ K},$$

povećanje od  $\approx 35\%$ .



**Slika 6.6:** Normalizacijski pravac  $\langle A \rangle^{-1} \sim T$  relacije (Theuns et al. 2002)

Dobiveni skok temperature međugalaktičke tvari (35%,  $z = 3.36$ ), upućuje na činjenicu da skok ne može biti posljedica polakog hlađenja fotozagrijane, visoko ionizirane, ekspandirajuće međugalaktičke tvari (čije bi lagano smanjenje temperature detektirali u cijelom području spektra), već je posljedica naglog povećanja entropije međugalaktičke tvari uslijed He II reionizacije. Također, dobivene temperature međugalaktičke tvari su manje od  $10^5$  K, što potvrđuje teoriju o difuznoj (paučinastoj) strukturi međugalaktičke tvari u kojoj se nalazi većina Ly apsorbera.

## 7. Zaključak

Analizirane su Ly $\alpha$  apsorpcijske linije u spektrima kvazara PKS 2000-330 i QSO 0055-269. U analizi, korištene su veličine wavelet funkcija od 14 km/s do 18 km/s i grozdovi veličine od 5000 km/s do 11000 km/s. Detektiran je temperaturni skok međugalaktičke tvari na crvenom pomaku  $z \approx 3.36$  (statističke težine 99.5%), što se može vidjeti i iz grafičkog prikaza 1D i 2D statistike grozdova (sl. 6.2), Kolmogorov-Smirnovog testa (sl. 6.3) i kumulativne distribucije wavelet amplituda (sl. 6.3).

Korištenjem normalizacijskog pravca  $\langle A \rangle^{-1} \sim T$  ovisnosti (sl. 6.6), određene su temperature hladnijeg i toplijeg dijela međugalaktičke tvari:

$$T_{0, z>3.36} \approx 13500 \text{ K}, \quad (6.2)$$

$$T_{0, z<3.36} \approx 18000 \text{ K}. \quad (6.3)$$

Detektirani temperaturni skok iznosi  $\approx 35\%$ , a posljedica je naglog povećanja entropije međugalaktičke tvari uslijed He II reionizacije (potvrda rezultata analize Theuns et al. (2002)). Obzirom da su dobivene temperature međugalaktičke tvari manje od  $10^5$  K, potvrđuje se i teorija o difuznoj strukturi međugalaktičke tvari u kojoj se nalazi većina Ly apsorbera (Efstathiou, Schaye & Theus 2000).

Prvi puta provedena je i wavelet analiza Ly $\beta$  apsorpcijskih linija. Za Ly $\beta$  spektar kvazara PKS 2000-330 dobivena je pozitivna detekcija temperaturnog skoka IGMa, dok je za kvazar QSO 0055-269 dobivena negativna detekcija. Negativna detekcija pripisuje se nedovoljnoj količini dobro definiranih Ly $\beta$  linija u spektru kvazara QSO 0055-269.

Obzirom na pozitivnu detekciju temperaturnog skoka IGMa kod Ly $\beta$  spektra kvazara PKS 2000-330, možemo očekivati da će provedena wavelet analiza Ly $\beta$  linija predstavljati novu zasebnu metodu detekcije temperaturnih fluktuacija međugalaktičke tvari. U svrhu provjere sigurnosti metode i rezultata detekcije, potrebno je provesti analizu na većem broju spektara.



2006. - godina Nikole Tesle

# Literatura

- [1] Abel T. & Haehnelt M. G., 1999, ApJ, 520, L13
- [2] Abel T. et al., 2002, Sci, 295, 93A
- [3] Bardeen J. M. et al., 1986, ApJ, 304, 15
- [4] Barkana R. & Loeb A., 1999, ApJ, 523, 54B
- [5] Barkana R. & Loeb A., 2000, ApJ, 539, 20B
- [6] Barkana R., 2006, Science, Invited Review, astro-ph/0608450
- [7] Bradley W. C. & Dale A. O., 1996, An Introduction to Modern Astrophysics, Addison Wesley
- [8] Efstathiou G., Schaye J. & Theuns T. , 2000, Roy. Soc. Lond. Phil. Trans. Ser., 358, 2049
- [9] Gnedin N. Y., 2000, ApJ, 542, 535G
- [10] Hui L. & Gnedin N. Y., 1997, MNRAS, 292, 27
- [11] Jakobsen P. et al., 1994, Natur, 370, 35J
- [12] Loeb A., 2006, astro-ph/0603360
- [13] Miralda-Escude J. & Rees M. J., 1994, MNRAS, 266, 343
- [14] Peacock J. A., 1998, Cosmological Physics, Cambridge University Press
- [15] Rauch M. , 1998, ARA&R, 36, 267
- [16] Rees M. J. , 1986, MNRAS, 218, 25
- [17] Sargent W. L. W. et al., 1980, ApJ Suppl., 42, 41
- [18] Schaye J. et al., 1999, MNRAS, 310, 57S

- [19] Theuns T. et al., 1999, MNRAS, 303, L58
- [20] Theuns T., Zaroubi S. , 2000, MNRAS, 317, 989
- [21] Theuns T. et al., 2002, MNRAS, 332, 367
- [22] Theuns T. et al., 2002, ApJ, 567, L103

# Sažetak

Temperaturne fluktuacije međugalaktičke tvari (IGM), koja ima difuznu strukturu, balansirane su između adijabatskog hlađenja (uslijed širenja svemira) i fotoionizacije (uslijed ultraljubičastog, pozadinskog zračenja kvazara). Fluktuacije možemo detektirati analizom apsorpcijskih Ly $\alpha$  linija u spektru kvazara, jer širina linija ovisi o temperaturi apsorbera (u IGMu), a vremena hlađenja su dovoljno duga da IGM ima memoriju o svojoj termalnoj i reionizacijskoj prošlosti.

Analizirane su Ly $\alpha$  apsorpcijske linije u spektrima kvazara PKS 2000-330 i QSO 0055-269, primjenom wavelet analize. Detektiran je temperaturni skok međugalaktičke tvari s crvenim pomakom  $z \approx 3.36$  (statističke težine 99.5%). Dobiveni skok posljedica je naglog povećanja entropije IGM uslijed He II reionizacije, što potvrđuje prethodna istraživanja. Obzirom da su dobivene temperature IGM manje od  $10^5$  K, potvrđuje se i teorija o paučinastoj strukturi IGM.

Prvi puta provedena je i valna analiza Ly $\beta$  apsorpcijskih linija u spektrima kvazara. Obzirom na pozitivnu detekciju temperaturnog skoka IGM (analizom spektra PKS 2000-330) kao i kod Ly $\alpha$  linija, možemo očekivati da će provedena analiza predstavljati novu zasebnu metodu detekcije temperaturnih fluktuacija IGM. Za konačnu potvrdu metode, potrebno je provesti analizu na većem broju spektara.