

UNIVERZITET U BEOGRADU
MATEMATIČKI FAKULTET

Dušan Ž. Onić

**TERMALNO ZRAČENJE OSTATAKA
SUPERNOVIH U RADIO-PODRUČJU**

doktorska disertacija

Beograd, 2013

UNIVERSITY OF BELGRADE
FACULTY OF MATHEMATICS

Dušan Ž. Onić

**THERMAL RADIATION OF SUPERNOVA
REMNANTS IN RADIO DOMAIN**

Doctoral Dissertation

Belgrade, 2013

Mentor:

prof. dr Dejan Urošević,

vanredni profesor, Univerzitet u Beogradu, Matematički fakultet

Članovi komisije:

prof. dr Denis Lihi,

Univerzitet u Kalgariju, Katedra za fiziku i astronomiju

doc. dr Bojan Arbutina,

docent, Univerzitet u Beogradu, Matematički fakultet

dr Branislav Vukotić,

naučni saradnik Astronomske opservatorije u Beogradu

Želeo bih da izrazim veliku zahvalnost mentoru, prof. dr Dejanu Uroševiću, jer me je uveo u veoma interesantnu oblast istraživanja ostataka supernovih, kao i za iskazano veliko strpljenje i poverenje tokom izrade ove doktorske disertacije. Takođe, želeo bih da istaknem veliku pomoć i podršku, kao i uvek dobronamerne kritike doc. dr Bojana Arbutine i dr Branislava Vukotića. Istakao bih i veoma bitne savete prof. dr Denisa Lihija, bez kojih ova teza ne bi bila potpuna. Posebnu zahvalnost dugujem prof. dr Vladimiru Čadežu i prof. dr Trajku Angelovu na korisnim savetima i podršci tokom izrade ove doktorske disertacije. Ovim putem bih se zahvalio i na podršci svih kolega sa Katedre za astronomiju. Konačno, ova doktorska disertacija svakako ne bi nastala bez podrške i razumevanja porodice i najbližih prijatelja.

U Beogradu, maja 2013.

D.O.

TERMALNO ZRAČENJE OSTATAKA SUPERNOVIH U RADIO-PODRUČJU

Sažetak

Evolucija ostataka supernovih vezana je za kretanje jednog, bezsudarnog udarnog talasa, nastalog prilikom prostiranja odbačenog zvezdanog materijala nakon eksplozije supernove, velikom brzinom kroz međuzvezdanu sredinu. Teorijska razmatranja udarnih talasa su neophodna radi boljeg razumevanja emisionih maglina i, generalno, procesa u međuzvezdanoj sredini. U okviru ove disertacije, između ostalog, predstavljeni su rezultati magnetohidrodinamičke (MHD) teorije udarnih talasa sa posebnim osvrtom na moguća rešenja u svetlu modela idealne radijativne MHD za optički gust slučaj. Specijalno, diskutovana su moguća svojstva udarnih talasa kada je dozvoljen skok adijabatskog indeksa γ i/ili parametra koji određuje odnos gasnog prema ukupnom pritisku.

Osnovna hipoteza, razmatrana u okviru ove disertacije, odnosi se na mogućnost značajnog učešća termalnog zakočnog zračenja u neprekidnom radio-spektru pojedinih Galaktičkih ostataka supernovih. Pozitivan odgovor na ovo pitanje bi mogao predstavljati prirodno objašnjenje blago konveksnih neprekidnih radio-spektara pojedinih Galaktičkih ostataka koji se prostiru kroz sredinu koja je nešto gušća od prosečne. U tom smislu je važno utvrditi postojanje indikatora termalnog ansambla elektrona, na dovoljno niskim temperaturama i dovoljno velikim gustinama, kako bi se zakočno zračenje moglo detektovati u radio-području (blizina, interakcija ili prostiranje ostatka kroz molekulski oblak, prisustvo ohlađenih elektrona koji su ranije zračili u X-području, u fazama nakon Sedov-Tejlorove, detekcija niskofrekventnog krivljenja radio-spektra usled termalne apsorpcije vezane za sam ostatak, detekcija u $H\alpha$, identifikacija radio-rekombinacionih linija vezanih za sam ostatak, itd).

Značajno prisustvo termalne komponente u principu može objasniti i radio-spektralne indekse manje od 0.5 određene kod nekolicine evolutivno starijih ostataka

(uglavnom mešane morfologije), koji se šire kroz gušću sredinu. Zapravo, u tom slučaju bi manji spektralni indeksi, pod pretpostavkom prostog stepenog zakona, predstavljali prirodnu manifestaciju značajnog udela termalnog zračnog zračenja u neprekidnom radio-spektru ostataka supernovih.

Ipak, trenutno dostupni neprekidni radio-spektri Galaktičkih ostataka nisu dovoljno precizno određeni da bi se mogao dati konačan zaključak u svetlu termalne hipoteze. Detaljnija rasprava je jedino moguća u slučaju tri Galaktička ostatka (3C396, IC443, 3C391) za koje je udeo termalne komponente, bez obzira na značajnu neodređenost, procenjen u okviru ove disertacije. Nova posmatranja će, u bliskoj budućnosti, stvoriti uslove za donošenje čvršćih zaključaka u smislu postojanja tzv. radio-termalno aktivnih ostataka supernovih.

Konačno, u okviru ove disertacije je naglašen i značaj posmatranja ostataka supernovih u X i γ -području, kao i multifrekvencione analize. Pored toga, predložena je moguća identifikacija γ -zračenja ostatka supernove 3C434.1 na osnovu preliminarne analize posmatranja sa svemirskog teleskopa Fermi.

Ključne reči: ostaci supernovih, međuzvezdana materija, udarni talasi, magnetohidrodinamika

Naučna oblast: Astronomija

Uža naučna oblast: Astrofizika

UDK broj: 524.35:52-6(043.3)

THERMAL RADIATION OF SUPERNOVA REMNANTS IN RADIO DOMAIN

Abstract

The evolution of supernova remnants is linked to the propagation of a collisionless shock wave, formed during the initial expansion of high-velocity supernova ejecta through the interstellar environment. Theoretical studies of shock waves are very important for the analysis of supernova remnants, as well as processes in the interstellar medium in general. In this doctoral dissertation, some theoretical results based on the magnetohydrodynamical theory of shock waves are presented, with special emphasis on ideal radiative magnetohydrodynamics for the optically thick case. Particularly, solutions for the case when jump in adiabatic index and/or ratio of gas to total pressure is allowed, are discussed.

The main hypothesis of this dissertation is that thermal bremsstrahlung radiation at radio continuum frequencies can provide a significant contribution in the case of several Galactic supernova remnants. This hypothesis can give a natural explanation for nearly concave up radio continuum spectra of several Galactic supernova remnants that are expanding in the environment with higher than average density. In this context, it is important to identify the existence of the possible indicators of ensemble of thermal electrons at sufficiently low temperatures and sufficiently high densities so that the thermal bremsstrahlung radiation linked to a particular remnant could be observed at radio continuum frequencies (vicinity, interaction or expansion through the molecular cloud, presence of the cooled thermal X-ray electrons during the post Sedov-Taylor phases, detection of low-frequency turnovers associated with thermal absorption linked to the remnant, detection in $H\alpha$, identification of radio recombination lines linked to the remnant, etc).

The significant presence of thermal component could theoretically explain radio-spectral indices less than 0.5 measured for several evolutionary older supernova remnants, (mainly of mixed-morphology class) that expand in the high density region. Actually, these smaller radio-spectral indices, under the assumption of simple power law, would represent a natural manifestation of a significant fraction of thermal emission at radio continuum frequencies.

However, present knowledge of the radio continuum spectra of Galactic supernova remnants is still not determined precisely enough for any definite conclusions to be made about the inherent thermal radio-emission from supernova remnants. A thorough analysis is only possible in the case of three Galactic supernova remnants (3C396, IC443, 3C391) for which the thermal contribution is determined despite high associated uncertainties. New observations in the near future will lay the groundwork for making firmer conclusions about the existence of the so-called radio thermally active supernova remnants.

This dissertation highlights the importance of observations of supernova remnants in X and γ -rays, and multiwavelength analysis is general. Besides, it suggests a possible detection of γ -rays from supernova remnant 3C434.1 based on the observations made by *Fermi*.

Keywords: supernova remnants, interstellar medium, shock waves, magnetohydrodynamics

Scientific area: Astronomy

Scientific field: Astrophysics

UDC number: 524.35:52-6(043.3)

Sadržaj

1	Uvod	1
1.1	Osnovne karakteristike međuzvezdane sredine	2
1.2	Od supernovih ka ostacima supernovih	4
2	Magnetohidrodinamička teorija udarnih talasa	7
2.1	Osnovni pojmovi fizike plazme	7
2.2	Model idealne magnetohidrodinamike	14
2.3	Prostiranje poremećaja kroz fluid	16
2.4	Udarni talasi u idealnoj MHD	17
2.4.1	Granične oblasti	19
2.4.2	Udarni talasi	19
2.5	Udarni talasi u slabo-neidealnoj plazmi visoke temperature	22
2.5.1	Jednačine za skokove fizičkih parametara	24
2.5.2	Slučaj kada γ i/ili b trpe skok	30
2.6	Bezsudarni udarni talasi	34
2.6.1	Ubrzavanje čestica na udarnim talasima	35
3	Dinamička evolucija ostataka supernovih	37
3.1	Osnovne faze evolucije OSN	37
3.2	Pulsarske magline	45
4	Zračenje ostataka supernovih	46
4.1	Posmatračka klasifikacija OSN	48
4.1.1	OSN mešane morfologije	51
4.2	Radio-zračenje ostataka supernovih	53
4.2.1	Predloženi modeli radio-zračenja OSN sa $\alpha < 0.5$	61
4.2.2	Radio-rekombinacione linije	69
4.3	Infracrveno zračenje OSN	70
4.4	OSN u vidljivoj svetlosti	70
4.5	Ultraljubičasto zračenje OSN	72
4.6	Zračenje OSN u X-području	72

4.7	Gama zračenje ostataka supernovih	74
4.8	Molekuli	78
5	O postojanju „radio-termalno aktivnih” ostataka supernovih	80
5.1	Teorijska razmatranja	80
5.1.1	Termalni ansambl	84
5.1.2	Niskofrekventno krivljenje radio-spektra	88
5.1.3	Termalna radio-luminoznost	91
5.2	Termalni model	94
5.3	Analiza i rezultati	97
5.3.1	OSN 3C396 (G39.2-0.3)	98
5.3.2	IC443 (G189.1+3.0) i 3C391 (G31.9+0.0)	104
5.3.3	Preostali Galaktički OSN	110
5.4	Diskusija	114
6	Zaključak i planovi za budući rad	122
	Literatura	125
	Prilog: Tenzori u \mathbb{R}^3	139
	Biografija autora	146

1 Uvod

Dugi niz godina su posmatranja u vidljivom delu elektromagnetnog spektra pružala jedine informacije o vasijskim objektima. Tek relativno skoro, razvojem prvo radio-astronomije, a zatim nakon tzv. kosmičke revolucije¹, omogućeno je da se elektromagnetno zračenje nebeskih tela detaljnije prouči. Danas, multifrekvenciona analiza predstavlja standardnu proceduru prilikom izučavanja različitih kosmičkih fenomena².

Veliki broj fizički različitih vasijskih objekata/procesa je otkriven do danas. Odgonetanjem značajnog broja zagonetki otvoreno je mnoštvo novih pitanja. Izučavanje kosmosa predstavlja modernu oblast nauke. O tome svedoči i nezanemarljiv broj dodeljenih Nobelovih nagrada za fiziku upravo vezanih za doprinos na polju astronomije³. Takođe, u želji da se objasne različiti vasijski fenomeni, u poslednje vreme se razvio veliki broj novih disciplina koje na odgovarajući način kombinuju znanja iz različitih oblasti nauke (astrohemija, astrobiologija, arheoastronomija, itd). Odličan pregled istorije astronomije dat je npr. u knjizi Longaira (Longair 2006).

U okviru ove teze se, pre svega, razmatra zračenje ostataka supernovih (dalje OSN, eng. *supernova remnant - SNR*), i to konkretno u radio-području. U uvodnom poglavlju ove disertacije biće, ukratko, reči o najvažnijim karakteristikama međuzvezdane sredine kroz koju se prostiru ovi značajni vasijski objekti kao i o njihovim roditeljskim supernovama.

¹Početak kosmičke revolucije se obično vezuje za 04. 10. 1957. godine, kada je lansiran prvi veštački satelit.

²Naravno, u zavisnosti od konkretnog problema, katkad dopunjena npr. metodama astrofizike i neutrinske astronomije.

³*Victor Francis Hess*, 1936., *Martin Ryle* i *Antony Hewish*, 1974., *Arno Allan Penzias* i *Robert Woodrow Wilson*, 1978., *Subrahmanyan Chandrasekhar* i *William Alfred Fowler*, 1983., *Russell A. Hulse* i *Joseph Hooton Taylor, Jr*, 1993., *Raymond Davis, Jr*, *Masatoshi Koshiba* i *Riccardo Giacconi*, 2002., *John C. Mather* i *George F. Smoot*, 2006., *Saul Perlmutter*, *Brian P. Schmidt* i *Adam G. Riess*, 2011. godine, kao i mnogi drugi naučnici koji su svojim otkrićima doprineli razvoju astronomije.

1.1 Osnovne karakteristike međuzvezdane sredine

Dugo godina se smatralo da je prostor između zvezda u Galaksiji prazan⁴. Danas je poznato da ga ispunjava tzv. međuzvezdana materija (dalje MZM) koja čini oko 10% Galaktičke mase (Vukićević-Karabin & Atanacković-Vukmanović 2004). Za prosečnog astronoma MZM predstavlja veliku smetnju koja onemogućava da se posmatraju slabi vasijski izvori elektromagnetnog zračenja. Intenzivno izučavanje MZM otpočelo je tek u drugoj polovini dvadesetog veka, kada su se i posmatračke i teorijske tehnike razvile do tog stepena da je mogao da se uvidi suštinski značaj MZM za sve grane astronomije. Izučavanje fizike MZM danas predstavlja modernu i veoma aktivnu naučnu disciplinu.

Međuzvezdanu materiju čine različite komponente koje se uzajamno prožimaju. Hemijski sastav gasne komponente je sličan sastavu zvezdanih omotača: oko 67% po masi je vodonik, oko 31% helijum i oko 2% teži elementi. Čestična komponenta (prašina) čini oko 1% ukupne mase MZM. Iako je uglavnom izmešana sa gasnom komponentom, prašina može formirati i manje ili veće lokalne koncentracije koje značajno slabe svetlost zvezda. Hladna i gusta gasna komponenta se najčešće javlja u formi atomskih ili molekulskih oblaka (superoblaci, gigantski molekulski oblaci, oblaci atomskog vodonika, Bokove globule, itd). Iako zauzima svega oko 1% zapremine ona ima značajan udeo u ukupnoj masi MZM. Standardni tipovi i karakteristične vrednosti nekih fizičkih parametara gasne komponente MZM predstavljeni su u tabeli 1.

Specifične strukture MZM, magline, predstavljaju oblasti lokalnog zgušnjavanja MZM i uglavnom su nehomogene. Uobičajena je posmatračka klasifikacija maglina na tamne i svetle (za detalje videti npr. Vukićević-Karabin & Atanacković-Vukmanović 2004). OSN se tako svrstavaju u svetle emisione magline.

MZM je prožeta magnetnim i gravitacionim poljem, uz prisustvo kosmičkih zraka⁵ (visokoenergetskih čestica) i elektromagnetnog zračenja. Interesantno je za-

⁴Kompletnosti radi, korisno je spomenuti i hipotezu o „etru” (supstanciji koja bi ispunjavala sav vasijski prostor), koja je napuštena nakon čuvenog negativnog rezultata Majkelson-Morlijevog eksperimenta iz 1887. godine (*Albert Abraham Michelson*, 1852-1931 – dobitnik Nobelove nagrade za fiziku 1907. godine; *Edward Williams Morley*, 1838-1923).

⁵Za detalje videti npr. knjigu Šlikajzera (Schlickeiser 2002).

paziti i da su gustine energije elektromagnetnog zračenja, magnetnog polja, kosmičkih zraka i toplotnog kretanja MZM istog reda veličine, oko 1 eV/cm^3 u okolini Sunca. Magnetno polje u Galaksiji je u principu homogeno na skali dužina reda veličine kpc. Srednja vrednost Galaktičkog magnetnog polja (magnetne indukcije) iznosi oko $5 \mu\text{G}$.

Neke od pomenutih komponenti MZM su u ravnoteži pritiska (detaljnije o razmatranju toplotnih faza MZM videti u dole navedenoj literaturi). Dok se npr. molekulski oblaci održavaju sopstvenom gravitacijom i spoljašnjim pritiskom, magline poput H II regiona i OSN se šire kroz međuzvezdanu sredinu (dalje MZS).

Sve do sada navedeno odnosi se na onu MZM koja je dostupna merenjima. Trenutno prevladava mišljenje da gravitacione anomalije na velikim skalama mogu da se objasne „tamnom materijom“. Kakva su svojstva i koliki je udeo te ne-luminosne materije još uvek nije dovoljno dobro poznato (Vukićević-Karabin & Atanacković-Vukmanović 2004).

Danas je literatura posvećena izučavanju MZM sveobuhvatna i detaljna⁶.

Tabela 1: Standardni tipovi i karakteristične vrednosti nekih fizičkih parametara gasne komponente MZM prema knjizi Dopite i Saterlenda (Dopita & Sutherland 2003).

Tip	T [K]	n [cm^{-3}]
Molekulska MZM	20	$> 10^3$
Hladna neutralna MZM	~ 100	20 – 60
Topla neutralna MZM [†]	~ 6000	~ 0.3
Topla jonizovana MZM [‡]	$(6 - 12) \times 10^3$	> 1
Vrela jonizovana MZM [‡]	$> 10^6$	$< 10^{-2}$

[†] Reč je o vrednostima koje važe za oblasti dovoljno udaljene od mladih zvezda. U slučaju fotodisocijativnih regiona koji okružuju H II regione koncentracija može biti značajno veća.

[‡] Iako je ova sredina uobičajena za H II regione, ona se vezuje i za pojedine regione daleko od oblasti gde nastaju zvezde (gde koncentracija može biti oko 0.3 cm^{-3} pri temperaturi reda 6000 K), tzv. slojevi Rejnoldsa.

[‡] Ova sredina je zagrejana udarnim talasima OSN ili jakim zvezdanim vetrovima.

⁶Videti npr. knjige Kaplana (Kaplan 1966), Dopite i Saterlenda (Dopita & Sutherland 2003), Lakea (Lequeux 2005), Kvočka (Kwok 2007) kao i pregledni članak Koksa (Cox 2005).

1.2 Od supernovih ka ostacima supernovih

Posmatrajući golim okom, supernova⁷ (dalje SN) predstavlja pojavu nove *zvezde* na nebu. Posmatrani fenomen, u roku od nekoliko dana, dostiže svoj maksimalni sjaj da bi ga zatim, polako, i po godinu dana smanjivao. Nasuprot posmatračkoj klasifikaciji SN, zasnovanoj na analizi optičkih spektara, supernove su fizički prouzrokovane ili kolapsom jezgra masivnih zvezda (mase zvezde roditelja veće od $8M_{\odot}$) ili termonuklearnom eksplozijom C/O belog patuljka u tesno dvojnim sistemima (za detalje videti Arbutina 2005 i tamo navedenu literaturu). Danas se smatra da supernove tipa Ia (koje u svom optičkom spektru nemaju linije vodonika) potiču od starije zvezdane populacije II (termonuklearne SN), dok supernove tipa II i Ib/c vode poreklo od mladih i masivnih zvezda (kolapsirajuće SN).

Dok se pod kompaktnim ostacima podrazumevaju produkti kolapsa zvezdanog jezgra (npr. neutronske zvezde), ostatke supernovih označavaju udarni talasi koji raznose zvezdane omotače kroz MZS. Samo je mali broj OSN doveden u direktnu vezu sa (posmatranim) supernovama od kojih potiču (npr. SN koju je posmatrao Tiho Brahe⁸ 1574. godine – OSN *Tycho* i SN koju je posmatrao Johan Kepler⁹ 1604. godine – OSN Kepler). Posmatrani Galaktički OSN uglavnom su previše stari da bi postojao zapis o njihovim supernovama. Naime, dok fenomen supernove traje relativno kratko (oko godinu dana), ostatak supernove se može posmatrati reda stotina hiljada godina.

Iako su pojedini, stariji OSN, vidljivi kao svetle emisije magline na noćnom nebu (delovi OSN *Cygnus Loop* čine maglinu Veo u sazvežđu Labud, OSN IC443 je poznat kao maglina Meduza u sazvežđu Blizanci, itd), tek je razvoj radio-astronomije pružio mogućnost njihove ozbiljnije analize. To nije čudno ukoliko se ima u vidu da je prividno najjači radio-izvor na nebu na niskim radio-frekvencijama, Cas A, upravo ostatak supernove. Svakako, tek je razvoj astronomije na svim talasnim dužinama pružio mogućnost stvaranja potpune predstave o fizičkim procesima vezanim za ove vasijske objekte.

⁷Izraz *supernova*, prvi put su primenili Baade i Cviki (*Wilhelm Heinrich Walter Baade*, 1893-1960; *Fritz Zwicky*, 1898-1974), 1934. godine (Baade & Zwicky 1934).

⁸*Tycho Brahe*, 1546-1601.

⁹*Johannes Kepler*, 1571-1630.

Supernove predaju ogromnu količinu energije, reda 10^{51} erg ($1 \text{ erg} = 10^{-7} \text{ J}$), okolnoj MZS i zajedno sa svojim ostacima čine glavne regulatore gasnog sadržaja galaksija. Naravno, ovde je reč o kinetičkoj energiji eksplozije, pri čemu neutritri, koji veoma slabo interaguju sa okolnom materijom, mogu odnositi i oko 10^{53} erg. Takođe, danas se smatra da je u slučaju tzv. hipernovih oslobođena energija veća za bar red veličine od prethodno pomenutih. Inače, svega oko 1% pomenute energije se izrači u vidu elektromagnetnog zračenja odgovornog za vidljivi fenomen supernove. Materijal odbačen eksplozijom supernove (eng. *ejecta*) se efikasno ubacuje u MZS i tako je *obogaćuje* težim elementima (od kojih većina upravo može nastati jedino u supernovama). Naravno i MZM utiče na evoluciju OSN, o čemu će biti više reči u narednim poglavljima ove teze.

Na slici 1 je predstavljen OSN S147 (maglina Špageti) u vidljivom delu spektra. Reč je o veoma starom OSN uglovnog prečnika od oko 3 stepena a stvarnog prečnika od oko 42 pc (Green 2009).



Slika 1: Maglina Špageti (OSN S147) koja se proteže kroz delove sazvežđa Bika i Kočijaša (izvor: *Davide De Martin & the ESA/ESO/NASA Photoshop FITS Liberator*).

2 Magnetohidrodinamička teorija udarnih talasa

Udarni talasi predstavljaju jednu od najznačajnijih pojava u međuzvezdanoj sredini. Njihov uticaj na okolinu je višestruk. Oni mogu dovesti do zagrevanja, te disocijacije i jonizacije, kao i kompresije gasa odnosno plazme kroz koju se prostiru. Analiza udarnih talasa obuhvata važan deo velikog broja naučnih istraživanja u astronomiji: od objašnjavanja mehanizma formiranja zvezda pa sve do pitanja vezanih za ubrzavanje čestica u MZS.

Kako su ostaci supernovih vezani za udarni talas koji se prostire kroz MZS, na samom početku ove disertacije, biće koncizno predstavljena magnetohidrodinamička (dalje MHD) teorija udarnih talasa. Zapravo, reč je o najjednostavnijem pristupu proučavanja udarnih talasa koji se prostiru kroz plazmu u prisustvu spoljašnjeg magnetnog polja (Landau & Lifšic 1984; Shu 1992; Vukićević-Karabin 1994; Kivelson & Russell 1995; Cravens 1997; Goedbloed et al. 2010). Na samom početku ovog poglavlja biće definisani najvažniji parametri plazme i predstavljene njihove vrednosti u slučaju različitih vasionkih plazmi (videti poglavlje 2.1). Zatim sledi sažeto izlaganje modela idealne magnetohidrodinamike, ostavljajući detalje navedenoj literaturi (videti poglavlje 2.2). Konačno, biće ukratko predstavljene osobine i tipovi udarnih talasa u svetlu modela idealne MHD (videti poglavlje 2.3) pri čemu će se ukratko razmotriti i rezultati idealne radijativne MHD u slučaju optički guste sredine (videti poglavlje 2.4). Na samom kraju, biće predstavljeni osnovni pravci istraživanja udarnih talasa u smislu primene metoda koje izlaze iz okvira idealne magnetohidrodinamike, konkretno, metoda kinetičke teorije (videti poglavlje 2.5).

2.1 Osnovni pojmovi fizike plazme

Sistem električno¹⁰ naelektrisanih čestica predstavlja plazmu¹¹ ako je njegovo fizičko ponašanje određeno kolektivnom interakcijom zasnovanom na Kulonovim sila-

¹⁰U okviru ove disertacije ne postoji mogućnost zabune vezane za terminologiju, kako se ne razmatraju fenomeni u kojima do izražaja dolazi tzv. boja naelektrisanje. U daljem tekstu biće izostavljena reč *električno*.

¹¹Langmuir (*Irving Langmuir*, 1881-1957), dobitnik Nobelove nagrade za hemiju 1932. godine, prvi je iskoristio izraz *plazma* pri opisu jonizovanog gasa 1927. godine (Goossens 2003).

ma¹² (Milić 1977). Posredstvom elektromagnetnog polja, koje potiče od svih čestica plazme zajedno, svaka pojedinačna čestica istovremeno interaguje sa svim ostalim česticama. Dakle, reč je o kolektivnoj interakciji prouzrokovanoj Kulonovim¹³ silama¹⁴. Kolektivna interakcija u plazmi, usled činjenice da je Kulonova sila dugodometna, *oseća* se već pri relativno niskim stepenima jonizacije i manifestuje se kroz različite fenomene¹⁵.

Najupadljivija posledica postojanja kolektivne interakcije jeste tendencija plazme ka električnoj neutralnosti, odnosno, stanju u kome je ukupna zapreminska gustina naelektrisanja (ρ^{el}) jednaka nuli. Lokalno nastajanje viška pozitivnih ili negativnih naelektrisanja, do kojeg može doći usled toplotnog kretanja čestica u plazmi, praćeno je uspostavljanjem električnog polja velikog intenziteta koje sputava svako kretanje koje bi dovodilo do daljeg povećanja prostornog naelektirsanja. Neka se npr. razmatra plazma koja sačinjava Sunčevu koronu i neka se pretpostavi da se ista sastoji iz elektrona i samo jedne vrste pozitivnih jona (npr. protona). Koncentracije čestica ($n_p \approx n_e$) su reda veličine 10^{14} m^{-3} (Goossens 2003). Temperatura u Sunčevoj koroni je reda veličine 10^6 K , što odgovara srednjoj energiji termalnog kretanja od oko 86.2 eV po čestici ($T [\text{K}] \approx 11600 kT [\text{eV}]$, gde je k tzv. Boltzmanova¹⁶ konstanta). Ilustrativno je odrediti koliki bi se potencijal uspostavio na površini proizvoljne sfere radijusa 1 m , u ovoj plazmi, ako bi se desilo da, usled termalnog kretanja, iz posmatrane oblasti izađe 1% elektrona. Lako se može pokazati, na osnovu izraza za potencijal (φ) na površini sfere radijusa R :

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q}{R}, \quad (2.1)$$

¹²U okviru ove disertacije biće razmatrana samo tzv. gasna plazma. Inače, pored gasne plazme, postoje i drugi fizički sistemi kod kojih je dominantna kolektivna interakcija bazirana na Kulonovoj sili.

¹³*Charles-Augustin de Coulomb*, 1736-1806.

¹⁴Pojam plazme se generalise i na slučajeve kada je dominantna kolektivna interakcija neelektromagnetne prirode, npr. slučaj kvark-gluon plazme.

¹⁵Svakom agregatnom stanju odgovara određeni stepen uređenosti (simetrije) odnosno karakteristična srednja energija jedne čestice (0.01 eV za čvrsto stanje, 0.1 eV za tečno i 1 eV za gasovito). Ako bi se gasnom stanju dovodila energija do trenutka u kojem bi srednja energija po jednoj čestici bila reda 10 eV mogao bi se očekivati fazni prelaz u novo agregatno stanje - gasnu plazmu. Kako je za većinu atoma, energija jonizacije oko 10 eV važna osobina plazme je parcijalna (ili potpuna) jonizacija sistema.

¹⁶*Ludwig Eduard Boltzmann*, 1844-1906.

gde je ε_0 dielektrična propustljivost vakuuma, a Q ukupno naelektrisanje u sferi

$$Q = \rho^{\text{el}} \cdot V = e(n_p - n_e) \cdot \frac{4}{3}\pi R^3, \quad (2.2)$$

da je reč o velikim vrednostima potencijala koje bi morali savladati elektroni (~ 6 kV). Simbol e označava tzv. elementarno naelektrisanje. Dakle, u sferi radijusa 1 m nije moguće da razlika između broja jona i elektrona dostigne 1%. Posmatrani sistem je praktično elektroneutralan. Za proizvoljnu sferu radijusa 10 cm, dobilo bi se da bi za 1% razlike između broja jona i elektrona uspostavljeni potencijal bio reda 600 V, što je opet veće od srednje energije termalnog kretanja, pa to opet ne bi bilo moguće da se realizuje. Jasno se primećuje tendencija ka makroskopskoj elektroneutralnosti.

Minimalni radijus, iznad kojeg se sistem može tretirati kao makroskopski elektroneutralan, predstavlja jedan od najvažnijih parametara plazme i naziva se (elektronski) Debajev¹⁷ radijus (Goossens 2003; Bellan 2004; Bittencourt 2004; Goedbloed & Poedts 2004):

$$r_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 kT}{ne^2}}. \quad (2.3)$$

Van tzv. Debajevе sfere, kolektiv naelektrisanih čestica će biti elektroneutralan, tako da se može definisati prvi kriterijum plazmenog stanja:

$$L \gg r_D, \quad (2.4)$$

gde je L karakteristična dimenzija sistema. Za Sunčevu koronu, Debajev radijus je reda 6.9×10^{-3} m (videti tabelu 2.1). U slučajevima znatnijeg odstupanja od termodinamičke ravnoteže (dalje TDR) može se uvesti tzv. efektivni Debajev radijus (za detalje videti Milić 1977). Inače, poznato je da je pojam termodinamičke temperature vezan za postojanje Maksvelove¹⁸ raspodele po brzinama čestica sistema. Ukoliko čestice sistema odstupaju od Maksvelove raspodele, tada termodinamička temperatura nije definisana.

¹⁷Debaj (*Peter Joseph William Debye*, 1884-1966) je dobitnik Nobelove nagrade za hemiju 1936. godine.

¹⁸*James Clerk Maxwell*, 1831-1879.

Svojevrsan odziv plazme na lokalno narušavanje makroskopske elektroneutralnosti (na skalama većim od Debajevog radijusa) predstavljaju tzv. (elektronske) plazmene oscilacije, frekvencije:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{ne^2}{\varepsilon_0 m_e}}, \quad (2.5)$$

gde je sa m_e označena masa elektrona. U tom smislu se može uvesti i drugi kriterijum plazmenog stanja:

$$P \gg P_p, \quad (2.6)$$

gde je sa P označena karakteristična vremenska skala posmatranog procesa, dok je sa P_p obeležen period plazmenih oscilacija. Naravno, moguće je definisati i tzv. jonsku plazmenu frekvenciju koja odgovara jonskim oscilacijama, koje se srazmerno teže pobuđuju (usled razlike u masi elektrona i jona). Takođe, reč je i o znatno nižim vrednostima frekvencija.

Još jedna manifestacija kolektivne interakcije jeste tzv. elektrostatičko ekraniranje (zaklanjanje) na rastojanjima reda Debajevog radijusa. Pojava elektrostatičkog ekraniranja se ogleda u tome što potencijal elektrostatičkog polja u blizini određenog jona tipa α , kada se on nalazi u plazmi, nije dat Kulonovim izrazom. Usled privlačenja naelektrisanja suprotnog znaka i odbijanja naelektrisanja istog znaka, oko svakog jona u plazmi se obrazuje neravnomerna raspodela naelektrisanja u kojoj dominiraju naelektrisanja suprotnog znaka - formira se tzv. *oblak naelektrisanja*. Unutar tog *oblaka* je elektroneutralnost narušena. Najbitnija reperkusija formiranja ovog *oblaka* jeste pojava zaklanjanja (ekraniranja) polja centralnog jona. Naelektrisane čestice se unutar razmatranog *oblaka* kreću toplotnim brzinama usled čega se njegova struktura i oblik menjaju u vremenu, no ipak se može posmatrati, u srednjem, u smislu sfernosimetrične strukture. Za slučaj termodinamički ravnotežnih plazmi izveden je tzv. Debaj-Hikelov¹⁹ potencijal (Chen 1974; Vukićević-Karabin 1994; Bittencourt 2004):

$$\varphi^{\text{DH}}(r) = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0} \frac{1}{r} e^{-r/r_D}, \quad (2.7)$$

koji predstavlja potencijal elektrostatičkog polja jona okruženog elektronskim *obla-*

¹⁹Nazvan prema dvojici naučnika: Debaju i Hikelu (*Erich Armand Joseph Hückel, 1896-1980*).

kom. Debaj-Hikelova teorija važi samo za nedegenerisani nerelativistički gas u TDR²⁰.

Takozvani parametar plazme (Chen 1974; Goossens 2003; Bittencourt 2004; Goedbloed & Poedts 2004) je dat kao²¹:

$$\Lambda = 4\pi n r_D^3 \propto \frac{T^{3/2}}{n^{1/2}}, \quad (2.8)$$

pri čemu je broj čestica u Debajevoj sferi dat kao $N_D = \frac{\Lambda}{3}$. Jasno je da je za $\Lambda \gg 1$ Debajeva sfera gusto popunjena²² dok je za $\Lambda \ll 1$ slabo popunjena. Inače, sudari, koje određuje tzv. sudarna (koliziona) frekvencija ω_{coll} , prigušuju svako uređeno kretanje, pa tako i oscilatorno. Uticaj sudara na plazmene oscilacije će biti zanemariv ukoliko je za svaku vrstu čestica α ispunjeno:

$$\omega_{p\alpha} \gg \omega_{\text{coll}}. \quad (2.9)$$

Na ovom mestu je zgodno uvesti i tzv. plazmeno beta (β) koje predstavlja svojevrsnu meru uticaja spoljašnjeg magnetnog polja na samu plazmu i dato je kao:

$$\beta = \frac{p}{p_m} = \frac{2\mu_0 n k T}{B^2}, \quad (2.10)$$

gde p predstavlja gasni, a p_m tzv. magnetni pritisak, dok je B magnetna indukcija, a μ_0 magnetna propustljivost vakuuma. U slučaju kada je ispunjeno $\beta \ll 1$ uticaj spoljašnjeg magnetnog polja na plazmu biće značajan, dok će u suprotnom, $\beta \gg 1$, biti zanemariv. Pri izučavanju neprovodnih idealnih fluida jedan od osnovnih parametara je (adijabatska) brzina zvuka v_s :

$$v_s = \sqrt{\gamma \frac{p}{\rho}} = \sqrt{\gamma \mathcal{R} T}, \quad p = \rho \mathcal{R} T, \quad p \rho^{-\gamma} = \text{const}, \quad (2.11)$$

gde je γ tzv. adijabatski indeks ($\gamma = 1 + 1/\text{dof}$, gde dof označava broj stepeni

²⁰Zapravo, Bolcmanova formula koja je iskorišćena pri izvođenju Debaj-Hikelovog potencijala važi isključivo za nedegenerisani nerelativistički gas u TDR.

²¹U različitoj literaturi se ponekad različito definiše, ali je suština uvek očuvana.

²²Trebalo bi voditi računa da se nekada pod pojmom plazme, u užem smislu, podrazumevaju upravo sistemi sa $\Lambda \gg 1$.

slobode razmatranog sistema), a $\mathcal{R} = R_g/\mu$, pri čemu je R_g tzv. univerzalna gasna konstanta, a μ srednja molekulska masa ($\mu = \frac{\bar{m}}{H}$, gde je \bar{m} srednja masa a H tzv. atomska jedinica mase - $H \equiv \frac{1}{N_0}$, gde je N_0 Avogadrov²³ broj). Sa druge strane, u slučaju plazme u spoljašnjem magnetnom polju, jedan od najvažnijih parametara jeste tzv. Alfvenova²⁴ brzina v_A (brzina prenosa *magnetne informacije*):

$$v_A = \frac{B}{\sqrt{\mu_0 \rho}}. \quad (2.12)$$

Plazmeno β se sada može zapisati preko:

$$\beta = \frac{2 v_s^2}{\gamma v_A^2}. \quad (2.13)$$

Sada je jasno da će pri uslovu $\beta \ll 1$ Alfvenova brzina biti dominantna, te da će magnetno polje imati značajan uticaj na posmatranu plazmu.

Na kraju je još zgodno napomenuti da je putanja naelektrisanih čestica (retke) plazme u homogenom i stacionarnom magnetnom polju oblika zavojnice (helikoide). Ciklotronska ili žiro-frekvencija, ω_c , predstavlja ugaonu brzinu (frekvenciju) kojom čestica *kruži* oko jedne linije sile magnetnog polja:

$$\omega_c = \frac{|q|B}{m}, \quad (2.14)$$

gde se podrazumeva apsolutna vrednost naelektrisanja q (kako ono može biti pozitivno ili negativno). Znak naelektrisanja određuje smer obrtanja. Ciklotronski²⁵ ili žiro-radijus, r_c , je dat preko:

$$r_c = \frac{vm}{|q|B}, \quad v = \omega_c r_c. \quad (2.15)$$

Na sličan način se mogu definisati i modifikovana ciklotronska frekvencija, Ω_c , i

²³Lorenzo Romano Amadeo Carlo Avogadro di Quaregna e di Cerreto, 1776-1856.

²⁴Po Alfvenu (*Hannes Olof Gösta Alfvén*, 1908-1995), dobitniku Nobelove nagrade za fiziku 1970. godine.

²⁵U pojedinoj literaturi koristi se i termin Larmorov radijus/frekvencija (*Joseph Larmor*, 1857-1942). Ipak, taj naziv nije potpuno adekvatan kako se pod Larmorovim kretanjem zapravo podrazumeva precesija magnetnog dipola u spoljašnjem magnetnom polju (Goedbloed & Poedts 2004).

ciklotronski radijus, R_c , u slučaju relativističkih brzina (Goedbloed & Poedts 2004; Kulsrud 2005):

$$\Omega_c = \frac{|q|B}{\gamma_{\text{rel}}m}, \quad R_c = \frac{v_{\perp}}{\Omega_c}, \quad \gamma_{\text{rel}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad (2.16)$$

gde je sa c označena brzina svetlosti. Bitno je naglasiti da će putanje naelektrisanih čestica biti znatno kompleksnije u slučaju složene konfiguracije magnetnog i prisustva dopunskih polja (Goldston & Rutherford 1995; Cravens 1997; Bittencourt 2004).

U tabelama 2 i 3 predstavljene su vrednosti nekih od najvažnijih parametara različitih kosmičkih plazmi (koncentracija n , temperatura T , elektronski Debajev radijus r_{De} , elektronska plazmena frekvencija ω_{pe} , parametar plazme Λ , kao i za odgovarajuće magnetno polje (magnetnu indukciju) B , elektronski ciklotronski radijus i frekvenciju ω_{ce} , r_{ce} i plazmeno beta β).

Tabela 2: Vrednosti nekoliko osnovnih parametra različitih kosmičkih plazmi[†].

Tip plazme	n	T	r_{De}	ω_{pe}	Λ
Magnetosfera	10^{10} m^{-3}	10^4 K	6.9 cm	0.90 MHz	10^7
Sunčeva korona	10^{14} m^{-3}	10^6 K	6.9 mm	89 MHz	10^8
Sunčev vetar na 1 AJ	10^7 m^{-3}	10^5 K	6.9 m	28 kHz	10^{10}
Topla jonizovana MZM	$2.5 \times 10^5 \text{ m}^{-3}$	10^4 K	14 m	4.5 kHz	10^{10}
Vrela jonizovana MZM	10^3 m^{-3}	$5 \times 10^6 \text{ K}$	4.9 km	0.28 kHz	10^{15}

[†] Podrazumeva se da je $n_e \approx Zn_i$, $T_e \approx T_i$ (gde su sa „i” označene različite vrste jona), kao i da važe sledeći, približni obrasci: $\lambda_{\text{De}} = 69\sqrt{\frac{T}{n}}$ [m], $\omega_{\text{pe}} = 8.98\sqrt{n}$ [Hz], $\Lambda = 4.2 \times 10^6 \sqrt{\frac{T^3}{n}}$, pri čemu je n izraženo u m^{-3} , a temperatura u kelvinima. Korisno je primetiti da je $1 \text{ m}^{-3} = 10^{-6} \text{ cm}^{-3}$.

Tabela 3: Vrednosti nekoliko osnovnih parametra različitih vasionkih plazmi u magnetnom polju[†].

Tip plazme	B	r_{ce}	ω_{ce}	β
Magnetosfera	30 μ T	10 cm	0.84 MHz	10^{-6}
Sunčeva korona	0.1 mT	31 cm	2.8 MHz	0.35
Sunčev vetar na 1 AJ	6 nT	1.6 km	0.17 kHz	0.96
Topla jonizovana MZM	0.5 nT	6.3 km	14 Hz	0.35
Vrela jonizovana MZM	0.5 nT	140 km	14 Hz	0.69

[†] Podrazumeva se da važe sledeći, približni obrasci: $r_{ce} = 3.13 \times 10^{-8} \frac{\sqrt{T}}{B}$ [m], $\omega_{pe} = 2.8 \times 10^{10} B$ [Hz], $\beta = 3.47 \times 10^{-29} \frac{nT}{B^2}$, pri čemu je B izraženo u teslama. Korisno je primetiti i da je $1 \text{ T} = 10^4 \text{ G}$.

2.2 Model idealne magnetohidrodinamike

U okviru tzv. magnetohidrodinamičkih modela, plazma se predstavlja odgovarajućim elektroprovodnim fluidom (ili sistemom fluida). Takav sistem se opisuje, na odgovarajući način, modifikovanim jednačinama fizike neprekidnih sredina kako bi se uključili članovi koji ukazuju na prisustvo elektromagnetnog polja (Maksvelove kao i materijalne jednačine). Magnetohidrodinamika (dalje MHD) je najjednostavniji model u kojem se plazma poistovećuje sa jednim provodnim fluidom, pa samim tim pojedinačne naelektrisane čestice gube svoj identitet (npr. svi konstituenti sistema imaju istu srednju brzinu). Takav pristup je opravdan kada se posmatra struktura (proces) na prostornim i vremenskim skalama mnogo većim od srednje slobodne putanje odnosno vremena između sudara čestica posmatrane plazme (Jackson 1962; Cowling 1976; Bellan 2004; Goedbloed & Poedts 2004). Jednačine magnetohidrodinamike, dakle, opisuju plazmu u magnetnom polju na velikim skalama (razmerama) kao i spore fizičke procese²⁶ (niskofrekventne fenomene). Fluidna aproksimacija je moguća i u slučaju tzv. bezsudarnih plazmi u magnetnom polju kada je prostorna skala posmatranog fenomena mnogo veća od ciklotronskog radijusa naelektrisanih čestica i tipična frekvencija posmatranog procesa mnogo manja od odgovarajuće ciklotronske frekvencije (Landau & Lifšic 1981).

²⁶Npr. elektromagnetni talasi nisu primetni u MHD modelu. Zapravo, MHD model *vidi* samo fenomene čije su frekvencije znatno ispod jonske ciklotronske frekvencije (Bittencourt 2004).

Zanemarujući disipativne članove (viskoznost, toplotno provođenje, gubitke zračenjem) i podrazumevajući da se termodinamika razmatranog fluida beskonačne elektroprovodnosti može predstaviti relacijama koje važe u slučaju odgovarajućeg idealnog gasa²⁷, lako se dolazi do sistema jednačina tzv. idealne MHD. U okviru ove disertacije je od interesa isključivo nerelativistička MHD²⁸. Sistem jednačina idealne MHD se može zapisati na sledeći način (Goedbloed & Poedts 2004):

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (2.17a)$$

$$\rho \frac{D\mathbf{v}}{Dt} + \nabla p - \frac{1}{\mu_0} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} = 0, \quad (2.17b)$$

$$\frac{D\varepsilon}{Dt} + (\gamma - 1)e \nabla \cdot \mathbf{v} = 0, \quad (2.17c)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} - \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) = 0, \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0. \quad (2.17d)$$

U gornjim jednačinama ε označava unutrašnju energiju jedinice mase ($p = (\gamma - 1)\rho\varepsilon$) i nije uključeno prisustvo gravitacionog polja.

U idealnoj MHD, Omov²⁹ zakon poprima jednostavan oblik: $\mathbf{E} = -\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ inkorporiran u jednačinu (2.17d). Zapravo, opšti oblik Omovog zakona je dosta komplikovaniji (Goossens 2003). U zavisnosti da li su uključeni pojedini članovi opšteg Omovog zakona, mogu se definisati i tzv. rezistivna MHD, Holova MHD, itd.

Jednačine idealne MHD se mogu predstaviti na još jedan, ilustrativniji način (Goedbloed & Poedts 2004):

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (2.18a)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \mathbf{v}) + \nabla \cdot \left(\rho \mathbf{v} \mathbf{v} + \left(p + \frac{1}{2\mu_0} B^2 \right) \hat{\mathbf{I}} - \frac{1}{\mu_0} \mathbf{B} \mathbf{B} \right) = 0, \quad (2.18b)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} \rho v^2 + \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{1}{2\mu_0} B^2 \right) + \nabla \cdot \left(\left(\frac{1}{2} \rho v^2 + \frac{\gamma}{\gamma - 1} p + \frac{1}{\mu_0} B^2 \right) \mathbf{v} - \mathbf{v} \cdot \frac{1}{\mu_0} \mathbf{B} \mathbf{B} \right) = 0, \quad (2.18c)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{v} \mathbf{B} - \mathbf{B} \mathbf{v}) = 0, \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0. \quad (2.18d)$$

²⁷Reč je o plazmi bliskoj termodinamičkoj ravnoteži. U tom slučaju se može pokazati da se unutrašnja energija plazme vrlo malo razlikuje od one vrednosti koju bi imala kada bi bila idealan gas. Zbog tog malog odstupanja od idealnog gasa koristi se termin „slabo-neidealna” plazma (Milić 1977).

²⁸Detalji vezani za relativističku MHD teoriju mogu se naći u nekoliko knjiga (Punsly 2008; Goedbloed et al. 2010).

²⁹*Georg Simon Ohm*, 1789-1854.

Pored prepoznavanja zakona održanja mase, impulsa, energije i magnetnog fluksa, respektivno, sistem (2.18) je pogodan i za numeričko rešavanje (Bodenheimer et al. 2007; Goedbloed et al. 2010). U sistemu (2.18), $\hat{\mathbf{I}}$ predstavlja jedinični tenzor (za matematičke detalje videti prilog dat na kraju ove disertacije).

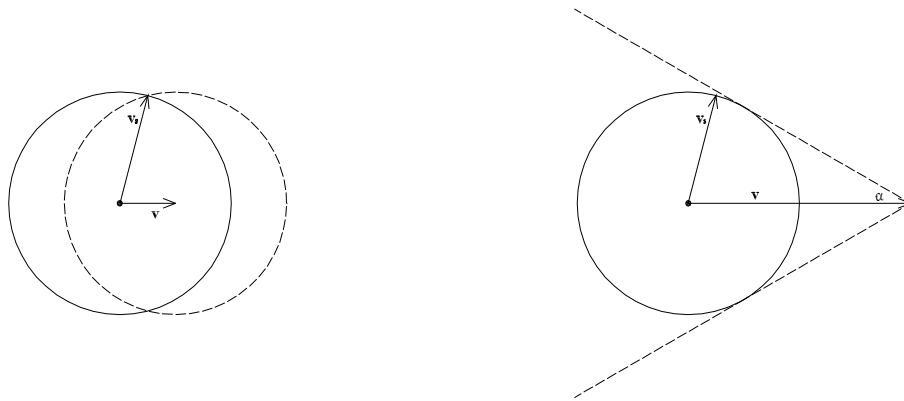
2.3 Prostiranje poremećaja kroz fluid

U vasijskim plazmama je gotovo uvek pobuđen neki tip oscilacija odnosno talasa. Zgodno je podsetiti se klasične dinamike fluida gde se definiše tzv. brzina zvuka koja praktično predstavlja brzinu *prenosa informacije* o samom poremećaju³⁰. Kretanje proizvoljnog poremećaja u fluidu se može klasifikovati u odnosu na brzinu zvuka v_s na podzvučno (subsonično) za $v < v_s$ i nadzvučno (supersonično) za $v > v_s$. Kada se poremećaj kreće brzinom manjom od karakteristične brzine zvuka za tu sredinu, tada fluid može biti unapred *informisan* o postojanju poremećaja, pre direktnog kontakta sa njim (videti sliku 2 - levo). Poremećaj koji je izazvao talase *komunicira sa fluidom* na daljinu putem akustičkih talasa. Za slučaj supersoničnog kretanja jasno je da talasi (informacija o poremećaju) kasni za samim poremećajem (videti sliku 2 - desno). Fluid ne može biti unapred obavešten o prostiranju datog poremećaja. Ugao α na slici 2 - desno dat je kao $\sin \alpha = v_s/v$ i definiše tzv. Mahov konus, jednu od važnih karakteristika supersoničnog kretanja. Za razliku od podzvučnog kretanja, kod supersoničnog kretanja fizički parametri fluida će se skokovito menjati.

Dakle, mogu se javiti takva stanja u kojima relevantne (magneto)hidrodinamičke veličine nisu više neprekidne funkcije koordinata i vremena već trpe skok.

Bitno je naglasiti da će pri razmatranju plazme u spoljašnjem magnetnom polju, za razliku od klasičnog fluida, pored brzine zvuka, biti od važnosti i brzine karakterističnih talasa svojstvenih za takvu sredinu (npr. Alfvenovih talasa). U tom smislu više neće biti dovoljna podela na podzvučno i nadzvučno kretanje, već će se moći govoriti o (sub/super) alfvenovskim kretanjima. Naravno, presudan parametar će biti plazmeno beta, koje će diktirati koliki je uticaj magnetnog polja na fizičku

³⁰Napomenimo da je govor svojevrsan proces prenosa informacija putem generisanja talasnog kretanja u fluidu (vazduhu).



Slika 2: Uz opis kretanja podzvučnom (levo) i nadzvučnom (desno) brzinom.

prirodu posmatrane plazme (videti jednačinu 2.13).

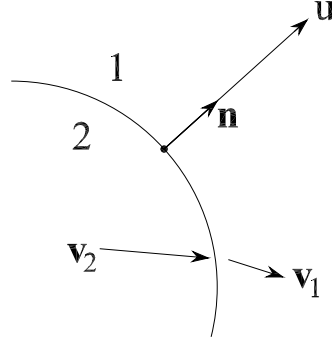
2.4 Udarni talasi u idealnoj MHD

Pored razmatranja same strukture udarnog fronta, poseban naučni interes leži u analizi izraza za skokove fizičkih parametara određene sredine nakon prolaska jednog udarnog talasa. U okviru ovog poglavlja pažnja će upravo biti posvećena razmatranju relacija koje povezuju relevantne fizičke veličine koje opisuju stanje fluida/plazme pre i nakon prolaska jednog nerelativističkog udarnog talasa. U tom smislu se udarni front može tretirati kao beskonačno tanka površina. Naravno, ne sme se zaboraviti da usled različitih disipativnih procesa, u prirodi, nikada ne nastaju beskonačno uske površine diskontinuiteta. Unutar samog udarnog fronta gradijenti magnetohidrodinamičkih veličina su veoma veliki te su disipativni efekti, koji zavise od tih gradijenata, dominantni (Goedbloed & Poedts 2004).

Da bi se izveli izrazi za skokove relevantnih parametara razmatrane plazme, do kojih dolazi usled prolaska jednog udarnog talasa kroz tu sredinu, može se iskoristiti sistem (2.18). Naravno, mora se voditi računa o tome da su udarni talasi ireverzibilni procesi. Uslov da entropija raste će predstavljati posledicu disipativnih procesa koji su, pri ovom razmatranju, ograničeni na beskonačno tanku površinu.

Sam postupak izvođenja pomenutih relacija neće biti detaljno predstavljen u okviru ove disertacije. Model idealne MHD neće važiti samo unutar tankog sloja udarnog fronta širine δ . Kada δ teži nuli relevantne fizičke veličine će trpeti skok,

dok će odgovarajuće relacije za skokove tih veličina moći da se izvedu na osnovu zakona održanja predstavljenih sistemom (2.18). Magnetohidrodinamička teorija udarnih talasa je detaljno izložena u literaturi (Shu 1992; Kivelson & Russell 1995; Goedbloed et al. 2010), te će u nastavku ove teze biti predstavljeni samo njeni najvažniji rezultati.



Slika 3: Skica udarnog fronta koji se širi kroz još uvek neporemećen fluid („1”) brzinom \mathbf{u} , pri čemu može doći do skoka pojedinih fizičkih parametara.

Dakle, ukoliko se skok proizvoljne fizičke veličine f , kao što je i uobičajeno u literaturi, obeleži preko $[[f]] = f_1 - f_2$, sistem nelinearnih parcijalnih diferencijalnih jednačina idealne MHD (2.18) se transformiše u sledeći set algebarskih jednačina zapisanih u sistemu reference vezanom za udarni talas:

$$[[\rho v_n]] = 0, \quad (2.19a)$$

$$[[B_n]] = 0, \quad (2.19b)$$

$$\rho v_n [[\mathbf{v}_t]] = B_n [[\mathbf{B}_t]], \quad (2.19c)$$

$$\rho v_n \left[\left[\frac{\mathbf{B}_t}{\rho} \right] \right] = B_n [[\mathbf{v}_t]], \quad (2.19d)$$

$$\left[\left[\rho v_n^2 + p + \frac{1}{2} B_t^2 \right] \right] = 0, \quad (2.19e)$$

$$\rho v_n \left[\left[\frac{1}{2} (v_n^2 + v_t^2) + \frac{1}{\rho} \left(\frac{\gamma}{\gamma - 1} p + B_t^2 \right) \right] \right] = B_n [[\mathbf{v}_t \cdot \mathbf{B}_t]], \quad (2.19f)$$

pri čemu oznake „n” i „t” ukazuju na normalnu i tangencijalnu komponentu u odnosu na udarni front brzine u (videti sliku 3). Dakle, normalna komponenta podrazumeva projekciju na vektor normale na udarni front \mathbf{n} . Pri zapisu gornjih jednačina korišćen

je, radi jednostavnosti, tzv. $\mu_0 = 1$ sistem (da bi se gornje jednačine zapisale u SI sistemu potrebno je izvesti sledeću transformaciju $\mathbf{B} \rightarrow \mathbf{B}/\sqrt{\mu_0}$).

Sistem (2.19) se još mora dopuniti i izrazom koji predstavlja uslov rasta entropije, koji se može zapisati na sledeći način:

$$[[s]] \leq 0 \quad \vee \quad [[S]] \equiv [[p\rho^{-\gamma}]] \leq 0, \quad (2.19g)$$

gde je sa s označena specifična entropija (entropija jedinice mase).

2.4.1 Granične oblasti

U okviru sistema (2.19) moguća su takva rešenja koja opisuju tzv. *granične oblasti* između dva fluida (plazme). Naime, u pomenutom slučaju ne postoji protok mase ($\rho v_n = 0$) kroz površinu diskontinuiteta.

Generalno, javljaju se dva različita tipa ovih struktura, u zavisnosti od toga da li vektor magnetne indukcije \mathbf{B} ima komponentu normalnu na površinu diskontinuiteta ili ne.

Za tzv. *kontaktne diskontinuitete* ($B_n \neq 0$) važi:

$$[[\rho]] \neq 0, \quad v_n = 0, \quad [[p]] = 0, \quad [[B_n]] = 0, \quad [[\mathbf{B}_t]] = 0, \quad [[\mathbf{v}_t]] = 0. \quad (2.20)$$

U ovom slučaju, praktično, samo gustina trpi skok. Naravno, jasno je da važi³¹ $[[p\rho^{-\gamma}]] \neq 0$. Kontaktne diskontinuitete srećemo kod npr. ostataka supernovih (videti glavu 3).

Za tzv. *tangencijalne diskontinuitete* ($B_n = 0$) važi:

$$[[\rho]] \neq 0, \quad [[p]] \neq 0, \quad [[\mathbf{B}_t]] \neq 0, \quad [[\mathbf{v}_t]] \neq 0, \quad v_n = 0, \quad B_n = 0, \quad \left[\left[p + \frac{B_t^2}{2} \right] \right] = 0. \quad (2.21)$$

2.4.2 Udarni talasi

Na ovom mestu će biti, pre svega, razmotreni tzv. MHD ili magnetoakustički udarni talasi. Dakle, od interesa za dalja razmatranja su ona rešenja koja po-

³¹Zanimljivo je pomenuti da se u graničnom slučaju malih amplituda ove perturbacije transformišu u tzv. entropijske talase (Goedbloed & Poedts 2004).

drazumevaju postojanje toka kroz udarni front ($\rho v_n \neq 0$).

Polazeći od sistema (2.19), pri uslovu $\rho v_n \neq 0$, mogu se identifikovati dva tipa rešenja. Prvi tip, o kojem neće biti reči u okviru ove disertacije, predstavljaju tzv. rotacioni diskontinuiteti. Kako oni zapravo odgovaraju Alfvenovim talasima u limesu malih amplituda, obično se nazivaju i Alfvenovi diskontinuiteti. Svi termodinamički parametri su neprekidni u slučaju rotacionih diskontinuiteta, dok tangencijalna komponenta magnetnog polja može menjati pravac (Goedbloed 2008).

Drugi tip rešenja čine tzv. MHD ili magnetoakustički udarni talasi. Nakon kraćeg sređivanja izraza (2.19), i uvođenja podesnih bezdimenzionih veličina, prelaskom u tzv. de Hofman-Telerov koordinatni sistem³² (de Hoffmann & Teller 1950), jednačine za skokove fizičkih parametara se mogu zapisati u sledećem obliku:

$$\left[\frac{\gamma}{\gamma - 1} \bar{p} M^2 + \frac{1}{2} (1 + \bar{B}_t^2) M^4 \right] = 0, \quad (2.22a)$$

$$\llbracket \bar{p} M^{2\gamma} \rrbracket \leq 0, \quad (2.22b)$$

uz sledeće prateće relacije:

$$\bar{B}_{t2} = \frac{M_1^2 - 1}{M_2^2 - 1} \bar{B}_{t1}, \quad (2.23a)$$

$$\bar{p}_2 = \bar{p}_1 + (M_1^2 - M_2^2) \left[1 - \frac{1}{2} \bar{B}_{t1}^2 \frac{M_1^2 + M_2^2 - 2}{(M_2^2 - 1)^2} \right], \quad (2.23b)$$

i definicije preostalih bezdimenzionih parametara:

$$\bar{B}_{ti} \equiv \text{tg} \vartheta_i \equiv \frac{B_{ti}}{|B_n|}, \quad \bar{p}_i \equiv \frac{1}{2} \beta_i (1 + \text{tg}^2 \vartheta_i), \quad \beta_i \equiv \frac{2p_i}{B_i^2}, \quad (i = 1, 2) \quad (2.24)$$

pri čemu, M definisan preko:

$$M^2 \equiv \frac{v_n^2}{v_{An}^2} = \frac{\rho v_n^2}{B_n^2}, \quad v_{An}^2 = \frac{B_n^2}{\rho}, \quad (2.25)$$

predstavlja tzv. normalni Alfven-Mahov broj. Ugao ϑ zapravo predstavlja ugao između normale na udarni front i pravca magnetnog polja.

Sistem (2.23) nudi tri moguća rešenja: (1) spore MHD udarne talase (eng. *slow*

³²U kojem ukupno indukovano električno polje, ispred i iza udarnog talasa, nestaje.

shocks) za koje važi da je $M_2^2 \leq M_1^2 \leq 1$, odnosno $|\bar{B}_{t1}| \geq |\bar{B}_{t2}|$, (2) udarne talase srednjih brzina (eng. *intermediate shocks*) koji zadovoljavaju da je $M_2^2 \leq 1 \leq M_1^2$ odnosno $\bar{B}_{t1}/\bar{B}_{t2} < 0$, i (3) brze MHD udarne talase (eng. *fast shocks*), za koje je ispunjeno $1 \leq M_2^2 \leq M_1^2$, odnosno $|\bar{B}_{t1}| \leq |\bar{B}_{t2}|$.

Zanimljivo je još naglasiti i da se i u zavisnosti od ugla ϑ može napraviti klasifikacija udarnih talasa. U slučaju paralelnih udarnih talasa ($\vartheta_1 = \vartheta_2 = 0$), relevantne relacije za skokove fizičkih veličina se svode na izraze koje važe u slučaju udarnih talasa u klasičnoj dinamici fluida (Goedbloed 2008). Podsećanja radi, u slučaju hidrodinamike izvode se npr. relacije za skok gustine oblika:

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{(\gamma + 1)M_1^2}{(\gamma - 1)M_1^2 + 2}, \quad (2.26)$$

gde sada M označava Mahov broj određen količnikom brzine udarnog talasa i adijabatske brzine zvuka. Jasno je da je za brze udarne talase i $\gamma = 5/3$ ispunjeno da je gustina iza udarnog talasa četiri puta veća od gustine ispred udarnog fronta (videti npr. Milić 1977 i Landau & Lifšic 1987 za detalje). Pri razmatranju normalnih udarnih talasa ($\vartheta_1 = \vartheta_2 = \pi/2$) neophodno je poći od osnovnih relacija (2.19), kada normalni Alfvén-Mahov broj nije definisan. Zgodno je podsetiti se da je u slučaju normalnih udarnih talasa skok gustine dat preko:

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{B_2}{B_1} = \frac{-(1 + \frac{1}{\beta_1} + \frac{\gamma-1}{2}M_1^2) + \sqrt{(1 + \frac{1}{\beta_1} + \frac{\gamma-1}{2}M_1^2)^2 + \frac{2(\gamma+1)(2-\gamma)}{\gamma\beta_1}M_1^2}}{\frac{2(2-\gamma)}{\gamma\beta_1}}, \quad (2.27)$$

pri čemu je M (običan) Mahov broj, a β definisano izrazom (2.13).

U principu, može se govoriti i o kvazi-paralelnim, $0 \leq \vartheta < \pi/4$, i kvazi-normalnim, $\pi/4 < \vartheta \leq \pi/2$, udarnim talasima pri čemu se, generalno, mogu definisati i kosi udarni talasi, $\pi/6 < \vartheta \leq \pi/3$ (Treumann 2009). Može se još govoriti i o tzv. uključujućim (eng. *switch-on*) i isključujućim (eng. *switch-off*) udarnim talasima. Za uključujuće udarne talase važi $\vartheta_1 = 0$ i $\vartheta_2 \neq 0$ dok je za isključujuće $\vartheta_1 \neq 0$ i $\vartheta_2 = 0$ (kao da se nakon prolaska udarnog talasa *uključuje* ili *isključuje* magnetno polje).

2.5 Udarni talasi u slabo-neidealnoj plazmi visoke temperature

Poznato je da se termodinamika plazmi u, bar približno, (lokalnoj) termodinamičkoj ravnoteži, tzv. slabo-neidealnih plazmi, na visokim temperaturama može dosta dobro opisati termodinamikom odgovarajućeg sistema idealnog gasa i ravnotežnog zračenja (Cox & Giuli 1968; Milić 1977). U tom smislu, ukupna unutrašnja energija jedinice mase se može zapisati na sledeći način:

$$\varepsilon = C_V T + \frac{3p_R}{\rho} = \frac{1}{\gamma - 1} \frac{p_g}{\rho} + \frac{3p_R}{\rho} = \frac{1}{\xi - 1} \frac{p}{\rho}, \quad (2.28)$$

gde je $p = p_g + p_R$, ukupan pritisak predstavljen sumom gasnog, p_g i pritiska zračenja, p_R , pri čemu je $\xi = \xi(\gamma, b)$ dato preko:

$$\xi = 1 + \frac{\gamma - 1}{b + 3(\gamma - 1)(1 - b)}, \quad (2.29)$$

gde $b = \frac{p_g}{p}$ predstavlja odnos gasnog prema ukupnom pritisku, dok je γ tzv. adijabatski indeks u slučaju idealnog gasa (odnos specifišnih toplota pri konstantnom pritisku i zapremini). Toplotni kapacitet pri konstantnoj zapremini C_V će se u nastavku podrazumevati konstantnim.

Takođe, poznato je da u slučaju adijabatskih procesa važi (videti Pai 1966):

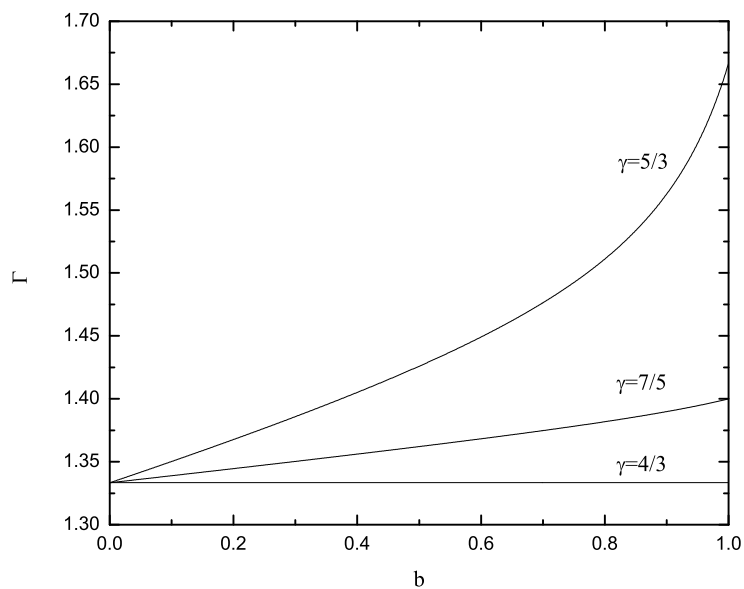
$$\frac{DS}{Dt} \equiv \frac{D}{Dt} (p\rho^{-\Gamma}) = 0, \quad S \equiv p\rho^{-\Gamma}, \quad (2.30)$$

pri čemu je $\Gamma = \Gamma(\gamma, b)$ dato preko:

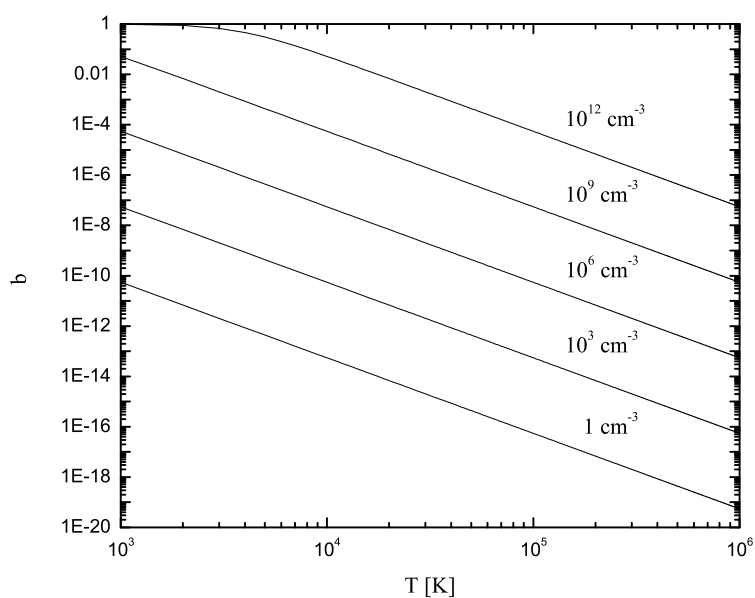
$$\Gamma = b + \frac{(4 - 3b)^2(\gamma - 1)}{b + 12(\gamma - 1)(1 - b)}. \quad (2.31)$$

Kada dominira ravnotežno zračenje ($b = 0$) tada je $\Gamma = 4/3$, dok je u suprotnom ($b = 1$) zadovoljeno $\Gamma = \gamma$. Na slici 4 predstavljena je zavisnost $\Gamma = \Gamma(b)$ za različite vrednosti γ ($5/3$ za jednoatomske gasove, $7/5$ za gasove dvoatomske molekule sličnih molekulu H_2 , oko $4/3$ za složenije gasove). Za gas sačinjen od mešavine molekula, atoma i jona važi $\Gamma \approx 4/3$ (za svaku vrednost b), slično kao i u slučaju $b = 0$ (Schulz

2005). Korisno je napomenuti da je sistem nestabilan na konvekciju pri $\Gamma < \frac{4}{3}$ (Rose 1998).



Slika 4: Zavisnost $\Gamma = \Gamma(b)$ za različite vrednosti γ .



Slika 5: Zavisnost b od temperature za različite vrednosti koncentracija.

Značaj pritiska zračenja se može razmotriti na osnovu sledećeg izraza:

$$b = \frac{p_g}{p} = \frac{1}{1 + \frac{a}{3k} \frac{T^3}{n}}, \quad (2.32)$$

gde su $a = 7.565 \times 10^{-15}$ erg cm⁻³ K⁻⁴ i $k = 1.38 \times 10^{-16}$ erg K⁻¹ konstante. Sa slike 5 se jasno vidi da je pritisak zračenja značajan u slučaju velikog intervala temperatura i koncentracija. Naravno, sve vreme se mora imati u vidu da bar lokalna termodinamička ravnoteža mora biti ostvarena kako bi gore navedeni izrazi bili primenljivi.

U današnjoj literaturi postoji značajan broj radova koji razmatraju hidrodinamičku i magnetohidrodinamičku teoriju udarnih talasa u slabo-neidealnim plazmama visokih temperatura (Auluck & Tandon 1966; Pai 1966; Verma & Srivastava 1972; Castor 2004; Drake 2007; McClarren et al. 2010; Delmont & Keppens 2011; Doss et al. 2011; Li et al. 2011).

U nastavku ove disertacije će biti koncizno predstavljena analiza udarnih talasa u tzv. idealnoj radijativnoj MHD za optički gust slučaj (videti poglavlje 2.5.1). Posebno će biti diskutovana situacija, u kojoj su dozvoljeni skokovi adijabatskog indeksa γ i/ili parametra b (videti poglavlje 2.5.2). Rezultati koji slede su publikovani u radu Onić (2012).

2.5.1 Jednačine za skokove fizičkih parametara

U slučaju slabo-neidealnih plazmi, kada su efekti ravnotežnog zračenja nezamarni, važiće sledeće jednačine idealne nerelativističke radijativne MHD, za optički gustu sredinu, zanemarujući gravitacionu silu:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (2.33a)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \mathbf{v}) + \nabla \cdot \left(\rho \mathbf{v} \mathbf{v} + \left(p + \frac{1}{2} B^2 \right) \hat{\mathbf{I}} - \mathbf{B} \mathbf{B} \right) = 0, \quad (2.33b)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} \rho v^2 + \frac{p}{\xi - 1} + \frac{1}{2} B^2 \right) + \nabla \cdot \left(\left(\frac{1}{2} \rho v^2 + \frac{\xi}{\xi - 1} p + B^2 \right) \mathbf{v} - \mathbf{v} \cdot \mathbf{B} \mathbf{B} \right) = 0, \quad (2.33c)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{v} \mathbf{B} - \mathbf{B} \mathbf{v}) = 0, \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0. \quad (2.33d)$$

Pri zapisu gornjih jednačina korišćen je, ranije pomenut, $\mu_0 = 1$ sistem. Po-
drazumeva se da je b konstantan parametar.

Slično kao i u prethodnom slučaju (slabo-neidealnih plazmi kod kojih je tempe-
ratura dovoljno mala da se efekti pritiska ravnotežnog zračenja mogu zanemariti –
poglavljje 2.4) mogu se napisati uslovi za skokove fizičkih veličina u sistemu vezanom
za udarni talas na sledeći način:

$$[[\rho v_n]] = 0, \quad (2.34a)$$

$$[[B_n]] = 0, \quad (2.34b)$$

$$\rho v_n [[\mathbf{v}_t]] = B_n [[\mathbf{B}_t]], \quad (2.34c)$$

$$B_n^2 [[\mathbf{B}_t]] = \rho^2 v_n^2 \left[\left[\frac{\mathbf{B}_t}{\rho} \right] \right], \quad (2.34d)$$

$$\left[\left[p + \frac{1}{2} B_t^2 \right] \right] + \rho^2 v_n^2 \left[\left[\frac{1}{\rho} \right] \right] = 0, \quad (2.34e)$$

$$\left[\left[\frac{\xi}{\xi - 1} \frac{p}{\rho} \right] \right] + \frac{1}{2} \left(\frac{\rho v_n}{B_n} \right)^2 \left[\left[\frac{B^2}{\rho^2} \right] \right] = 0. \quad (2.34f)$$

Indeksi „n” i „t”, kao i ranije, označavaju normalne i tangencijalne pravce u
odnosu na udarni front, respektivno. Jasno je da je neophodno uključiti i izraz koji
ukazuje na rast entropije:

$$[[p\rho^{-\Gamma}]] \leq 0. \quad (2.34g)$$

Na ovom mestu su od interesa MHD udarni talasi, pa se neće razmatrati granične
sredine kao i rotacioni diskontinuiteti.

Prateći standardno izvođenje u slučaju niskotemperaturnih slabo-neidealnih
plazmi (videti poglavljje 2.4), uvodeći odgovarajuće bezdimenzione veličine i prelaskom
u de Hofman-Telerov koordinatni sistem mogu se izvesti sledeće relacije:

$$\left[\left[\frac{\xi}{\xi - 1} \bar{p} M^2 + \frac{1}{2} (1 + \bar{B}_t^2) M^4 \right] \right] = 0, \quad (2.35a)$$

$$[[\bar{p} M^{2\Gamma}]] \leq 0, \quad (2.35b)$$

koje prate sledeće veze:

$$\bar{B}_{t2} = \frac{M_1^2 - 1}{M_2^2 - 1} \bar{B}_{t1}, \quad (2.36a)$$

$$\bar{p}_2 = \bar{p}_1 + (M_1^2 - M_2^2) \left[1 - \frac{1}{2} \bar{B}_{t1}^2 \frac{M_1^2 + M_2^2 - 2}{(M_2^2 - 1)^2} \right], \quad (2.36b)$$

i definicije:

$$\bar{B}_{ti} \equiv \tan \vartheta_i \equiv \frac{B_{ti}}{|B_n|}, \quad \bar{p}_i \equiv \frac{1}{2} \beta_i (1 + \tan^2 \vartheta_i), \quad \beta_i \equiv \frac{2p_i}{B_i^2}, \quad (i = 1, 2) \quad (2.37)$$

dok

$$M^2 \equiv \frac{v_n^2}{v_{An}^2} = \frac{\rho v_n^2}{B_n^2}, \quad v_{An}^2 = \frac{B_n^2}{\rho}, \quad (2.38)$$

kao i ranije, predstavlja tzv. normalni Alfven-Mahov broj.

Ukoliko se vrednosti γ i b ne menjaju pri prolasku udarnog talasa, što implicira i da se Γ i ξ ne menjaju, mogu se izvesti koncizne relacije koje oslikavaju uslove koji moraju biti zadovoljeni na osnovu zakona održanja energije (2.35a) i rasta entropije (2.35b). Tako, iz (2.35a) sledi sledeća relacija:

$$\begin{aligned} f &= f(M_2^2; M_1^2, \bar{B}_{t1}^2, \bar{p}_1, \gamma, b) = 0 \\ f &\equiv (M_2^2 - 1)^2 \{ (\xi + 1)M_2^2 - (\xi - 1)M_1^2 - 2\xi\bar{p}_1 \} + \\ &+ \bar{B}_{t1}^2 \{ (\xi - 1)(M_2^2 - 1)(M_1^2 - M_2^2) - M_2^2(M_1^2 + M_2^2 - 2) \}, \end{aligned} \quad (2.39)$$

dok se (2.35b), odnosno uslov rasta entropije, može zapisati preko:

$$\begin{aligned} g &= g(M_2^2; M_1^2, \bar{B}_{t1}^2, \bar{p}_1, \gamma, b) \geq 0 \\ g &\equiv (M_2^2 - 1)^2 \left\{ M_1^2 - M_2^2 - \bar{p}_1 \left[\left(\frac{M_1^2}{M_2^2} \right)^\Gamma - 1 \right] \right\} - \\ &- \frac{1}{2} \bar{B}_{t1}^2 (M_1^2 - M_2^2)(M_1^2 + M_2^2 - 2). \end{aligned} \quad (2.40)$$

Kriva $M_2^2 = M_2^2(M_1^2)$ odnosno funkcija f predstavljena izrazom (2.39) preseca različite oblasti $M_1^2 - M_2^2$ ravni, određene vrednostima karakterističnih brzina Alfvenovih (v_A), brzih (v_f) i sporih (v_s) MHD talasa (pre i nakon prolaska udarnog fronta). U tom smislu, udarni talasi mogu biti klasifikovani prema vrednostima koje zado-

voljavaju M_1^2 i M_2^2 u odnosu na sledeće karakteristične veličine:

$$M_A \equiv 1, \quad M_{f,s}^2 \equiv \frac{1}{2} (\Gamma \bar{p} + \bar{B}^2) \pm \frac{1}{2} \sqrt{(\Gamma \bar{p} + \bar{B}^2)^2 - 4\Gamma \bar{p}}, \quad (2.41)$$

pri čemu je vođeno računa o definiciji (2.38) i izrazu za brzine brzih i sporih MHD talasa (Goedbloed et al. 2010):

$$v_{f,sn}^2 = \frac{1}{2\rho} \left(\Gamma p + B^2 \pm \sqrt{(\Gamma p + B^2)^2 - 4\Gamma p B_n^2} \right), \quad \bar{B}^2 = \bar{B}_t^2 + 1. \quad (2.42)$$

U idealnoj radijativnoj MHD, brzine sporih i brzih MHD talasa imaju isti oblik kao i u standardnoj idealnoj MHD, osim što adijabatska brzina zvuka menja oblik (Pai 1966). Dakle, ukoliko se uključe efekti ravnotežnog zračenja, brzina tzv. radijativnog akustičkog talasa c_R je data preko:

$$c_R^2 = \frac{\Gamma p}{\rho} = c^2 \zeta, \quad c^2 = \frac{\gamma p_g}{\rho}, \quad \zeta = \frac{b^2 + 20 \left(\frac{\gamma-1}{\gamma} \right) b(1-b) + 16 \left(\frac{\gamma-1}{\gamma} \right) (1-b)^2}{b^2 + 12(\gamma-1)b(1-b)}. \quad (2.43)$$

Ravan $M_1^2 - M_2^2$ je podeljena na nekoliko delova u smislu karakterističnih vrednosti brzina MHD talasa (odnosno odgovarajućih Mahovih brojeva) ispred i iza udarnog fronta. Mahovi brojevi, definisani u zavisnosti od tipa MHD talasa, za neporemećen fluid odgovaraju sledećim vrednostima: $M_1^2 = M_{s1}^2 (\leq 1)$, $M_1^2 = M_A^2 (\equiv 1)$, i $M_1^2 = M_{fl}^2 (\geq 1)$. Iza udarnog fronta, za Alfvénove talase važi $M_2^2 = M_{A2}^2 (\equiv 1)$ dok su, sa druge strane, za spore i brze MHD talase odgovarajuće relacije komplikovanije i predstavljene sledećim izrazom:

$$h = h(M_2^2; M_1^2, \bar{B}_{t1}^2, \bar{p}_1, \gamma, b) = 0$$

$$h \equiv (M_2^2 - 1)^3 \{ \Gamma M_1^2 - (\Gamma + 1)M_2^2 + \Gamma \bar{p}_1 \} +$$

$$+ \bar{B}_{t1}^2 \left\{ M_2^2 (M_1^2 - 1)^2 - \frac{1}{2} \Gamma (M_2^2 - 1) (M_1^2 - M_2^2) (M_1^2 + M_2^2 - 2) \right\}. \quad (2.44)$$

Na slici 6 su predstavljene krive f (kriva u $M_1^2 - M_2^2$ ravni koja predstavlja vrednosti Mahovih brojeva koje zadovoljavaju relaciju za skokove fizičkih veličina izvedene iz zakona održanja energije) za $\Gamma = \xi = 4/3$ pri različitim vrednostima plaz-

menog β_1 (1.5, 0.1, 10) i ugla $\vartheta_1 = 0.25\pi$ (crna linija). Fizički smislene vrednosti leže unutar granica krive koja predstavlja uslov rasta entropije označene crvenom linijom. Na slici 6 su označene i karakteristične linije (Mahovi brojevi koji odgovaraju brzinama MHD talasa pre i nakon prolaska udarnog talasa) koje dele $M_1^2 - M_2^2$ ravan na nekoliko oblasti (tačkaste linije). Konačno, označeni su i pojedini tipovi (dozvoljenih) udarnih talasa (spori S, srednjih brzina IM i brzi F). Dozvoljeni isključujući udarni talasi (slučaj kada $M_1^2 = 1$ linija preseca krivu f) su takođe označeni. Tačke S, A, i F ukazuju na spore, Alfvenove i brze talase.

Korisno je još primetiti da se plazmeno β može zapisati preko:

$$\beta = \frac{2}{\Gamma} \frac{c_R^2}{v_A^2}, \quad (2.45)$$

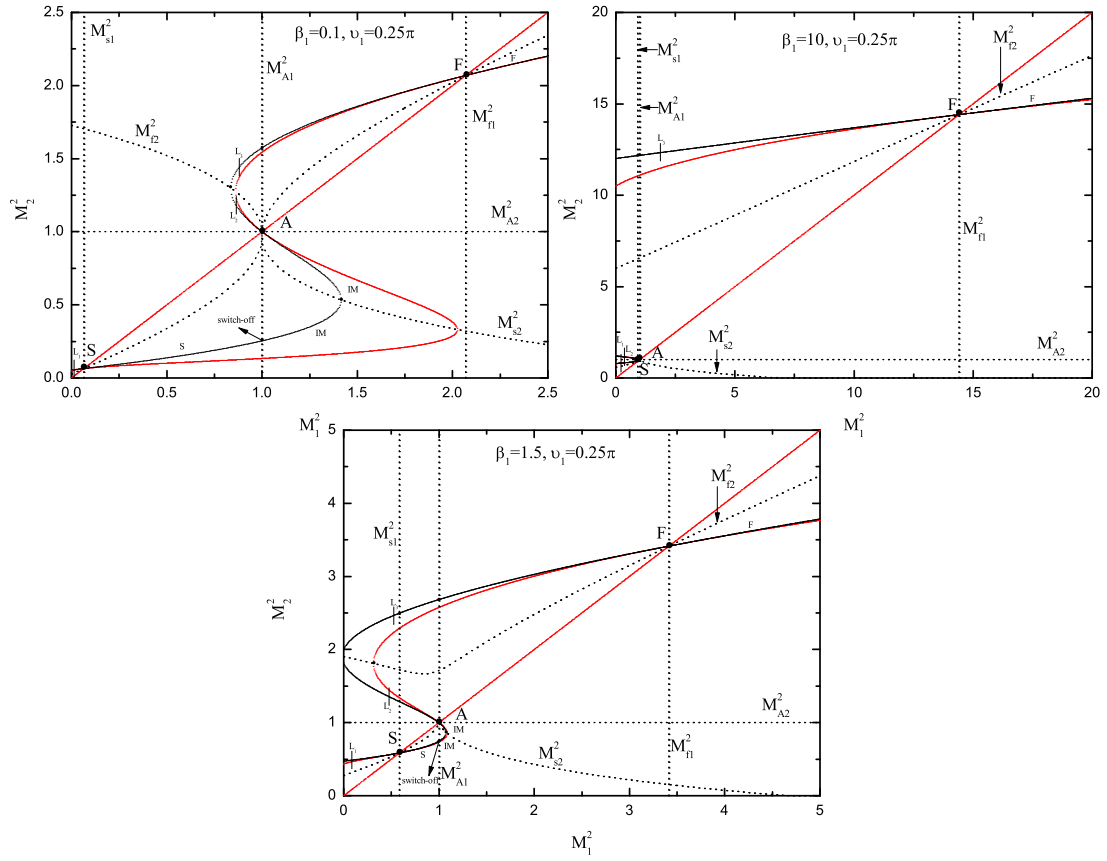
ukazujući na postojanje dva karakteristična režima: $\beta \ll 1$, kada dominira magnetni pritisak, i $\beta \gg 1$, kada suma gasnog i pritiska zračenja preovlađuje. Za $\Gamma = 4/3$ važi $\beta = 1.5 c_R^2/v_A^2$. Delovi krive f pri kojima je $\beta_2 < 0$ nisu fizički smisljeni i na slici 6 su označeni slovima L_i , $i = 1, 2, 3$.

Korisno je naglasiti da bi skok ξ i Γ bio prouzrokovan skokom γ i/ili b . Iako se konstantnost b u razmatranom sistemu može pretpostaviti u nekim slučajevima, promena ovog parametra (skok) nakon prolaska udarnog fronta je generalno očekivana jer dolazi do skoka temperature i gustine. Naravno, ako je zadovoljeno $n_2 = \chi n_1$ i $T_2 = \phi T_1$, gde su χ i ϕ faktor kompresije i rasta temperature, tada je nepromenljivost parametra b , pre i nakon prolaska udarnog talasa jedino osigurana pri $\chi = \phi^3$ (videti izraz 2.32), što je generalno dosta gruba pretpostavka. Inače, ukoliko je $b_1 = b_2 = 1$ (idealni gas) onda je $\xi = \Gamma = \gamma$, pa prema tome, ukoliko nema skoka adijabatskog indeksa γ , gore navedeni izrazi svode se na analogne za slučaj nižih temperatura (Goedbloed 2008). Konačno, u slučaju kada je $\gamma_1 = 4/3$, $b_1 = 1$, $\gamma_2 = 5/3$, $b_2 = 0$ ne dolazi do skoka $\Gamma = \xi = 4/3$, tako da su gore navedene relacije i dalje primenljive.

Prilikom crtanja krivih f i h (slika 6) korišćena je Lagerova³³ metoda za numeričko nalaženje nula polinoma (Press et al. 1992). U slučaju izraza (2.40) upotrebljena je van Vijngarden-Deker-Brentova metoda (eng. *van Wijngaarden-Dekker-*

³³*Edmond Nicolas Laguerre, 1834-1886.*

Brent) za nalaženje nula jednodimenzionih funkcija (Press et al. 1992).



Slika 6: Krive koje opisuju skokove fizičkih parametara (pri $\Gamma = 4/3$) za različite vrednosti β_1 (1.5, 0.1, 10) i $\nu_1 = 0.25\pi$. Obeleženi su samo oni udarni talasi koji su dozvoljeni uslovom rasta entropije koji predstavlja površinu ograničenu crvenom linijom (spori S, srednjih brzina IM i brzi F). Delovi krive f pri kojima je $\beta_2 < 0$ nisu fizički smisleni i označeni su slovima $L_i, i = 1, 2, 3$.

2.5.2 Slučaj kada γ i/ili b trpe skok

U principu, udarni talas može prouzrokovati disocijaciju molekula ili, uzrokujući rast temperature, stvoriti uslove za приметne efekte ravnotežnog zračenja. Ukoliko se dopuste skokovi Γ i ξ (odnosno γ i/ili b) mogu se izvesti relacije slične onima koje su opisane u prethodnom poglavlju. Tako se uslov izveden iz zakona održanja energije (2.35a) može zapisati u formi polinoma oblika:

$$\begin{aligned}
 f &= f(M_2^2; M_1^2, \bar{B}_{t1}^2, \bar{p}_1, \xi_1, \xi_2) = 0 \quad (2.46) \\
 f &\equiv (M_2^2)^4 [-(\xi_2 + 1)] + (M_2^2)^4 [\bar{B}_{t1}^2 \xi_2 + 2\bar{p}_1 \xi_2 + 2M_1^2 \xi_2 + 2\xi_2 + 2] + \\
 &+ (M_2^2)^2 [2\bar{B}_{t1}^2 (-M_1^2 \xi_2 + M_1^2 - \frac{1}{2}(\xi_2 + 1)) + 2\bar{p}_1 \xi_2 \left(-\frac{\xi_1 \xi_2 - 1}{\xi_2 \xi_1 - 2} M_1^2 - 2 \right) - \\
 &- M_1^4 (\xi_2 - 1) - 4\xi_2 M_1^2 - \xi_2 - 1] + M_2^2 [\bar{B}_{t1}^2 M_1^2 (\xi_2 M_1^2 - 2M_1^2 + 2\xi_2) + \\
 &+ 2\bar{p}_1 \xi_2 \left(2\frac{\xi_1 \xi_2 - 1}{\xi_2 \xi_1 - 1} M_1^2 + 1 \right) + 2M_1^4 (\xi_2 - 1) + 2M_1^2 \xi_2] - \\
 &- \bar{B}_{t1}^2 M_1^4 (\xi_2 - 1) - 2\bar{p}_1 \xi_1 \frac{\xi_2 - 1}{\xi_1 - 1} M_1^2 - M_1^4 (\xi_2 - 1).
 \end{aligned}$$

Jasno se uočava da prethodno navedena relacija ne samo što je nelinearna po M_2^2 već i po M_1^2 (za razliku od 2.39).

Uslov koji ukazuje na rast entropije postaje:

$$\begin{aligned}
 g &= g(M_2^2; M_1^2, \bar{B}_{t1}^2, \bar{p}_1, \Gamma_1, \Gamma_2) \geq 0 \\
 g &\equiv (M_2^2 - 1)^2 \left\{ M_1^2 - M_2^2 - \bar{p}_1 \left[\left(\frac{M_1^{\Gamma_1}}{M_2^{\Gamma_2}} \right)^2 - 1 \right] \right\} - \\
 &- \frac{1}{2} \bar{B}_{t1}^2 (M_1^2 - M_2^2) (M_1^2 + M_2^2 - 2). \quad (2.47)
 \end{aligned}$$

Izraz sličan (2.44), za granične vrednosti sporih i brzih MHD talasa iza udarnog fronta je određen preko:

$$\begin{aligned}
 h &= h(M_2^2; M_1^2, \bar{B}_{t1}^2, \bar{p}_1, \Gamma_1, \Gamma_2) = 0 \\
 h &\equiv (M_2^2 - 1)^3 \{ \Gamma_2 M_1^2 - (\Gamma_2 + 1) M_2^2 + \Gamma_2 \bar{p}_1 \} + \\
 &+ \bar{B}_{t1}^2 \left\{ M_2^2 (M_1^2 - 1)^2 - \frac{1}{2} \Gamma_2 (M_2^2 - 1) (M_1^2 - M_2^2) (M_1^2 + M_2^2 - 2) \right\}, \quad (2.48)
 \end{aligned}$$

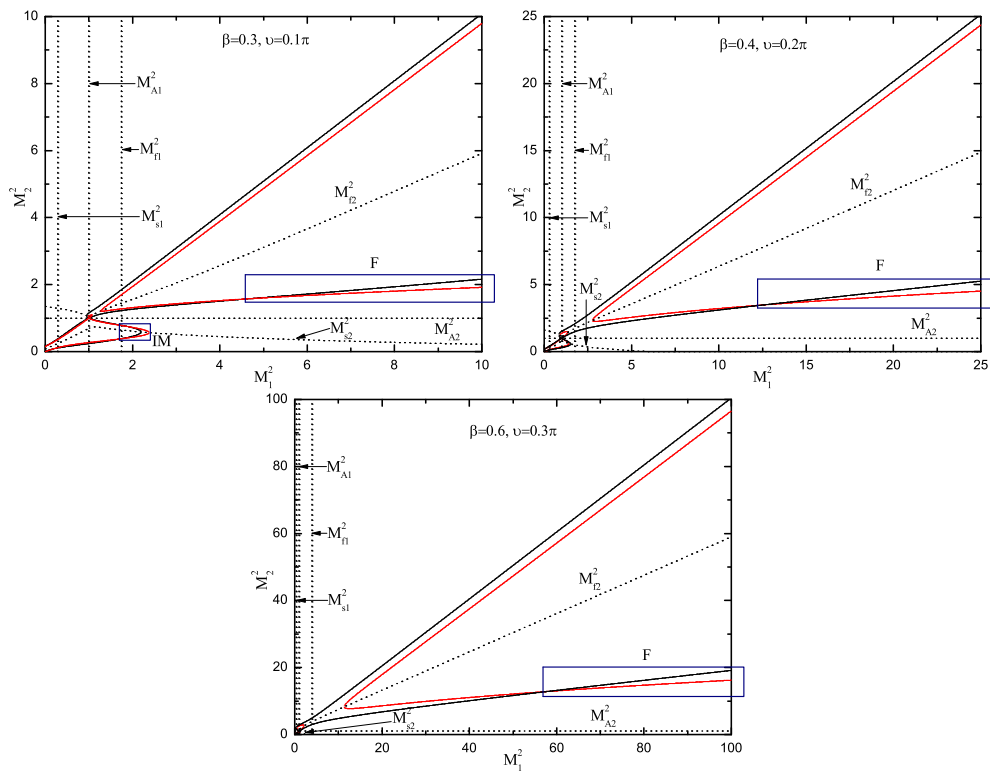
odnosno prostom zamenom Γ_2 u (2.44) umesto Γ .

Udarni talas zagreva gas i u slučaju jednoatomskog gasa ($\gamma = 5/3$) pritisak

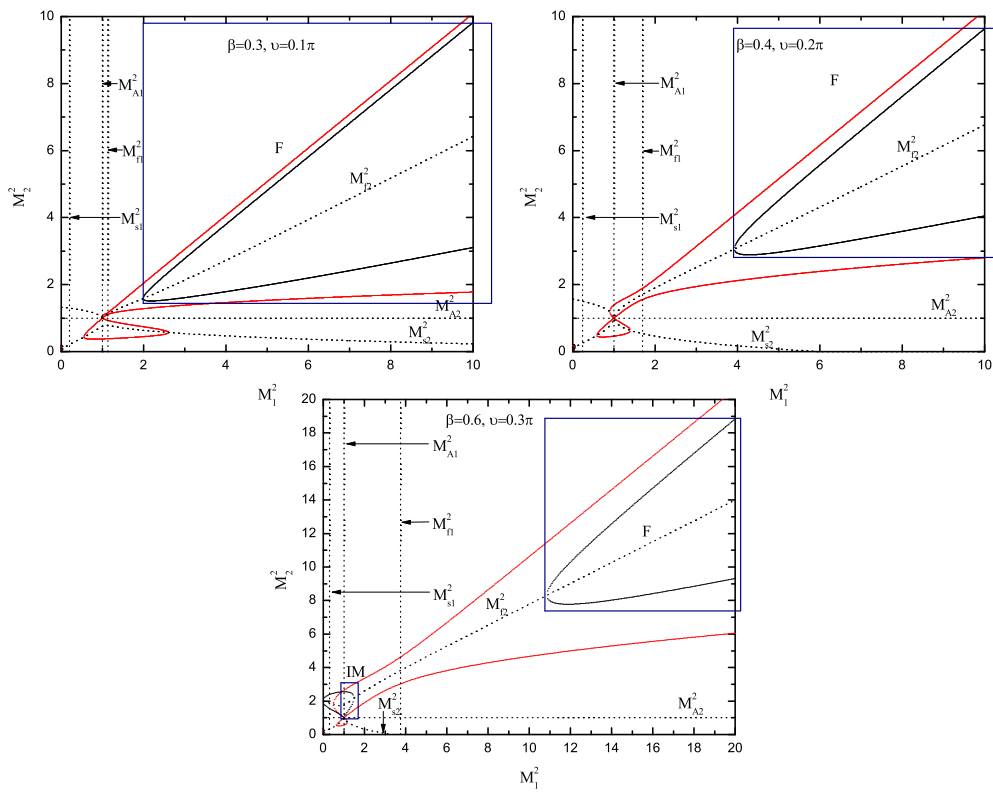
ravnotežnog zračenja može postati značajan u oblasti iza udarnog fronta tako da je zadovoljen skok $b_1 = 1$ u $b_2 \approx 0$. U tom slučaju javlja se skok sa $\Gamma_1 = 5/3$ na $\Gamma_2 \approx 4/3$ (slično važi i za ξ). Na slici 7 su (crnom linijom) predstavljene krive f (pri $\Gamma_1 = 5/3 \rightarrow \Gamma_2 = 4/3$) za različite vrednosti relevantnih parametara ($\beta_1 = 0.3$, $\vartheta_1 = 0.1\pi$, $\beta_1 = 0.4$, $\vartheta_1 = 0.2\pi$, i $\beta_1 = 0.6$, $\vartheta_1 = 0.3\pi$). Inače za $\beta_1 = 0.3$, $\vartheta_1 = 0.1\pi$, pored brzih udarnih talasa (F) dozvoljeni su i udarni talasi srednjih brzina (IM). Dozvoljene oblasti, u smislu restrikcije koju zadaje rast entropije, označene su plavim pravougaonikom.

Kao što je već napomenuto, udarni talas može prouzrokovati i disocijaciju molekula. Inače, slični izrazi relacijama (2.46–2.48) mogu se napisati za slučaj $b = 1$ tako da γ zamenjuje Γ i ξ u svim relevantnim izrazima. Ukoliko se npr. udarni talas prostire kroz gas sa $\gamma_1 = 4/3$, može doći i do disocijacije i do jonizacije i prelaska u stanje sa $\gamma_2 = 5/3$. Na slici 8 su predstavljene krive f (pri $\gamma_1 = 4/3 \rightarrow \gamma_2 = 5/3$) za različite vrednosti relevantnih parametara ($\beta_1 = 0.3$, $\vartheta_1 = 0.1\pi$, $\beta_1 = 0.4$, $\vartheta_1 = 0.2\pi$, i $\beta_1 = 0.6$, $\vartheta_1 = 0.3\pi$). Dozvoljene oblasti, u smislu ograničenja koju zadaje rast entropije, opet su označene plavim pravougaonikom.

Na kraju je još korisno spomenuti i tzv. uslov zadovoljavanja kauzalnosti (Goedbloed et al. 2010). Naime, dozvoljeno je prostiranje udarnih talasa samo ako je $M_1^2 > M_2^2$ (Treumann 2009). Sada je jasno da gornja grana brzih udarnih talasa na slici 8 ne zadovoljava taj uslov. Za $\beta_1 = 0.6$, $\vartheta_1 = 0.3\pi$, pored brzih udarnih talasa (F) dozvoljeni su i udarni talasi srednjih brzina (IM). Sa druge strane, jasno se uočava da za udarne talase srednjih brzina, koji obuhvataju deo krive f između karakterističnih linija M_{A1}^2 i M_{f1}^2 i iznad $M_{A2}^2 = 1$ linije u $M_1^2 - M_2^2$ ravni i razdvojene krivom $M_2^2 = M_{f2}^2$, važi $M_2^2 > M_1^2$, tako da kriterijum kauzalnosti nije zadovoljen. Za odgovarajuće vrednosti relevantnih parametara (npr. $\beta_1 = 0.1$, $\vartheta = 0.25\pi$) spori i udarni talasi srednjih brzina su dozvoljeni.



Slika 7: Krive koje opisuju skokove fizičkih parametara (pri $\Gamma_1 = 5/3 \rightarrow \Gamma_2 = 4/3$) za različite vrednosti parametara β i ϑ . Dozvoljene oblasti, u smislu ograničenja koju zadaje rast entropije, označene su plavim pravougaonikom.



Slika 8: Krive koje opisuju skokove fizičkih parametara (pri $\gamma_1 = 4/3 \rightarrow \gamma_2 = 5/3$) za različite vrednosti relevantnih parametara. Dozvoljene oblasti, u smislu ograničenja koju zadaje rast entropije, označene su plavim pravougaonikom.

2.6 Bezsudarni udarni talasi

Plazma koja sačinjava MZS se, u principu, svrstava u tzv. bezsudarne plazme. Ta činjenica implicira niz specifičnosti MZS u odnosu na klasične gasne plazme.

U slučaju klasične gasne plazme sudari (binarna interakcija) među česticama su glavni izvor razmene energije. Sudari obezbeđuju uspostavljanje Maksvelove raspodele dok je debljina udarnog fronta formiranog u razmatranoj plazmi reda veličine srednje slobodne putanje čestica. Sa druge strane, srednja slobodna putanja čestica u MZS je znatno veća od prosečnih dimenzija OSN (videti jednačinu 9.13 u Kaplan 1966). Zato je jasno da sudari neće igrati značajnu ulogu u formiranju udarnih talasa u MZS. Zapravo, u slučaju bezsudarnih udarnih talasa u MZS disipativni procesi nisu uzrokovani binarnom interakcijom čestica (sličnih masa) već putem tzv. čestica-talas interakcije³⁴ (Reynolds 2008).

Debljina udarnog fronta je u slučaju bezsudarnih udarnih talasa mnogo manja od srednje slobodne putanje čestica u MZS (reda ciklotronskog radijusa (termalnih) protona). Veoma je bitno primetiti i da temperature elektrona i protona (jona) neće biti jednake odmah nakon prolaska udarnog fronta, kako je usled nedostatka binarne interakcije potrebno relativno dugo vremena da bi se postigla temperaturska ravnoteža (videti poglavlje 4.7).

Ranije je spomenuto da se MHD model može koristiti i pri razmatranju bezsudarnih plazmi u magnetnom polju kada je prostorna skala posmatranog fenomena mnogo veća od ciklotronskog radijusa naelektrisanih čestica i tipična frekvencija posmatranog procesa mnogo manja od odgovarajuće ciklotronske frekvencije (Landau & Lifšic 1981). Izvedene relacije za skokove fizičkih parametara dovoljno daleko ispred i iza udarnog fronta se, u principu, mogu i dalje koristiti.

Detaljnije teorijsko razmatranje bezsudarnih udarnih talasa podrazumeva upotrebu kinetičke teorije te izlazi iz okvira osnovnog sadržaja ove disertacije. Odličan pregled teorije ovih specifičnih udarnih talasa dat je u nekoliko knjiga i preglednih članaka (Tidman & Krall 1971; Treumann 2009; Balogh & Treumann 2013).

³⁴Zanimljivo je pomenuti da je visoki stepen izotropije kosmičkih zraka upravo posledica čestica-talas interakcije. Naime, usled superalfvenovskog kretanja kosmičkih zraka kroz MZS dolazi do kvazilinearne čestica-talas interakcije koja, između ostalog uzrokuje i promenu pravca njihovog prostiranja (videti npr. poglavlje 12 u Kulsrud 2005).

2.6.1 Ubrzavanje čestica na udarnim talasima

Pored objašnjavanja samog fenomena udarnih talasa, ostaci supernovih omogućavaju i analizu u svetlu teorija ubrzavanja čestica u MZS. Detekcija kosmičkih zraka (visokoenergetskih protona, jezgara helijuma i težih elemenata, kao i elektrona) ukazuje na prisustvo aktivnih mehanizama ubrzavanja čestica u vasioni. Kako najnovija istraživanja pokazuju, OSN su najznačajniji objekti u kojima se formiraju Galaktički kosmički zraci³⁵.

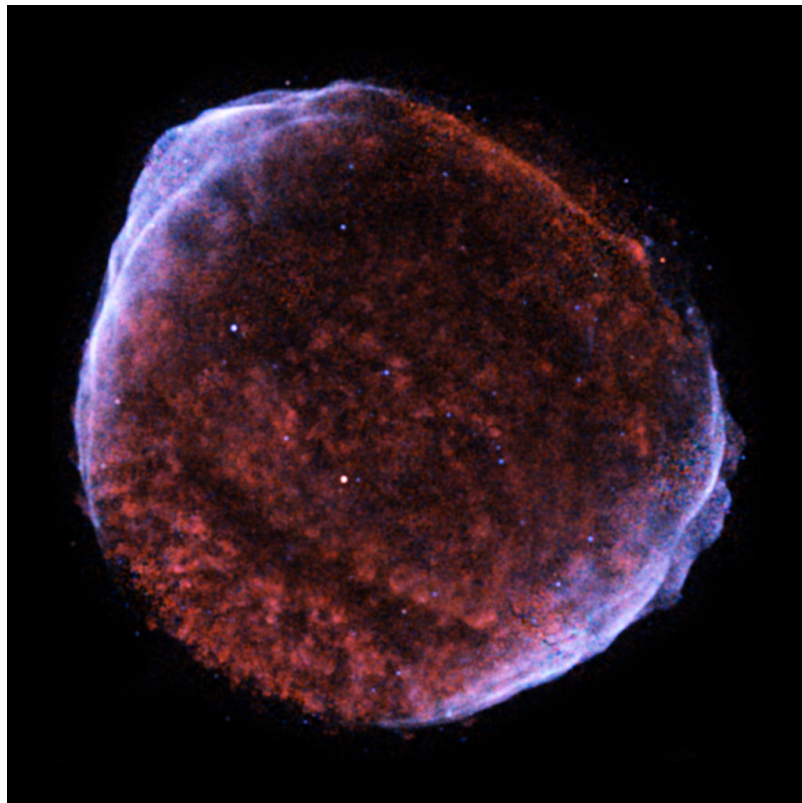
Detekcija sinhrotronskog zračenja OSN u radio i X-području ukazuje na prisustvo netermalne populacije elektrona (pozitrona) energija od reda GeV do nekoliko TeV, respektivno (videti poglavlje 4). Danas se smatra da je osnovni mehanizam zaslužan za ubrzavanje čestica u OSN tzv. Fermi³⁶ I ili DSA proces (eng. *diffusive shock acceleration*). Usled čestica-talas interakcije dolazi do rasejavanja čestica u smislu promene njihovog smera kretanja. Na taj način, čestice mogu više puta prolaziti kroz sam (bezudarni) udarni front (prelaziti ispred i iza udarnog fronta) i, kako je utvrđeno, pri svakom prolazu ostvariti povećanje kinetičke energije proporcionalno količniku intenziteta brzine udarnog talasa i brzine čestice koja je približno jednaka brzini svetlosti. Bitno je istaći i da je pitanje pojačanja magnetnog polja unutar OSN, neophodnog da bi se objasnilo posmatrano sinhrotronsko zračenje, neraskidivo od same diskusije o ubrzavanju čestica (Bykov et al. 2012; Schure et al. 2012).

U okviru ove disertacije neće biti detaljno diskutovane različite teorije, kao ni temeljno predstavljeni tekući problemi u razmatranju ubrzavanja čestica, već će biti samo naglašene njihove najznačajnije posledice za zračenje OSN. Danas postoji nekoliko knjiga i preglednih radova u kojima je detaljno izložena teorija ubrzavanja čestica (Lequeux 2005; Kulsrud 2005; Reynolds 2008; Longair 2011; Vink 2012; Helder et al. 2012).

Na slici 9 je prikazan ostatak SN 1604 u X-području. Dok je meko X-zračenje termalne prirode, tvrdo (predstavljeno plavom bojom) ukazuje na sinhrotronski mehanizam (videti poglavlje 4).

³⁵Kosmički zraci manjih energija (do tzv. *kolena*, odnosno početka blagog ustrmljavanja njihovog energetskog spektra na oko 10^{15} eV) su, pre svega, Galaktičkog porekla (Aharonian et al. 2012).

³⁶Enriko Fermi (*Enrico Fermi*, 1901-1954) je dobitnik Nobelove nagrade za fiziku 1938. godine.



Slika 9: OSN G327.6+14.6 (SN 1604) u X-području. Zračenje iz unutrašnjosti ostatka je termalnog porekla. Plavičaste oblasti predstavljaju emisiju tvrdog X-zračenja (> 1 keV) sinhrotronskog porekla (boje su lažne) (izvor: *Chandra*, *NASA*).

3 Dinamička evolucija ostataka supernovih

Nastanak OSN se vezuje za formiranje jednog bezsudarog udarnog talasa koji se zatim širi kroz MZS dugi niz godina. Jasno je da će pored inicijalnih parametara same SN (mase izbačenog zvezdanog omotača i odgovarajuće kinetičke energije) za evoluciju OSN biti od velikog značaja karakteristike MZS kroz koju se prostire. Drugim rečima, *život* OSN koji se šire kroz ređu, gušću, ili pak izraženo heterogenu sredinu, biće veoma različit. Iz tog razloga bi se sa pravom moglo reći da je evolucija (kako dinamička tako i radijativna) svakog OSN specifična. Ipak, obično se diskutuje o različitim, opštim fazama u evoluciji OSN pri čemu se uvode, u principu, približni analitički modeli koji ih opisuju. Naravno, u zavisnosti od konkretne situacije, odstupanja će biti više ili manje izražena. Obično se, u slučaju realističnijih modela, koriste numeričke simulacije.

Tokom ovog poglavlja biće koncizno predstavljena standardna, približna slika evolucije klasičnih OSN, čija dinamika nije vođena prisustvom centralnog pulsara. U okviru ove disertacije neće biti detaljnije diskusije o tzv. pulsarskim maglinama.

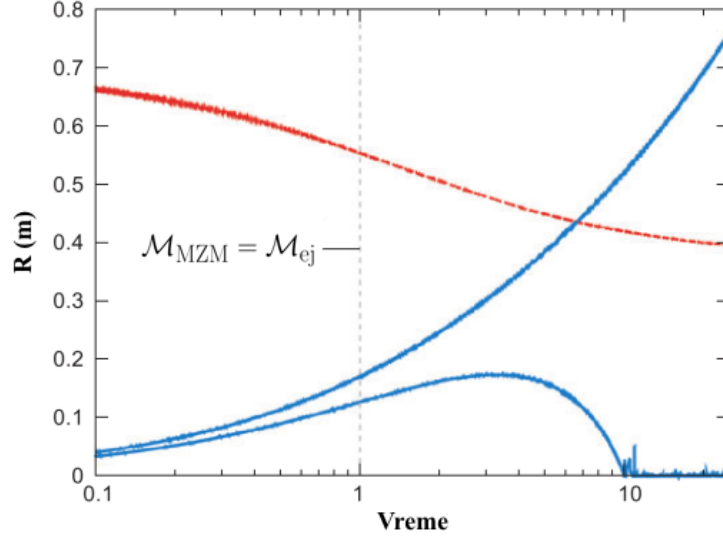
3.1 Osnovne faze evolucije OSN

Odbačeni zvezdani materijal, nakon eksplozije supernove, širi se kroz MZS brzinama i do nekoliko desetina hiljada kilometara u sekundi (za SN Ia reda 10^4 km/s, a za ostale, kolapsirajuće SN, oko 5000 km/s). Kao što je već napomenuto, doći će do formiranja jakog bezsudarnog udarnog talasa (Mahovog broja reda 1000) koji, praktično, označava rođenje OSN. Zvezdani materijal se u početku kreće gotovo neometano i adijabatski hladi. Sa druge strane, vodeći udarni talas koji se prostire kroz MZS, nakon kratkog vremena počinje da usporava, te samim tim dolazi i do naglog usporavanja odbačenog zvezdanog materijala koji se do tada kretao neometano. U tom trenutku nastaje tzv. povratni udarni talas. Upravo je ovaj, povratni udarni talas, zaslužan za zagrevanje zvezdanog materijala do temperatura dovoljnih za emisiju u X-području. Zapravo, u početku se pomenuti udarni talas kreće u istom smeru kao i vodeći udarni talas OSN. Kada pritisak ljuske, koju čini materijal prebrisan udarnim talasom, postane veći od kinetičkog pritiska još uvek slo-

bodno prostirućeg zvezdanog materijala, povratni udarni talas menja smer odnosno počinje da se kreće ka centru ostatka. On konačno nestaje uz mogućnost određenog broja reverberacija. Plavim linijama na slici 10 je predstavljena zavisnost radijusa vodećeg (gore) i povratnog (dole) udarnog talasa u vremenu, na osnovu rezultata 1D numeričkih simulacija (Reynolds 2008). Pored zagrevanja odbačenog zvezdanog materijala, povratni udarni talas je značajan i za evoluciju tzv. pulsarskih maglina (videti poglavlje 3.2). Ljuska prebrisane okolne MZS je odvojena od ljuske zagrejanog zvezdanog materijala graničnom površinom tipa kontaktnog diskontinuiteta (dakle, pritisak ne trpi skok na kontaktnom diskontinuitetu). Zapravo, u realnosti je za očekivati da ta granična površina bude nestablina (Rejli-Tejlorova nestabilnost) dovodeći do stanja izražene turbulencije. Povratni udarni talas je prisutan kod mladih OSN starosti do nekoliko hiljada godina. Dok rub plavičastog pojasa koji okružuje OSN Cas A, na slici 11, predstavlja vodeći udarni talas, svetli, kružni delovi označavaju ugrejan materijal odbačen eksplozijom OSN, te ukazuju na položaj povratnog udarnog talasa. Na kraju, korisno je spomenuti i da će efikasno ubrzanje čestica značajno uticati na dinamiku mladih OSN (za detalje videti npr. Vink 2012).

Sve dok masa prebrisane MZM ne dostigne nekoliko vrednosti mase odbačenog zvezdanog materijala trajaće početna faza evolucije OSN koju dakle, određuje prisustvo dva udarna talasa (videti sliku 10). U preglednom radu Rejnoldsa (Reynolds 2008) mogu se naći detalji vezani za analitičke modele primenljive u ovoj fazi. Na slici 10 je crvenom bojom prikazana promena indeksa m , koji određuje vremensku promenu radijusa udarnog talasa $R_S \propto t^m$, tokom početne faze u evoluciji OSN. Ova faza se uglavnom naziva faza slobodnog širenja (grubo podrazumevajući $R_S \propto t$), iako je jasno da taj naziv nije najpodesniji (Vink 2012). Naime, OSN se slobodno širi veoma kratko (svega nekoliko dana) pre formiranja povratnog udarnog talasa (Reynolds 2008). Zato bi se moglo govoriti o fazi povratnog udarnog talasa (Chevalier 1982; Truelove & McKee 1999). Granični slučaj je zadovoljen kada masa prebrisane MZM dostigne nekoliko masa odbačene mase zvezde roditelja: $m = 0.4$ odgovara evoluciji tokom tzv. Sedov-Tejlorove³⁷ faze. Iz rada Trulov i Meki (Tru-

³⁷*Leonid Ivanovitch Sedov, 1907-1999; Geoffrey Ingram Taylor, 1886-1975.*



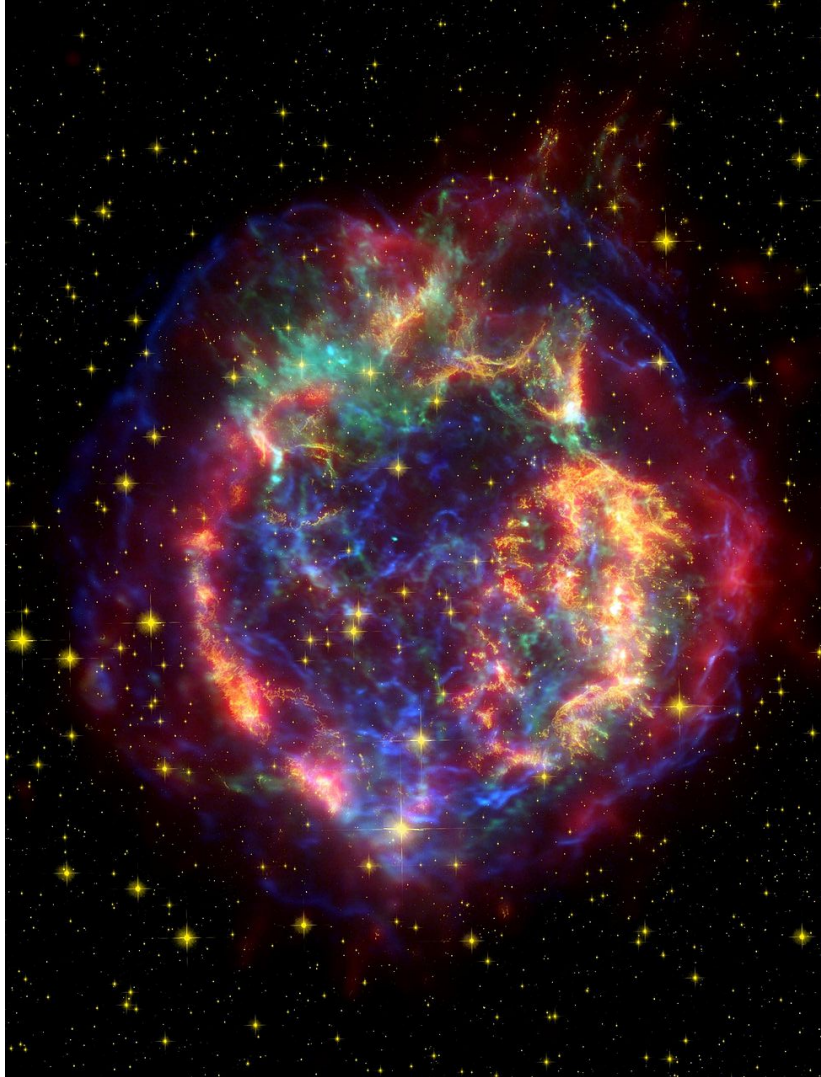
Slika 10: Zavisnost radijusa vodećeg (gornja plava linija) i povratnog (donja plava linija) udarnog talasa u vremenu (arbitrarne jedinice) na osnovu rezultata 1D numeričkih simulacija. Crvena linija označava promenu indeksa m , stepenog zakona $R_S \propto t^m$ (izvor: *Reynolds 2008*).

elove & McKee 1999) može se između ostalog proceniti vrednost radijusa udarnog talasa na početku Sedov-Tejlorove faze (na ovom mestu je dat izraz za slučaj uniformne gustine okolne sredine):

$$R_{\text{ST}} \approx 2.23 \left(\frac{\mathcal{M}_{\text{ej}}}{\mathcal{M}_{\odot}} \right)^{1/3} n_a^{-1/3} [\text{pc}], \quad (3.1)$$

gde je \mathcal{M}_{ej} masa odbačenog zvezdanog materijala, \mathcal{M}_{\odot} masa Sunca a n_a koncentracija okolne sredine.

Tokom faze Sedov-Tejlora, OSN se sastoji od tople ljuske prebrisane okolne MZS i vrele, retke unutrašnjosti. Dinamikom ostatka rukovodi masa međuzvezdanog gasa kroz koju je prošao udarni talas. Udarni talas nastavlja sa usporavanjem. Teorijski, u ovoj fazi bi OSN trebalo da boravi najduže, pa se samim tim podrazumeva da



Slika 11: Kompozitna slika OSN Cas A u infracrvenom (crveno), vidljivom (žučkasto) i X-području (plavno i zeleno) elektromagnetnog spektra (izvor: *NASA/JPL-Caltech, Oliver Krause et al.*).

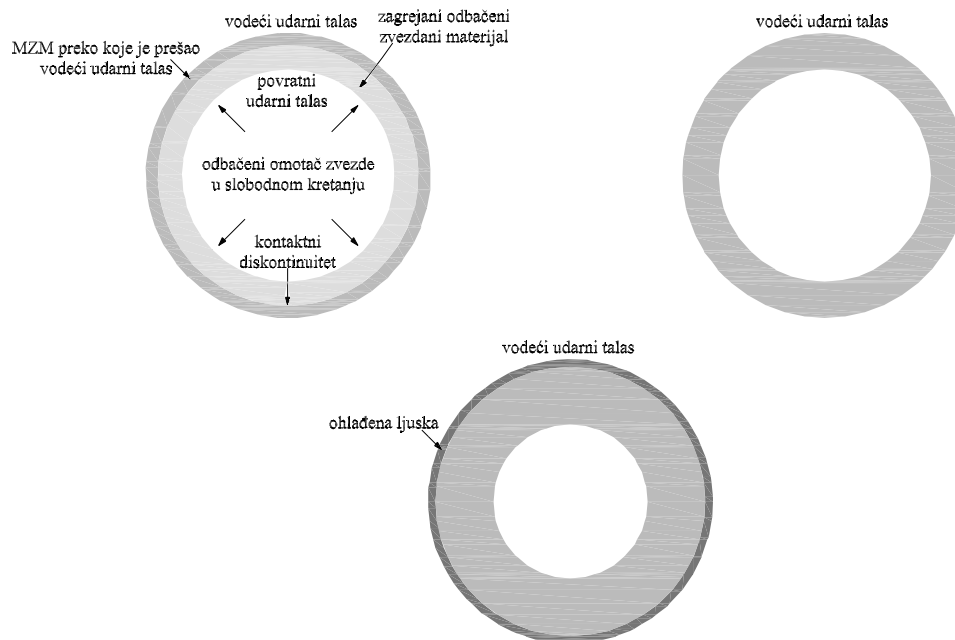
je većina posmatranih OSN upravo u toj fazi (ali videti i primedbe pred kraj ovog poglavlja).

U fazi Sedov-Tejlora, temperatura gasa iza udarnog talasa i njegov radijus se mogu predstaviti na sledeći način (Yamauchi et al. 1999):

$$T = 2.07 \times 10^{11} \left(\frac{E_{51}}{n_a} \right)^{0.4} t^{-1.2} \text{ [K]}, \quad (3.2)$$

$$R_S = 0.315 \left(\frac{E_{51}}{n_a} \right)^{0.2} t^{0.4} \text{ [pc]}, \quad (3.3)$$

gde je starost ostatka t izražena u godinama, koncentracija okolne sredine n_a u cm^{-3} , a početna energija eksplozije SN E , je data preko $E_{51} = \frac{E \text{ [erg]}}{10^{51}}$.



Slika 12: Skica osnovnih faza u evoluciji OSN. Gore levo: tzv. faza slobodnog širenja, gore desno: faza Sedov-Tejlora, dole: tzv. radijativna faza.

Prethodne diskutovane faze se obično smatraju neradijativnim fazama ukazujući na to da se ne emituje dinamički značajna količina energije. Kada energetske gubitke zračenjem postanu značajni u smislu uticaja na dinamiku sistema, OSN prelazi u tzv. radijativne faze evolucije. Generalno, gubici na zračenje postaju bitni kada temperatura iza udarnog talasa padne ispod oko 5×10^5 K (pri brzinama OSN od oko 200 km/s), kada je znatno pojačana emisija u linijama H, He, C, N, O (Helder et al. 2012). Tada se dinamika OSN značajno menja i nastaje tanka ali gusta ljuska ohlađene, prebrisane MZM (videti sliku 12).

Petruk je naglasio da je model Sedov-Tejlora primenljiv sve do tzv. prelaznog trenutka t_{tr} (eng. *transition time*), koje upravo označava kraj tzv. neradijativnih i početak tzv. radijativnih faza (Petruk 2005). Vreme nastanka tanke i guste ljuske (eng. *shell formation time*) t_{sf} označava trenutak kada počinje faza u kojoj je dinamika vođena time što vrelo gas u unutrašnjosti OSN (svojim pritiskom) gura

hladnu i gustu ljusku (šaljivo oslikano kao *lopata za čišćenje snega*), pri čemu je tada $m = 2/7$ (eng. *pressure-driven snowplow phase* – PDS, McKee & Ostriker 1977). Dakle, u međufazi između prelaznog i vremena formiranja tanke ljuske, $t \in (t_{\text{tr}}, t_{\text{sf}})$, značajno se menja dinamika sistema. Petruk je još i predstavio izraze koji omogućavaju da se odrede krajnji intervali pomenute međufaze (Petruk 2005):

$$t_{\text{tr}} = 2.84 \times 10^4 E_{51}^{4/17} n_a^{-9/17} \text{ [god]}, \quad (3.4)$$

$$t_{\text{sf}} = 5.20 \times 10^4 E_{51}^{4/17} n_a^{-9/17} \text{ [god]}, \quad (3.5)$$

gde je koncentracija okolne sredine izražena u cm^{-3} .

Tabela 4: Vrednosti prelaznog trenutka t_{tr} , trenutka formiranja tanke ljuske t_{sf} , vrednost radijusa udarnog talasa OSN u trenutku prelaznog vremena R_{tr} , kao i temperature iza udarnog fronta u tom trenutku T_{tr} , i brzina samog udarnog talasa V_{tr} , za OSN koji se prostiru kroz sredine različitih koncentracija n_a , pri čemu je pretpostavljeno $E_{51} = 1$.

$n_a \text{ [cm}^{-3}\text{]}$	$t_{\text{tr}} \text{ [god]}$	$t_{\text{sf}} \text{ [god]}$	$R_{\text{tr}} \text{ [pc]}$	$T_{\text{tr}} \text{ [K]}$	$V_{\text{tr}} \text{ [km/s]}$
0.01	3.25×10^5	5.95×10^5	126.56	3.21×10^5	152
0.1	9.61×10^4	1.76×10^5	49.03	5.53×10^5	199
1	2.84×10^4	5.20×10^4	19.00	9.5×10^5	261
10	8.39×10^3	1.54×10^4	7.36	1.63×10^6	342
100	2.48×10^3	4.54×10^3	2.85	2.81×10^6	449
1000	7.33×10^2	1.34×10^3	1.11	4.83×10^6	584

U tabeli 4 su predstavljene vrednosti prelaznog vremena t_{tr} , vremena formiranja tanke ljuske t_{sf} , radijusa udarnog talasa OSN u trenutku prelaznog vremena R_{tr} , kao i temperature iza udarnog fronta u tom trenutku T_{tr} i brzine samog udarnog talasa V_{tr} , za OSN koji se prostiru kroz sredine različitih koncentracija n_a , pri čemu je pretpostavljeno $E_{51} = 1$. Jasno se primećuje značajan uticaj okolne sredine na evoluciju OSN. Ostaci koji se prostiru kroz gustu sredinu su znatno mlađi i manjih dimenzija u trenutku napuštanja Sedov-Tejlorove faze od onih koji se šire kroz ređu MZS. Dakle, OSN koji se prostiru kroz gustu sredinu brže napuštaju Sedov-Tejlorovu fazu. Bitno je skrenuti pažnju i na nezanemarivo trajanje same međufaze u kojoj OSN mogu ostati veoma dugo. Zapravo, međufaze odnosno prelazi

između pojedinih faza mogu trajati koliko i same faze (ili duže). Iz tog razloga, kao što je već i naglašeno, pomenute (analitičke) faze u evoluciji OSN ne bi trebalo shvatati strogo. Njihov značaj je prevashodno kvalitativan. Približna analitička rešenja nisu adekvatna u slučaju međufaza, te su neophodne numeričke simulacije.

Važno je skrenuti pažnju da je početak (analitičke) faze održanja impulsa (eng. *momentum-conserving snowplow phase*), kada se ohlađena ljuska kreće tako da ukupni impuls OSN ostaje konstantan sa promenom radijusa, vezan za trenutke pred sam kraj *života* OSN (ili ostatak nikad i ne ulazi u tu fazu). Zapravo, čak se i PDS model, u principu, retko dostiže (Bandiera & Petruk 2004). Sa druge strane, veoma je bitno primetiti da pojedini delovi udarnog talasa OSN, asocirani sa gušćom MZS, mogu postati radijativni ranije, iako je globalna evolucija OSN još uvek vođena relacijama Sedov-Tejlora (Reynolds 2008). To naravno podrazumeva širenje OSN kroz izraženo heterogenu sredinu. Dakle, pojedine oblasti OSN se mogu naći u različitim evolutivnim fazama tako da ostaci mogu manifestovati i radijativne i neradijativne udarne talase. Drugim rečima, OSN koji se šire kroz heterogenu sredinu su veoma kompleksne strukture koje, između ostalog, manifestuju različite brzine udarnih talasa u različitim pravcima kao i faktore kompresije. Kao primer mogu se navesti OSN Cygnus Loop i RCW 86 (Vink 2012). Inače, OSN su sferno-simetrični samo u najgrubljoj aproksimaciji (videti komentar o izduženim OSN u poglavlju 4.1).

Za tzv. radijativne faze vezuje se i pojam izotermalnih ili potpuno radijativnih udarnih talasa. Ukoliko se, radi jednostavnosti, pretpostavi da se celokupna energija koju udarni talas preda MZS preko koje prelazi izrači, jasno je da će ljuska biti na istoj temperaturi³⁸. Faktor kompresije paralelnih izotermalnih udarnih talasa je jednak kvadratu (izotermalnog) Mahovog broja, pa je jasno da će kompresija biti mnogo veća nego u slučaju ranijih faza (u kojima se približno pretpostavljaju neradijativni udarni talasi, videti relacije 2.26 i 2.27). Radi konzistentnosti, korisno

³⁸Za detalje videti npr. poglavlje 8.2.3 u knjizi Dopita i Saterlenda (Dopita & Sutherland 2003).

je navesti i da je faktor kompresije normalnog izotermalnog udarnog talasa dat preko:

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{4}{2M^{-2} + M_A^{-2} + \sqrt{(2M^{-2} + M_A^{-2})^2 + 8M_A^{-2}}}, \quad (3.6)$$

gde su M i M_A izotermalni i Alfven-Mahov broj ispred udarnog fronta, respektivno. Jasno je da je za $1 \ll M_A \ll M$ faktor kompresije $\sqrt{2}M_A$, dok je za $1 < M \ll M_A$ dat kao M^2 . Jednačina (3.6) se formalno može dobiti zamenom $\gamma = 1$ u izraz (2.27) i upotrebom veze (2.13).

Dakle, jasno je da će okolna sredina imati značajan uticaj na evoluciju OSN. Važnu ulogu igraju roditeljske zvezde koje mogu značajno da utiču na karakter okolne sredine kroz koju će se zatim širiti OSN. Takav je npr. slučaj evolucije ostataka unutar mehura formiranog zvezdanim vetrom roditeljske zvezde (Vink 2012). Konačno, u slučaju interakcije OSN sa molekulskim oblacima, evolucija se značajno komplikuje. Generalno dolazi do formiranja još jednog, potpuno radijativnog udarnog talasa manje brzine koji se prostire kroz molekulski oblak (eng. *cloud shock*). Brzina pomenutog udarnog talasa je reda 60-300 km/s, mada može biti i manja, reda 10-25 km/s, u slučaju veoma gustih molekulskih oblaka³⁹. Specijalan slučaj, tzv. OSN mešane morfologije, čije karakteristike znatno odstupaju od klasične, gore predstavljene slike, biće razmotren u poglavlju 4.1.1.

Na samom kraju, bitno je naglasiti da kada brzina udarnog talasa padne ispod karakteristične brzine zvuka lokalne MZS (reda 10 km/s), tada zapravo prestaje postojanje ostatka supernove.

Detaljnije o evoluciji OSN i međuzvezdanim udarnim talasima se može naći u nekoliko knjiga i preglednih radova (McKee & Hollenbach 1980; Vershuur & Kellermann 1988; Draine & Lazarian 1998; Dopita & Sutherland 2003; Kundt 2005; Lequeux 2005; Clarke & Carswell 2007; Reynolds 2008; Helder et al. 2012).

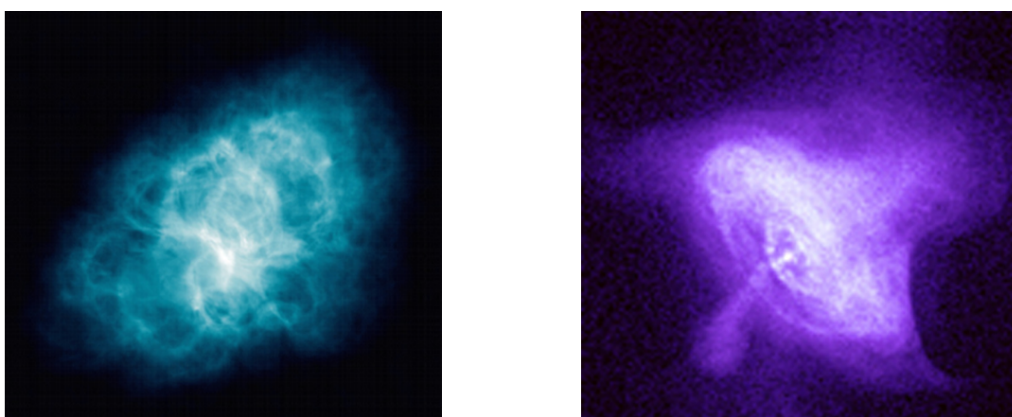
³⁹Za detalje videti npr. poglavlje 8.4.3 u knjizi Dopite i Saterlenda (Dopita & Sutherland 2003), ili poglavlje 12.1.5 u knjizi Lakea (Lequeux 2005).

3.2 Pulsarske magline

Gore opisana evolucija ne odnosi se na tzv. pulsarske magline (eng. *pulsar wind nebulae*), koje nastaju udarima pulsarskog vetra. One potiču od kolapsirajućih SN masivnih zvezda roditelja spektralne klase B i energiju crpe iz rotacionih gubitaka asociiranog pulsara. Najpoznatiji predstavnik ove klase je OSN G184.6-5.8 poznatiji kao Krab maglina (videti sliku 13).

Jedna od osnovnih razlika između klasičnih OSN i pulsarskih maglina leži dakle u izvoru energije. Dok je u prvom slučaju reč o razduvanom zvezdanom omotaču (odgovarajuće, početne, kinetičke energije) koji se širi i *gura* udarni talas kroz MZS, u drugom slučaju postoji stalni energetski izvor u smislu kompaktnog ostatka. To naravno ima reperkusije na karakteristike zračenja ova dva tipa objekata. Naravno, bitno je naglasiti da se kod pojedinih, relativno mladih OSN (starosti do nekoliko hiljada godina), mogu detektovati i pulsarska maglina i ljuska odnosno vodeći udarni talas (videti poglavlje 4.1). Inače, pulsarske magline se mogu detektovati i kod starijih pulsara, bez prisustva klasičnog OSN (Stappers et al. 2003).

Dakle, po svom fizičkom karakteru, pulsarske magline se bitno razlikuju od klasičnih OSN i neće biti detaljno razmatrane u okviru ove disertacije. Detalji o karakteristikama i evoluciji pulsarskih maglina mogu se naći npr. u radovima Hester (Hester 2008) i Reynolds sa saradnicima (Reynolds et al. 2012).



Slika 13: Krab maglina u radio (levo) i X-području (desno) (izvor: *VLA, NRAO; Chandra, NASA*).

4 Zračenje ostataka supernovih

U okviru ovog poglavlja biće ukratko razmatrane karakteristike zračenja OSN. Nakon kraćeg uvoda i posmatračke klasifikacije OSN, sledi predstavljanje multi-frekvencione slike OSN, kratkim izlaganjem najvažnijih karakteristika njihovog (kako neprekidnog tako i linijskog) spektra. Zbog prevashodnog značaja za ovu tezu, posebna pažnja je posvećena radio-zračenju OSN.

Na samom početku je važno podsetiti se da odgovor na pitanje o termalnom ili netermalnom karakteru zračenja zavisi od osobine samog ansambla čestica koji zrači. Termalno zračenje podrazumeva da je ansambl slobodnih čestica koje zrače termalni odnosno da je uspostavljena Maksvelova raspodela. Zračenje apsolutno crnog tela⁴⁰ (termodinamički ravnotežnog sistema), opisano je Plankovim⁴¹ zakonom. Generalno, optički gusta sredina će biti dobro opisana Plankovim zakonom zračenja. Korisno je pomenuti da se zračenje prašine može (približno) predstaviti zračenjem crnog tela (Lequeux 2005; Urošević & Milogradov-Turin 2007).

U vasioni se uglavnom detektuje i termalno zakočno zračenje (npr. radio-zračenje H II regiona, zračenje OSN u X-području) koje nastaje usled usporenog kretanja elektrona u Kulonovom polju jona⁴². Zapreminska emisivnost ε_ν u slučaju (optički retkog) termalnog zakočnog zračenja je data preko (Rybicki & Lightman 1979; Arbutina 2005):

$$\varepsilon_\nu = 6.8 \times 10^{-38} g_{\text{ff}}(\nu, T) \sum_i Z_i^2 n_i n_e T^{-0.5} e^{-\frac{h\nu}{kT}}, \quad (4.1)$$

gde je $g_{\text{ff}}(\nu, T)$ tzv. termalni usrednjeni Gaunt faktor (popravka klasično izvedenog izraza u smislu rezultata kvantne mehanike), pri čemu se sabiraju doprinosi zračenju svih jona Z_i . Sve relevantne fizičke veličine izražene su u tzv. cgs sistemu. U radio-području, zapreminska emisivnost optički retkog termalnog zakočnog zračenja je približno stepena funkcija $\varepsilon_\nu \propto \nu^{-0.1}$ (detaljnije u poglavlju 5). Na frekvencijama za

⁴⁰Reč je, naravno, o apstrakciji, kako idealno apsolutno crno telo realno ne postoji. Najbolji primer zračenja koji se veoma dobro poklapa sa emisijom apsolutno crnog tela, u astronomiji, jeste mikrotalasno pozadinsko zračenje, nastalo u trenutku kada je vasiona postala prozračna.

⁴¹Plank (*Max Karl Ernst Ludwig Planck*, 1858-1947) je dobitnik Nobelove nagrade za fiziku 1918. godine.

⁴²Zapravo, usled usporenog kretanja jedne naelektrisane čestice (elektrona) usled Kulonove interakcije sa drugom. U tom smislu bi, u principu, moglo da se očekuje i zakočno zračenje usled interakcije dva elektrona (Kontar et al. 2007; Reynolds 2008).

koje je sredina optički gusta dolazi do krivljenja neprekidnog spektra (termalna apsorpcija), te se emisija može predstaviti u obliku Rejli-Džinsovog⁴³ zakona, odnosno radio-spektar je oblika stepenog zakona $\propto \nu^2$. Elektroni energija E emitovaće fotone energija do reda $E/3$ odnosno biće zaslužni za emisiju fotona sličnih energija (Bradt 2008; Reynolds 2008).

Sa druge strane, netermalno zračenje ukazuje na postojanje netermalnog ansambla čestica te se, samim tim, postavlja pitanje i o mehanizmu koji dovodi do formiranja takvog sistema čestica. Korisno je podsetiti se da danas poznati mehanizmi ubrzavanja čestica u vasioni upravo proizvode netermalne populacije relativističkih čestica čiji je energetski spektar opisan stepenim zakonom (što ujedno potvrđuju i empirijski podaci). Dakle, nije reč o Maksimalnoj raspodeli kao u slučaju termalnog ansambla. Najzastupljeniji netermalni mehanizam zračenja jeste netermalno sinhrotronsko zračenje, koje nastaje kada se unapred ubrzana, netermalna relativistička populacija čestica nađe u magnetnom polju (npr. zračenje OSN u velikom delu elektromagnetnog spektra – od ~ 10 MHz do $\sim 10^{18}$ Hz). Ipak, iako nije od značaja u analizi OSN, to ne znači i da je besmisleno govoriti o termalnom sinhrotronskom zračenju⁴⁴ (za detalje videti poglavlje 5.5 u knjizi Melia 2009). Zapreminska emisivnost optički retkog sinhrotronskog zračenja, u radio-području, je približno stepena funkcija $\varepsilon_\nu \propto \nu^{-\alpha}$, gde je spektralni indeks α , u srednjem, za OSN jednak 0.5 (videti poglavlje 4.2). Na frekvencijama za koje je sinhrotronsko zračenje optički gusto (sinhrotronska samo-apsorpcija), spektar je stepenog zakona oblika $\propto \nu^{2.5}$. Elektroni energija E zračiće najviše fotona frekvencije ν prema:

$$E = 14.7 \sqrt{\frac{\nu}{B}} [\text{GeV}], \quad (4.2)$$

gde se frekvencija emitovanih fotona izražava u GHz a magnetna indukcija u μG (Reynolds et al. 2012). Sada je jasno je da su elektroni energija E reda GeV zaslužni

⁴³Rejli (*John William Strutt, 3rd Baron Rayleigh*, 1842-1919) je dobitnik Nobelove nagrade za fiziku 1904. godine; *James Hopwood Jeans*, 1877-1946.

⁴⁴U domaćoj literaturi se uglavnom poistovećuje netermalno i sinhrotronsko zračenje. Naime, nekada se podrazumeva da je termalno zračenje posledica toplotnog haotičnog kretanja atoma i naelektrisanih čestica dok netermalno zračenje nastaje kao posledica promene brzine (relativističkih) naelektrisanih čestica u magnetnom polju (Vukićević-Karabin & Atanacković-Vukmanović 2004).

za emisiju sinhrotronskog zračenja OSN u radio-području.

Konačno, i netermalno zakočno zračenje nije potpuno isključeno u slučaju visokoenergetskog dela spektra OSN (iznad nekoliko keV, Vink 2012).

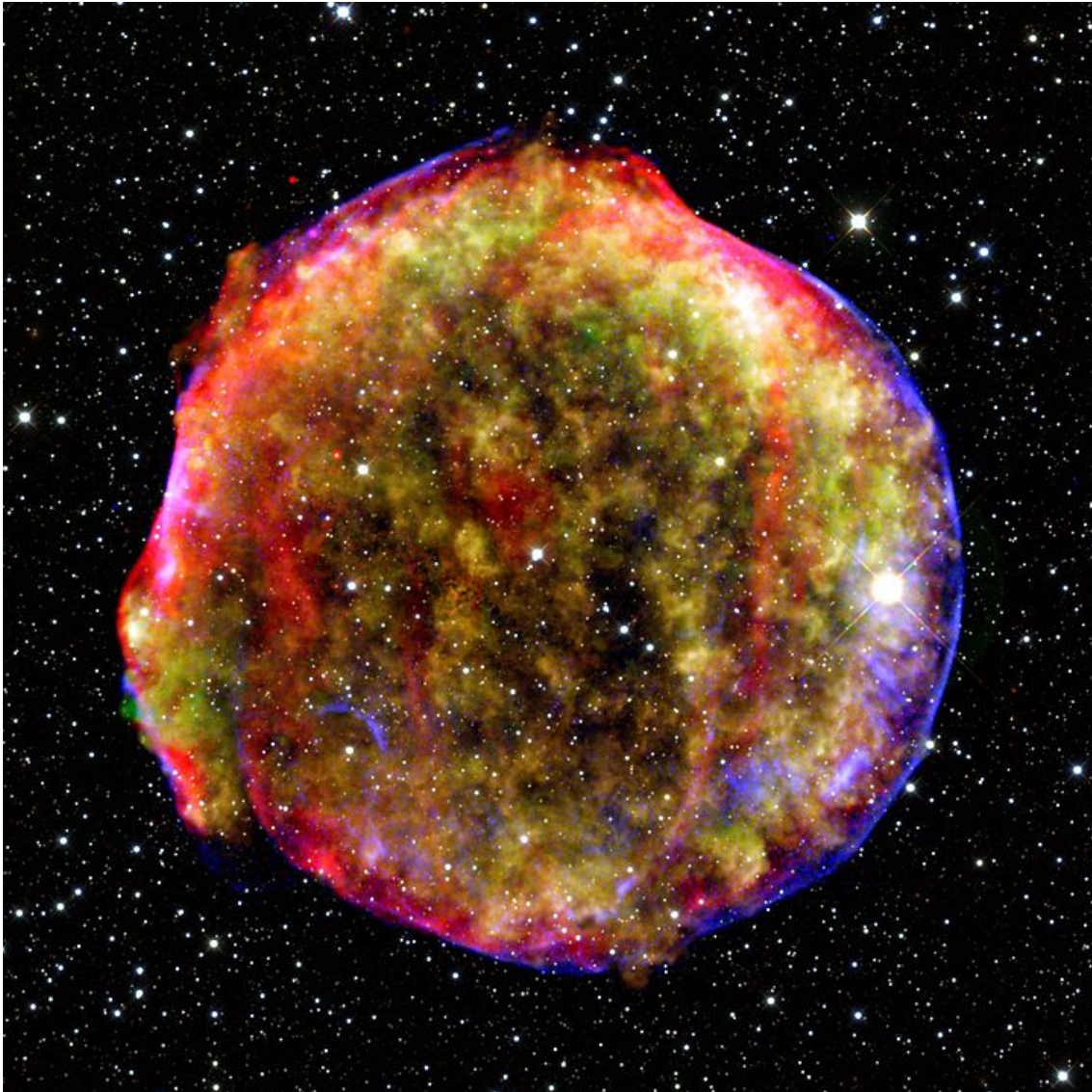
Detaljnije o radijativnim procesima u vasijskoj plazmi može se naći u velikom broju knjiga (Pacholczyk 1970; Rybicki & Lightman 1979; Shu 1991; Duric 2004; Bradt 2008; Longair 2011).

4.1 Posmatračka klasifikacija OSN

S obzirom da OSN vode poreklo od kolapsirajućih i termonuklearnih SN, moglo bi se očekivati i da se njihovi ostaci klasifikuju na sličan način. Iako je danas moguće utvrditi poreklo OSN u smislu karaktera roditeljske SN, npr. na osnovu posmatranja u X-području (Vink 2012), za veliki broj starijih OSN čija emisija uglavnom potiče od prebrisanog okolnog gasa (a ne od materijala izbačenog eksplozijom SN) se moraju koristiti indirektno metode. Svakako, jedan od najpouzdanijih indikatora veze OSN sa kolapsirajućom SN jeste detekcija neutronske zvezde unutar OSN. Naravno, mora se voditi računa o mogućnosti slučajne projekcije posebno kada je reč o OSN velikih dimenzija. Svakako, realna asociranost OSN sa oblastima formiranja zvezda ili prostiranje unutar OB asocijacija, može biti iskorišćena u prilog toga da je OSN nastao od kolapsirajuće SN. Sličnim rezonovanjem, OSN koji se nalaze daleko iznad Galaktičke ravni najverovatnije vode poreklo od SN tipa Ia.

Pri analizi ostataka supernovih obično se koristi sledeća, posmatračka klasifikacija:

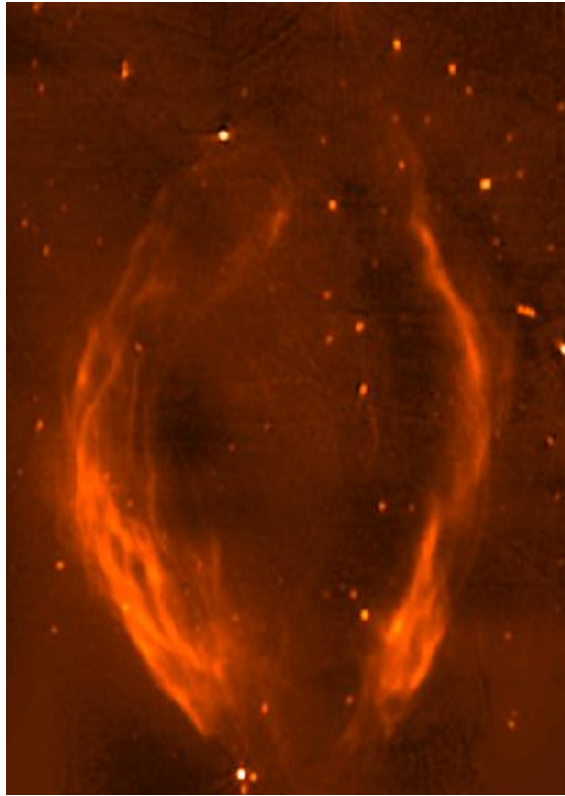
1. ljuskasti OSN (eng. *shell* – S)
2. kompozitni OSN (eng. *composite* – C)
3. OSN mešane morfologije ili termalni kompozitni (pri čemu je prvi naziv češći u današnjoj literaturi, eng. *mixed-morphology* ili *thermal composite* – M-M)
4. centralno ispunjeni ostaci, plerioni ili Krabu-slični (eng. *filled-centre*, *plerionic* ili *Crab-like* – F)



Slika 14: Kompozitna, multifrekvenciona slika mladog ljuskastog OSN Tiho u sazvežđe Kasiopeja (vidljivo, infracrveno i X-područje). Zgodno je primetiti vodeći udarni talas u X-području koji zrači sinhrotronski (plavičasta kružnica koja obavlja ostatak) (izvor: *NASA/MPIA/Calar Alto Observatory, Oliver Krause et al.*).

U slučaju ljuskastih OSN (videti sliku 14), zapaža se približno sferosimetrična ljuska (sa značajnim odstupanjima u slučaju specijalne grupe OSN, tzv. izduženih OSN, eng. *barrel-shaped*, Bisnovatyi-Kogan et al. 1990; videti sliku 15) i u radio i u X-području elektromagnetnog spektra.

Centralno ispunjeni ostaci zapravo predstavljaju manifestaciju tzv. pulsarske sinhrotronske magline nastale udarima pulsarskog vetra (videti poglavlje 3.2). Iako se ovi objekti uglavnom svrstavaju u OSN (Green 2009), na osnovu njihove posebne



Slika 15: Slika ljuskastog i izduženog OSN G296.5+10.0 u radio-području (izvor: *M. Kesteven / Australia Telescope National Facility*).

fizičke prirode i evolucije, oni bi, zapravo, mogli biti isključeni iz definicije ostataka u užem smislu. Kao što je već napomenuto, najpoznatiji predstavnik ove klase je Krab maglina (videti sliku 13).

Kod kompozitnih ostataka su uočljivi i ljuska i centralna pulsarska maglina, i to i u radio i u X-području. Pored kompozitnih ostataka, postoji klasa termalni kompozitnih ili OSN mešane morfologije, koja je inače od velikog značaja za ovu tezu, pa će na nju biti više skrenuta pažnja u nastavku ovog poglavlja.

Na kraju je korisno napomenuti da od 274 Galaktička OSN, prema Grinovom katalogu (Green 2009), ima 78% ljuskastih, 12% kompozitnih i 4% centralno ispunjenih OSN, pri čemu je njih 6% neodređenog tipa. Ipak, u Grinovom katalogu ne postoji izdvojena klasa OSN mešane morfologije koja trenutno broji oko 24 člana (Vink 2012).

4.1.1 OSN mešane morfologije

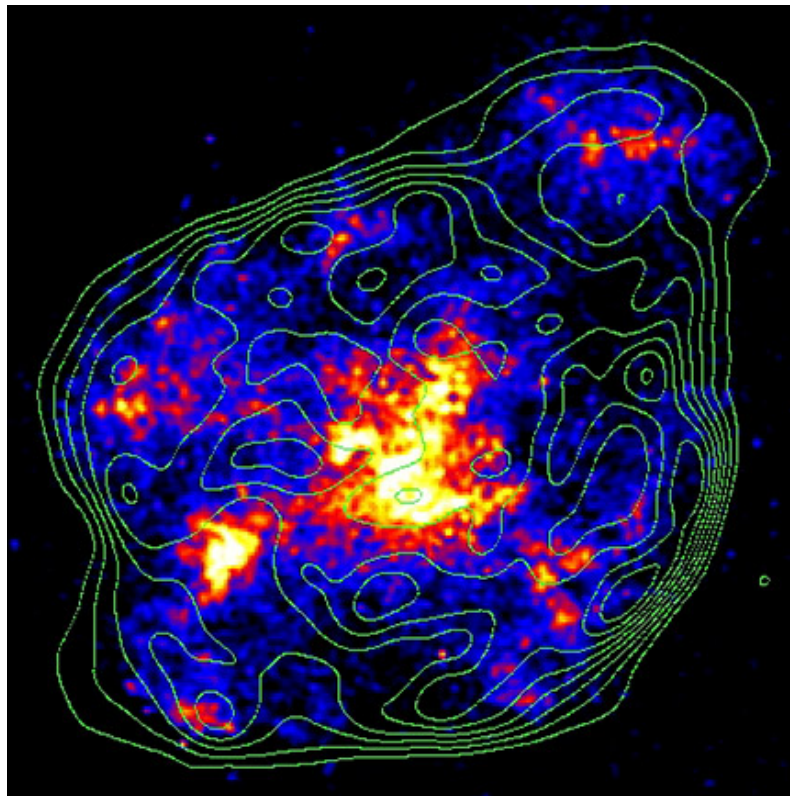
OSN mešane morfologije (ili termalni kompozitni OSN) se manifestuju kao pretežno centralno ispunjeni u X-području, dok se u radio-području detektuje (netermalna) ljuskasta struktura (videti sliku 16). Zračenje u X-području ovih OSN je prevashodno termalno (usled zakočnog zračenja i emisije u linijama). Reč je uglavnom o evolutivno starijim ostacima koji se prostiru kroz gustu MZS, pri čemu je značajan broj ovih objekata u blizini ili u samoj interakciji sa molekulskim oblacima (Rho & Petre 1998; Vink 2012). Trenutno je poznato 24 ostatka koji pripadaju ovoj klasi (videti tabelu 4 u radu Vink 2012).

Unutrašnjost ovih ostataka (sačinjena pretežno od odbačenog zvezdanog materijala) određuju, manje-više, homogene vrednosti temperature i gustine (Vink 2012). Povećana gustina u unutrašnjosti OSN mešane morfologije je, najverovatnije, direktna posledica veće gustine okolne MZS, kao i procesa toplotnog provođenja koje dovodi do uspostavljanja skoro homogene raspodele gustine i ne toliko visokih (konstantnih) temperatura unutar ostatka (za razliku od očekivanog scenarija u kojem je unutrašnjost ostatka retka i vrela). U tom smislu, model Sedov-Tejlora nije primenljiv u slučaju ovih OSN. Posmatrane karakteristike ostataka mešane morfologije se razlikuju od onih očekivanih kod starih OSN u homogenoj MZS (Yamaguchi et al. 2012). Dakle, morfologija ovih OSN se ne može objasniti klasičnim evolutivnim modelima predstavljenim u poglavlju 3 (Vink 2012). Do sada je predloženo nekoliko modela koji opisuju nastanak i evoluciju ovih OSN (White & Long 1991; Cox et al. 1999), ali nijedan od njih nije uspeo da obuhvati i jedinstveno objasni sve posmatrane, specifične osobine ovih OSN. Veoma zanimljiv rezultat je prezentovan od strane Tilija sa saradnicima koji su naglasili da bi OSN koji se prostiru kroz gustu MZS mogli da provedu značajan deo svog *života* kao OSN mešane morfologije, samim tim ukazujući da je možda reč o specifičnoj evolutivnoj fazi kroz koju bi mogli da prođu pojedini OSN (Tilley et al. 2006).

Nedavno otkriće radijativnog rekombinacionog kontinuuma (dalje RRC) posmatranog u X-području, u slučaju nekoliko OSN ovog tipa, predstavlja veoma bitnu kariku u odgonetanju njihove fizičke prirode (Yamaguchi et al. 2012). Dakle, prevashodno posmatranjima vasijske opservatorije za analizu zračenja u X-području,

Suzaku, predstavljen je definitivni dokaz da se plazma razmatranih OSN rekombinuje (Yamaguchi et al. 2012). Nastanak ovakve plazme je najverovatnije uzrokovan zagrevanjem u ranim fazama evolucije OSN praćenim naglim hlađenjem, dok mehanizam odgovoran za takav proces još uvek nije potpuno razjašnjen (Miceli 2011).

Još jedna od karakteristika većeg broja OSN mešane morfologije jesu primentno povećane zastupljenosti metala u njihovom X-spektru (Vink 2012). Inače, neprekidni radio-spektar ovih OSN je u najvećem broju okarakterisan radio-spektralnim indeksima manjim od 0.5, na osnovu modela čistog sinhrotronskog zračenja (videti poglavlje 4.2). Takođe, veliki broj OSN mešane morfologije je detektovan u γ -području (Vink 2012).



Slika 16: OSN mešane morfologije MSH 11-61A. Radio-konture su preklopljene na sliku ostatka u X-području (izvor: *MOST telescope/Chandra satellite*).

4.2 Radio-zračenje ostataka supernovih

Neprekidni spektar radio-zračenja OSN⁴⁵ je obično predstavljen prostim stepenim zakonom koji opisuje čisto sinhrotronsko zračenje ljuske OSN:

$$S_\nu \propto \nu^{-\alpha}, \quad (4.3)$$

gde je S_ν prostorno integraljena gustina fluksa, a α radio-spektralni indeks.

Elementarna teorija difuznog ubrzavanja čestica na udarnim talasima (eng. *test-particle diffusive shock acceleration*, dalje DSA) predviđa da je za jake udarne talase spektralni indeks α oko 0.5 (Bell 1978a,b). Zaista, srednja vrednost iz posmatranja spektralnih indeksa za Galaktičke OSN je upravo oko 0.5 (Green 2009). Sa druge strane, prisutan je i značajan broj OSN sa većim i manjim spektralnim indeksima od srednjeg (posmatrani radio-spektralni indeksi variraju između oko 0.3 i 0.8, za Galaktičke OSN, Green 2009).

U slučaju udarnih talasa sa dovoljno malim Mahovim brojevima (manji od oko 10), generalno se očekuje da će neprekidni radio-spektar biti strmiji ($\alpha > 0.5$). U elementarnoj DSA teoriji za sinhrotronski spektralni indeks α važe sledeći izrazi:

$$\alpha = \frac{s-1}{2}, \quad s = \frac{\chi+2}{\chi-1}, \quad \chi = \frac{\gamma+1}{\gamma-1 + \frac{2}{M_1^2}} \approx \frac{\gamma+1}{\gamma-1}, \quad (4.4)$$

gde je γ adijabatski indeks gasa (plazme) nakon prolaska udarnog talasa, χ je faktor kompresije jednog paralelnog udarnog talasa, M_1 je Mahov broj koji, kao što je ranije definisano, predstavlja odnos brzine udarnog talasa i lokalne vrednosti brzine zvuka u konkretnoj sredini i s predstavlja energetski spektralni indeks⁴⁶ (Reynolds 2008). Sa druge strane, samo kod par starih OSN bi bilo očekivano da imaju tako spore udarne talase (Reynolds 2011). Zapravo, OSN sa strmim neprekidnim radio-spektrom ($\alpha > 0.5$) su obično mladi objekti (Green 2009; Gao et al. 2011; Sun et al. 2011). Strmiji spektralni indeksi mogu biti objašnjeni kumulativnim efektom nelinearnog DSA i efekta prostiranja brzih kosih (pretežno kvazi-normalnih) udarnih

⁴⁵Pre nego što sâm OSN postane vidljiv u radio-području mogu se detektovati i tzv. radio-supernove, o kojima neće biti reči u ovoj disertaciji (za detalje videti Arbutina 2005 i tamo navedenu literaturu, Lien et al. 2011).

⁴⁶Indeks stepenog zakona koji opisuje energetski spektar elektrona.

talasa kod mladih OSN (Bell et al. 2011). Veoma značajno predviđanje teorije nelinearnog DSA (dalje NDSA), koje uključuje efekat doprinosa pritiska kosmičkih zraka u procesu ubrzavanja čestica, jeste da bi neprekidni radio-spektar mladih OSN trebalo da bude blago zakrivljen, odnosno da postaje ravniji na većim energijama tako da se, konačno, formira konveksan spektar (Reynolds 2008; Helder et al. 2012). Naime, posmatrano u sistemu reference vezanom za udarni front, nadolazeća (okolna) plazma je usporena značajnim pritiskom relativističkih čestica. Kosmički zraci manjih energija se ne udaljavaju mnogo od udarnog fronta, te im energetski spektar postaje strmiji usled manjeg faktora kompresije (manjeg Mahovog broja pred samim udarnim frontom, eng. *subshock*). Sa druge strane, pritisak iza udarnog fronta je određen i termalnim i netermalnim ansamblom čestica. Takođe, visokoenergetski kosmički zraci mogu napustiti OSN odnosno naći se daleko u oblasti ispred udarnog fronta (eng. *cosmic-ray precursor*), odnoseći deo energije. U tom smislu se menja izraz za globalni faktor kompresije (videti jednačinu 19 u Vink 2012). Dakle, kosmički zraci velikih energija mogu prodreti dalje u nadolazeću plazmu, te će im energetski spektar postati ravniji usled većeg faktora kompresije. U tom smislu NDSA ne predviđa prosti stepeni zakon kao opis sinhrotronskog radio-spektra. U slučaju nekoliko mladih OSN (G4.5+6.8 – Kepler, G120.1+1.4 – Tiho, G327.6+14.6 – SN 1006), gde se očekuje efikasno ubrzavanje čestica, postoje posmatračke indicije o zakrivljenosti njihovog radio-spektra, mada su za ozbiljniju diskusiju neophodni preciznije određeni radio-spektri (Reynolds & Ellison 1992; Allen et al. 2008).

Kao što je napomenuto, moguće je da udarni talas postane kvazi-normalan u slučaju mladih OSN, kod kojih su aktivni procesi snažnog pojačavanja magnetnog polja neposredno ispred udarnog fronta (Bell et al. 2011). Bel sa saradnicima je upravo pokazao da se kod mladih OSN, usled pomenute geometrije polja i velike brzine prostiranja udarnog fronta, mogu očekivati strmiji radio-spektri. Pomenuta geometrija, u principu, nije u kontradikciji sa polarizacionim posmatranjima koja ukazuju na pretežno radijalno, uređeno magnetno polje mladih OSN koje se, međutim, najverovatnije formira iza samog udarnog talasa (pitanje formiranja posmatrane radijalne komponente magnetnog polja je i dalje otvoreno). Zanimljivo je istaći da se kvazi-normalni udarni talasi mogu formirati i u slučaju prostiranja

kroz sredinu ranije odbačenog zvezdanog vetra u slučaju magnetnog polja koje realizuje Parkerovu spiralu (Bell et al. 2011).

Postoji, takođe, i značajan broj Galaktičkih OSN sa ravnijim spektrima za koje važi $\alpha < 0.5$ (Reynolds 2011). Kontaminacija termalnim zakočnim zračenjem ($\alpha = 0.1$), npr. od okolnih H II regiona (i moguće preklapanje sa posmatranim OSN) se ne može potpuno isključiti, tako da ona može biti delimično zaslužna za ravnije radio-spektre pojedinih OSN.

Većina OSN (ljuskastih, kompozitnih i mešane morfologije) sa $\alpha < 0.5$ su zapravo (evolutivno) stari objekti koji se šire u sredini velike gustine. Kako su u tim slučajevima brzine udarnog talasa mnogo manje nego kod mladih OSN, efekti razmatrani u radu Bela sa saradnicima (Bell et al. 2011), koji dovode do ravnjanja spektralnih indeksa kod brzih kvazi-paralelnih udarnih talasa, su malo verovatni. Interesantno je napomenuti da među ostacima mešane morfologije sa detektovanim RRC-om u X-području većina (ako ne i svi) ima ravne radio-spektralne indekse $\alpha < 0.5$ (Sawada & Koyama 2012; Uchida et al. 2012; Vink 2012). Inače, u slučaju starijih OSN još uvek nije potpuno jasno da li je mehanizam za stvaranje relativističkih elektrona (koji zrače sinhrotronski) lokalno ubrzavanje na frontu udarnog talasa ili značajno učešće (i kompresija) već postojeće populacije Galaktičkih visokoenergetskih elektrona (van der Laan 1962; Leahy 2006).

Bitno je istaći da većina OSN sa ravnim radio-spektrima pripada grupi OSN mešane morfologije. Kao što je ranije navedeno, reč je o pretežno evolutivno starim OSN koji se šire kroz gustu sredinu pri čemu značajan broj njih interaguje sa molekulskim oblacima (videti poglavlje 4.1.1). Iako za neke OSN mešane morfologije Grinov katalog (Green 2009) daje strmije spektralne indekse, mora se podvući da novija posmatranja (Gao et al. 2011; Sun et al. 2011) ipak ukazuju da je ipak reč o nešto manjim vrednostima (npr. za G53.6-2.2, $\alpha = 0.75 \rightarrow 0.50$; G93.7-0.2, $\alpha = 0.65 \rightarrow 0.52$; G116.9+0.2, $\alpha = 0.61 \rightarrow 0.57$; G160.9+2.6, $\alpha = 0.64 \rightarrow 0.59$).

Tabela 5 predstavlja listu nekoliko Galaktičkih OSN, sa dobro definisanim radio-spektrima i to onih sa $\alpha < 0.5$, koji se šire kroz gušću sredinu, kao i njihove osnovne karakteristike: tip, integralni radio spektralni indeks α , postojanje niskofrekventnog krivljenja spektra (n.k.), udaljenost d , srednji dijametar D , aproksimativna starost t ,

asocijacija/interakcija sa molekulskim oblakom (MC) i detekcija γ -zraka asociiranih sa konkretnim OSN (γ). Na kraju je data i odgovarajuća literatura (Ref).

Konačno, radi potpunosti izlaganja, mora se napomenuti da među Galaktičkim OSN, ali i onim iz Velikog Magelanovog oblaka, postoji posebna grupa objekata u čijim se posmatranim neprekidnim radio-spektrima javlja značajno krivljenje u smislu ustrmljavanja spektralnog indeksa na višim frekvencijama, te se kao rezultat dobija konkavni spektar (videti slike 5 i 10 u radu Xiao et al. 2008 i radove Crawford et al. 2008, Bozzetto et al. 2010, de Horta et al. 2012). Najbolji primer je slučaj Galaktičkog OSN G180.0-1.7 (S147) u čijem slučaju naglo ustrmljavanje spektra kreće od oko 1.5 GHz, sa niskofrekventnim radio-spektralnim indeksom od oko 0.3 i visokofrekventnim radio-spektralnim indeksom od oko 1.2 (Xiao et al. 2008). Zgodno je podsetiti se da upravo Galaktičko pozadinsko sinhrotronsko zračenje karakteriše postepeno krivljenje radio-spektra sa spektralnim indeksima između oko 0.5 (ispod oko 100 MHz) i 1.25 (iznad oko 23 GHz). Udarni talas OSN može prouzrokovati kompresiju lokalnog magnetnog polja i translirati tačku prevoja Galaktičkog sinhrotronskog radio-spektara sa nižih frekvencija od oko 400 MHz na, u slučaju evolutivno starog OSN S147, oko 1.5 GHz (Xiao et al. 2008). To je ujedno i jedno od mogućih objašnjenja ovog atipičnog radio-spektra. Inače, postojanje jakih sinhrotronskih gubitaka, tokom ranih faza evolucije OSN, dovelo bi do krivljenja spektra na relativno visokim frekvencijama, ali prateće širenje OSN bi transliralo tačku krivljenja do oko 1.5 GHz. Zapravo, i dalje nije u potpunosti razjašnjen sam mehanizam formiranja razmatrane radio-emisije pojedinih OSN. Do sada je predloženo nekoliko modela koji objašnjavaju konkavan neprekidni radio-spektar Galaktičkih i vangalaktičkih objekata, uključujući sinhrotronske gubitke i efekat konačne oblasti emisije (Bregman 1985; Biermann & Strittmatter 1987; Heavens & Meiseheimer 1987). Na slici 17 prikazan je neprekidni integralni spektar OSN S147. Podaci su preuzeti iz rada Ksiao sa saradnicima i tamo pomenute literature (Xiao et al. 2008).

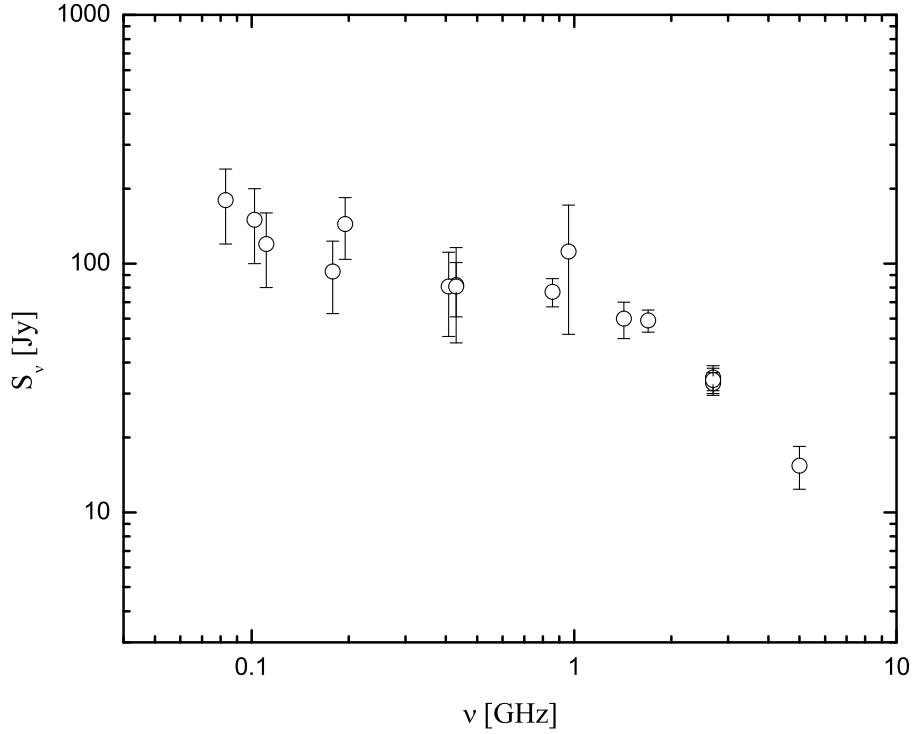
Tabela 5: Karakteristike nekoliko Galaktičkih OSN sa $\alpha < 0.5$ koji se šire kroz gušću sredinu: tip, integralni radio spektralni indeks α , postojanje niskofrekventnog krivljenja spektra (n.k.), udaljenost d , srednji dijametar D , aproksimativna starost t , asocijacija/interakcija sa molekularnim oblakom (MC) i detekcija γ -zraka asociiranih sa konkretnim OSN (γ).

OSN	Tip	α	n.k.	d [kpc]	D [pc]	t [$\times 10^3$ god]	MC	γ	Ref.
G6.4-0.1 (W28)	M-M	0.35*	?	1.9	26.5	33-150	DA	DA	1-5
G18.8+0.3 (Kes 67)	S	0.40	NE	14	57	16-100	DA	?	6-8
G31.9+0.0 (3C391)	M-M	0.49†	DA	8	~ 14	4	DA	DA	9-12
G34.7-0.4 (W44)	M-M	0.37	NE	2.9	~ 26	20	DA	DA	13-16
G39.2-0.3 (3C396)	C	0.34	DA	6.2	~ 13	3	DA	?	13, 17-19
G43.3-0.2 (W49B)	M-M	0.46	DA	8-11	9-13	2-3	DA	DA	13, 20-22
G89.0+4.7 (HB21)	M-M	0.36	NE	0.8	~ 25	19	DA	DA	23-25
G94.0+1.0 (3C434.1)	S	0.45	NE	4.5	~ 39	25	DA?	?	13, 26-27
G189.1+3.0 (IC443)	M-M	0.38	DA	1.5	20	4	DA	DA	23, 28-31

(1) Abdo et al. (2010a), (2) Dubner et al. (2000), (3) Gabici et al. (2010), (4) Giuliani et al. (2011), (5) Sawada & Koyama (2012), (6) Tian et al. (2007), (7) Paron et al. (2012), (8) Dubner et al. (1999), (9) Brogan et al. (2005), (10) Chen et al. (2004), (11) Castro & Slane (2010), (12) Green (2009), (13) Sun et al. (2011), (14) Abdo et al. (2010b), (15) Castelletti et al. (2007), (16) Uchida et al. (2012), (17) Su et al. (2011), (18) Patnaik et al. (1990), (19) Anderson & Rudnick (1993), (20) Abdo et al. (2010c), (21) Moffett & Reynolds (1994), (22) Zhou et al. (2011), (23) Gao et al. (2011), (24) Reichardt et al. (2012), (25) Panuti et al. (2010), (26) Foster (2005), (27) Jeong et al. (2012), (28) Troja et al. (2006), (29) Troja et al. (2008), (30) Castelletti et al. (2011), (31) Abdo et al. (2010d).

* Green (2009) je napomenuo da je radio-spektralni indeks ovog OSN promenljiv.

† Ili 0.54 na frekvencijama većim i 0.02 na frekvencijama manjim od 1 GHz (Sun et al. 2011).



Slika 17: Integralni radio-spektar OSN S147.

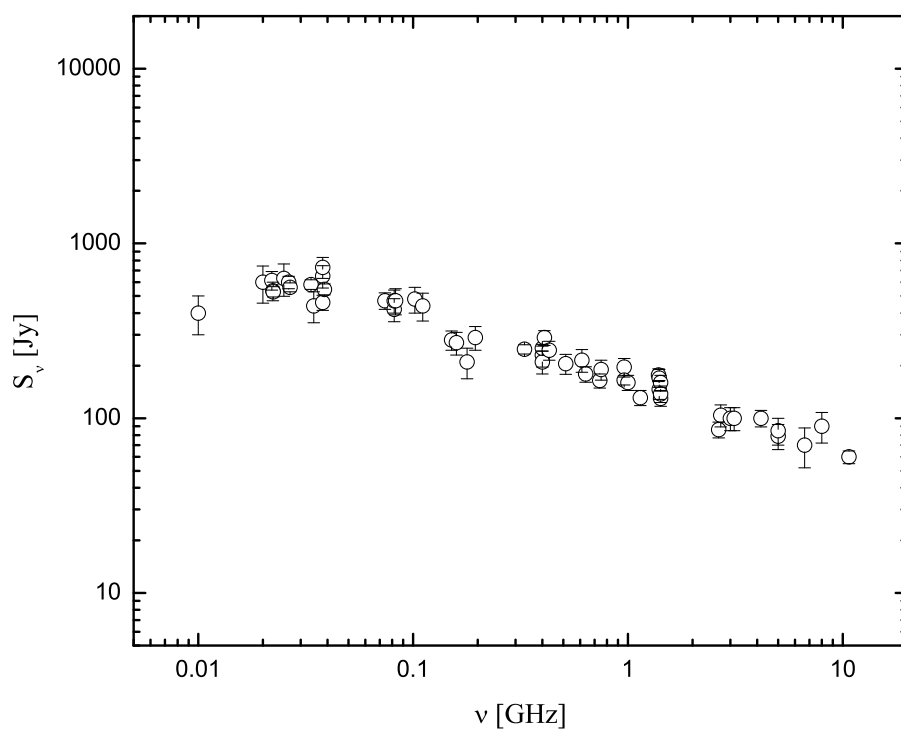
Stepen linearne polarizacije sinhrotronskog zračenja relativističkih elektrona p , u slučaju homogenog magnetnog polja, iznosi približno oko 70%, pod pretpostavkom da je radio-spektralni indeks $\alpha = 0.5$ (Wilson et al. 2009):

$$p = \frac{\alpha + 1}{\alpha + \frac{5}{3}}. \quad (4.5)$$

Jasno je da bi strmiji spektralni indeksi davali veći, a ravniji manji stepen linearne polarizacije, ali za vrednosti spektralnih indeksa očekivanih kod OSN, $\alpha \in (0.3, 0.8)$, ta razlika nije značajna, $p \in (0.66, 0.73)$. Sa druge strane, tako visoke vrednosti linearne polarizacije nisu posmatrane u slučaju OSN (Reynolds et al. 2012). Razlog za nisku posmatranu linearnu polarizaciju (obično do 10-15% osim kod par starijih OSN u čijim delovima može dostići do 50%) može da leži u različitim efektima koji dovode do depolarizacije (Faradejeva depolarizacija i/ili efekti prouzrokovani lošom rezolucijom, Moffet & Reynolds 1994).

Generalno je veoma teško precizno odrediti integralne vrednosti gustine fluksa. Mali broj podataka (uljučujući poznate greške) i disperzija gustina fluksa na jednoj frekvenciji iz različitih posmatranja, predstavlja praktični problem pri određivanju integralnog radio-spektralnog indeksa i samog oblika neprekidnog radio-spektra. U tom smislu je bitno napomenuti da je poznavanje raspodele radio-spektralnih indeksa kao i oblika neprekidnog radio spektra Galaktičkih OSN danas još uvek nedovoljno precizno (bar za većinu Galaktičkih OSN). U okviru ove disertacije razmatani su samo oni OSN za koje su sve poznate gustine fluksa na istoj skali (na skali Barsa sa saradnicima, Baars et al. 1977) i imaju poznate greške $< 20\%$ (videti poglavlje 5.3). OSN sa poznatim gustinama fluksa na samo četiri ili manje različitih frekvencija nisu razmatrani u ovoj tezi. Na slici 18 predstavljen je integralni neprekidni radio-spektar OSN IC443 pri čemu su prikazani svi podaci dati u radu Kasteletija sa saradnicima (Castelletti et al. 2011). Drugim rečima, nije pravljena selekcija u smislu gore navedenih kriterijuma. Pored velikog rasipanja gustina fluksa na jednoj frekvenciji zapaža se i niskofrekventno krivljenje radio-spektra uzrokovano termalnom apsorpcijom koja je u slučaju razmatranog OSN vezana za sam ostatak.

Na početku ovog poglavlja biće predstavljeno nekoliko modela koji objašnjavaju još uvek potpuno nerazjašnjeno postojanje ravnih radio-spektara pojedinih OSN (poglavljje 4.2.1). Zatim će, nakon analize neprekidnog radio-spektra, biti skrenuta pažnja na detekciju i važnost proučavanja radio-linija (poglavljje 4.2.2). Kao što je već napomenuto, u okviru ove teze neće biti razmatrane pulsarske magline (videti poglavljje 3.2). Inače, u slučaju centralno popunjenih ostataka, radio-spektralni indeksi su obično manji od 0.3 (Reynolds et al. 2012).



Slika 18: Integralni radio-spektar OSN IC443.

4.2.1 Predloženi modeli radio-zračenja OSN sa $\alpha < 0.5$

Modeli koji uključuju Fermi II mehanizam

Šlikajzer i First (Schlickeiser & Fürst 1989) su predložili da su posmatrani radio-spektralni indeksi manji od 0.5 direktno uzrokovani malim vrednostima plazmenog β ispred samog udarnog talasa pojedinih OSN. Oni su koristili rezultate iz rada Drege sa saradnicima (Dröge et al. 1987) koji su pored aktivnog DSA procesa pretpostavili i učešće Fermi II mehanizma⁴⁷. Šlikajzer i First su takođe podvukli da su vrednosti plazmenog beta od $\beta \simeq 0.05$ dovoljne da prouzrokuju $\alpha \simeq 0.2$ za faktore kompresije veće ili jednake 2.5 (pretpostavljajući, takođe, konstantan koeficijent prostorne difuzije kosmičkih zraka; videti jednačine 6 i 7 iz rada Schlickeiser & Fürst 1989). Sa druge strane, navedeni autori nisu uzeli u obzir mogućnost da faktor kompresije može biti veći od četiri, u slučaju pojedinih (evolutivno) starijih OSN (u spomenutom radu, spektralni indeks teži 0.5, ako je faktor kompresije 4, nezavisno od vrednosti plazmenog β). Takođe, Drege i saradnici su naglasili da do formiranja ravnijih radio-spektara može doći i ukoliko faktor kompresije teži 4 u slučaju kada je koeficijent prostorne difuzije rastuća funkcija impulsa i $\beta = 1$. Sa druge strane, treba napomenuti da su u slučaju $\beta = 1$ i konstantnog koeficijenta prostorne difuzije, mogući ravniji radio-spektralni indeksi za faktore kompresije veće od četiri. Naravno, svi ovi zaključci su izvedeni za vrednost adijabatskog indeksa od 5/3.

Korisno je podsetiti se da se plazmeno β , uvedeno u glavi 2, može definisati na sledeći način:

$$\beta = \frac{P}{P_{\text{mag}}} = \frac{8\pi P}{B^2} = \frac{2}{\gamma} \left(\frac{v_s}{v_A} \right)^2 = \frac{8\pi n k (T_e + T_i)}{B^2}, \quad (4.6)$$

gde je P pritisak gasa, P_{mag} magnetni pritisak, B magnetna indukcija, n koncentracija, k Boltzmanova konstanta, T_e i T_i elektronska i jonska temperatura (pod

⁴⁷Fermi II mehanizam podrazumeva stohastičko ubrzavanje čestica (u srednjem su verovatniji sudari u kojima čestica dobija energiju) pri čemu ulogu tzv. magnetnih ogledala, slično kao i kod Fermi I mehanizma, igraju odgovarajuće čestica-talas interakcije. Reč je o sporijem procesu ubrzavanja u turbulentnim oblastima oko samog udarnog talasa (videti izraz 4.7 i dole navedeni komentar). Videti još i rad Lija sa saradnicima (Liu et al. 2008).

pretpostavkom da su različite, ili jednostavno temperatura T razmatrane sredine), v_s adijabatska brzina zvuka, v_A Alfvenova brzina i γ adijabatski indeks. Npr. za temperature reda 10^4 K (~ 1 eV), koncentracije reda 0.1 cm^{-3} i srednju vrednost Galaktičkog magnetnog polja (magnetne indukcije) od oko $5 \mu\text{G}$ (Lequeux 2005) dobija se $\beta = 0.16$. Veće gustine (kao i više temperature) bi dovele do rasta plazmenog β . Takođe, jača magnetna polja bi prouzrokovala niže vrednosti plazmenog β pri istim vrednostima temperatura i koncentracija.

Ostrovski (Ostrowski 1999) je, takođe, razmatrao proces ubrzavanja čestica na paralelnom udarnom talasu, uz dodatno prisustvo Fermi II procesa u blizini udarnog talasa, kao moguće objašnjenje ravnijih radio-spektralnih indeksa posmatranih kod pojedinih Galaktičkih OSN u molekulskim oblacima. On je zaključio da čak i veoma slabi udarni talasi mogu proizvesti ravan energetski spektar kosmičkih zraka u prisustvu aktivnog Fermi II mehanizma (pretpostavljajući koeficijent prostorne difuzije u obliku stepenog zakona $-\kappa \propto p^{0.67}$, faktor kompresije 4 i jednakost Alfvenovih brzina pre i nakon prolaska udarnog talasa $-v_{A,1} = v_{A,2}$). Jedan od zaključaka ovog modela jeste da zavisnost spektralnog indeksa od faktora kompresije postaje slabija od one koju predviđa elementarna DSA (Ostrowski 1999). Pomenuti rad Ostrovskog se oslanja na model opisan u radu Ostrovskog i Šlikajzera (Ostrowski & Schlickeiser 1993) koji je modifikovao ranije spomenut, rad Drege sa saradnicima.

Inače, OSN koji se prostiru kroz molekulski oblak, većinom se šire kroz heterogenu, grudvastu sredinu. Dominantni deo mase samog oblaka je sadržan u lokalnim zgušnjeljima (grudvama, eng. *clumps*), koje čine svega oko 10% ili manje od zapremine samog oblaka, dok je ostatak oblaka između tih zgušnjenja popunjen gasom koncentracije od oko 10 cm^{-3} (Chevalier 1999; Ostrowski 1999).

Ostrovski (Ostrowski 1999) je naglasio da su udarni talasi sa Alfvenovom brzinom nezanemarivom u poređenju sa brzinom udarnog talasa zaslužni za stvaranje ravnije energetske raspodele čestica. On je podvukao da za odnos Alfvenove brzine prema brzini udarnog talasa (inverzno od tzv. Alfven-Mahovog broja, vidi jednačinu 4.7) od oko 0.1, Fermi II proces može značajno da modifikuje energetski spektar čestica te da je prezentovani model primenljiv za vrednosti manje od 0.2.

U pomenutom radu su analizirani OSN W44 i IC443 na čije je radio-spektre raz-

matrani model uspešno primenjen (Ostrowski 1999). Iako Ostrowski nije mogao da objasni relativno strm radio-spektralni indeks (0.55) u slučaju OSN 3C391, ukoliko se iskoristi noviji podatak za integralni radio-spektralni indeks ovog ostatka (0.49) iz Grinovog kataloga (Green 2009), ovaj model se u principu može opravdati. Za brzinu udarnog talasa od oko 300 km/s i koncentraciju sredine između lokalnih zgušnjavanja od oko 10 cm^{-3} , (preuzete iz rada Ostrovskog), ovaj model može biti opravdan za vrednost magnetne indukcije od oko $17 \mu\text{G}$ (videti jednačine 2.6-2.9 iz rada Ostrovskog). Korisno je spomenuti da bi vrednosti faktora kompresije veće od četiri dale u ovom modelu manje vrednosti magnetne indukcije za isti radio-spektralni indeks.

Model Ostrovskog se takođe može primeniti na još nekoliko OSN navedenih u tabeli 5, koji su inače važni u razmatranju jedne od osnovnih hipoteza ove disertacije koja će biti analizirana u glavi 5. U slučaju OSN 3C396 koji se širi kroz veoma heterogenu sredinu i interaguje sa molekulskim oblakom, zapažen je radijativni udarni talas, na osnovu posmatranja realizovanih uz pomoć vasionke infracrvene opservatorije Spicer (eng. *Spitzer* IRS). U tom smislu je korisno proveriti pod kojim uslovima bi model Ostrovskog mogao da objasni posmatrani ravan radio-spektralni indeks ovog ostatka (vidi tabelu 5). Ukoliko se pretpostavi da je koncentracija gasa (između lokalnih zgušnjavanja) oko 1 cm^{-3} i da je brzina radijativnog udarnog talasa između 120 km/s i 350 km/s (Hewitt et al. 2009), magnetna indukcija bi morala iznositi oko $10 - 29 \mu\text{G}$ kako bi model Ostrovskog mogao da reprodukuje radio-spektralni indeks od 0.34 (videti jednačine 2.6-2.9 iz rada Ostrovskog). Sa druge strane, u slučaju brzine udarnog talasa od oko 870 km/s (procenjene u radu Sua sa saradnicima; Su et al. 2011) neophodno je da magnetna indukcija ima veću vrednost, oko $72.5 \mu\text{G}$. U slučaju OSN W28, za vrednost brzine udarnog talasa od oko 80 km/s i koncentraciju od oko 5 cm^{-3} (Rho & Borkowski 2002), model Ostrovskog bi mogao objasniti posmatrani radio-spektralni indeks od 0.35 ukoliko je magnetna indukcija $\sim 14 \mu\text{G}$. Pri većim koncentracijama od npr. 10 cm^{-3} neophodna vrednost magnetne indukcije bi bila $20 \mu\text{G}$. Konačno, i za OSN HB21 je poznato da interaguje sa molekulskim oblakom (Pannuti et al. 2010). Ukoliko se pretpostavi da je brzina radijativne ljuske oko 130 km/s i srednja koncentracija oko 3.7 cm^{-3} (Koo et al. 2001), model Ostrovskog bi mogao objasniti posmatrani radio-spektralni

indeks od 0.36, ako je vrednost magnetne indukcije reda $19 \mu\text{G}$. Jasno je da su u nekim slučajevima razmatranih OSN nepohodne nešto veće vrednosti magnetne indukcije⁴⁸ (ali ne i nerealne) kako bi model Ostrovskog mogao biti opravdan.

Inače, ranije uvedeni Alfven-Mahov broj se može odrediti uz pomoć sledećeg izraza (Bykov 2004):

$$M_A = \frac{V_S}{v_A} \approx 460 V_{S8} n_a^{1/2} / B_{-6}, \quad (4.7)$$

gde je V_S brzina udarnog talasa, v_A Alfvenova brzina, V_{S8} je brzina udarnog talasa u jedinicama 10^8 cm s^{-1} , n_a je koncentracija jonizovanog okolnog gasa u cm^{-3} i B_{-6} je lokalna vrednost magnetne indukcije, neposredno pre udarnog talasa, izražena u μG . Alfven-Mahov broj je u principu veoma važan parametar jer je odnos stopa ubrzavanja (potrebno vreme sa se čestice ubrzaju do odgovarajućih energija) Fermi I (DSA) i Fermi II procesom proporcionalna M_A^{-2} (Reynolds 2011). Generalno se od DSA procesa očekuje da bude mnogo brži zbog toga što su udarni talasi OSN uglavnom superalfvenovski.

Model Učijame sa saradnicima (Uchiyama et al. 2010)

Učijama sa saradnicima je proučavao γ -zračenje OSN koji interaguju sa molekulskim oblacima. Oni su pokazali da je ponovno ubrzavanje već postojećih relativističkih čestica procesom DSA na udarnom talasu koji interaguje sa molekulskim oblakom dovoljno da proizvede posmatranu emisiju γ -zračenja putem raspada neutralnih piona. Neutralni pioni pretežno nastaju u interakcijama visokoenergetskih protona (relativističkih hadrona) i niskoenergetskih nukleona lokalnog gasa (tzv. hadronski scenario; za detalje videti poglavlje 4.7). Učijama sa saradnicima je još predložio i da sinhrotronsko radio-zračenje OSN može biti dodatno pojačano prisustvom sekundarnih elektrona/pozitrona nastalih raspadom naelektrisanih piona, koji su takođe stvoreni usled interakcije relativističkih nukleona sa okolnim gasom/plazmom. Ovi autori su, takođe, primetili da efekti nastali usled prisustva tih sekundarnih elektrona/pozitrona mogu dovesti do posmatranih, ravnijih radio-

⁴⁸Ukoliko je srednja vrednost Galaktičkog magnetnog polja (magnetne indukcije) oko $5 \mu\text{G}$, tada bi se, uz faktor kompresije 4, mogle očekivati vrednosti reda $20 \mu\text{G}$, ali za slučaj transferalnog polja (dakle, bez dodatnog mehanizma pojačanja magnetnog polja koje se očekuje kod mlađih OSN).

spektralnih indeksa pojedinih OSN.

Učijama sa saradnicima je primenio pomenuti model na nekoliko OSN (W51C, W44 i IC443) i utvrdio dosta dobro slaganje sa posmatranjima. Naravno, ovaj vid objašnjenja ravnih radio-spektralni indeksa važi isključivo za one OSN koji interaguju sa molekulskim oblacima pretpostavljajući da je tzv. hadronski scenario za proizvodnju γ -zračenja značajan. Još jedna restrikcija ovog modela leži u tome da su Učijama i saradnici koristili relacije koje su primenljive za slučaj faze Sedov-Tejlora koja nije odgovarajuća u slučaju OSN mešane morfologije (videti poglavlje 4.1.1). Takođe, jednostavni model ponovnog ubrzavanja već postojećih kosmičkih zraka ne može da samostalno u potpunosti objasni γ -zračenje asocirano sa oblastima moguće interakcije OSN i molekulskih oblaka. Veoma je bitno naglasiti da γ -zračenje (na energijama reda GeV i TeV) izvan južne granice OSN W28 može biti objašnjeno interakcijom visokoenergetskih kosmičkih zraka koji su napustili OSN sa molekulskim oblacima⁴⁹. Učijama i saradnici su, takođe, pretpostavili da pomenuti, već postojeći kosmički zraci (u oblaku, pre interakcije sa OSN) imaju isti spektar kao i Galaktički kosmički zraci u blizini Sunca, iako zapravo to ne mora biti potpuno ispravno (usled postojanja kosmičkih zraka koji su ranije napustili sam OSN).

Još jedan model, prezentovan od strane Bjukova i saradnika (Bykov et al. 2000) je predložen kao objašnjenje ravnih radio-spektara pojedinih OSN. Oni su pretpostavili da za ubrzavanje elektrona glavnu ulogu igra MHD turbulencija iza udarnih talasa koji se prostiru kroz sredinu velike gustine. Ovi autori su pokazali da se radio-spektar određen njihovim modelom dobro poklapa sa posmatranim za OSN IC443 i zaključili su da je razlog za to slaganje u većoj meri velika vrednost faktora kompresije, a u manjoj meri efekat Fermi II mehanizma ubrzavanja čestica. Bitno je istaći da ovaj model pretpostavlja tzv. leptonski scenario za produkciju γ -zračenja OSN koji interaguju sa molekulskim oblacima (videti detaljnije u poglavlju 4.7).

⁴⁹Model molekulskih oblaka *osvetljenih* visokoenergetskim kosmičkim zracima koji su napustili OSN (Uchiyama et al. 2010).

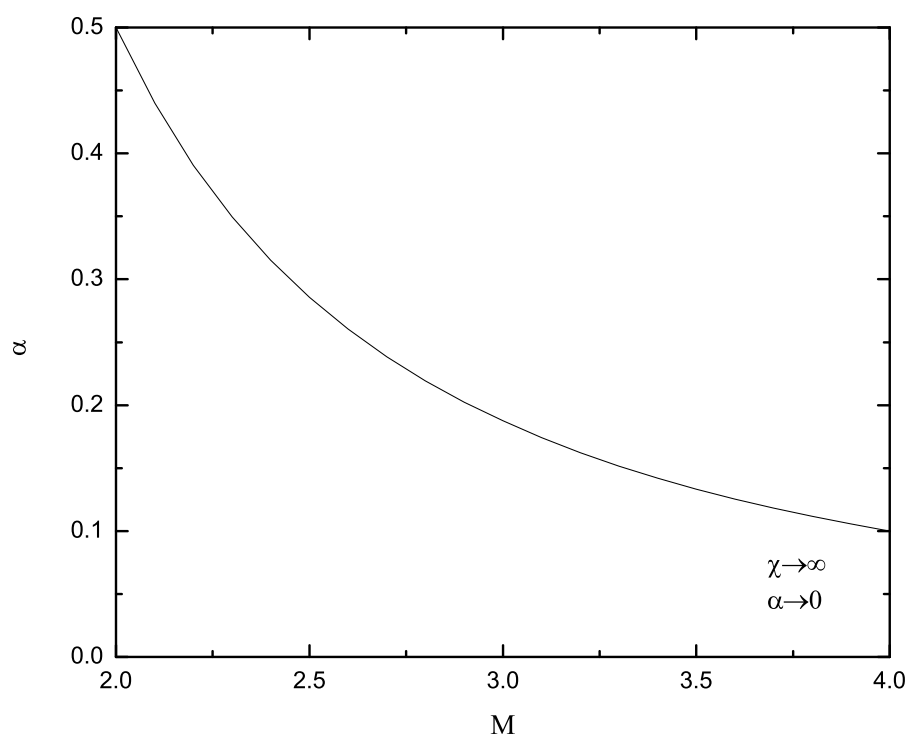
Modeli koji uključuju velike faktore kompresije

Ravniji spektralni indeksi mogu biti prouzrokovani i vrednostima faktora kompresije većim od četiri u slučaju potpuno radijativnih odnosno izotermalnih udarnih talasa. U slučaju paralelnog izotermalnog udarnog talasa faktor kompresije χ je jednak kvadratu izotermalnog Mahovog broja M , tako da elementarna DSA daje:

$$\alpha = \frac{3}{2(\chi - 1)}, \quad \chi = M^2. \quad (4.8)$$

Na slici 19 je pokazano da ovo objašnjenje, za slučaj posmatranih, nižih vrednosti spektralnih indeksa $\alpha \in (0.25 - 0.5)$, ima smisla jedino za izotermalne udarne talase veoma malih Mahovih brojeva (Mahovi brojevi oko 2–3) u slučaju elementarne DSA. Naravno, pitanje je da li uopšte OSN ikada dostiže teorijsku radijativnu fazu (videti glavu 3). Ipak, pojedine oblasti OSN mogu postati radijativne dok je globalna evolucija OSN još uvek vođena Sedov-Tejlorovom dinamikom. Takva složena evolucija OSN, samim tim, može imati uticaja i na oblik posmatranih radio-spektara OSN.

Bitno je istaći da bi vrednosti adijabatskog indeksa manje od 5/3 (videti npr. disertaciju Dejvisa (Davis 2007)) dovele do posmatranih nižih vrednosti radio-spektralnog indeksa pod pretpostavkom paralelnog adijabatskog udarnog talasa i elementarne DSA (videti jednačinu 4.4). Sa druge strane, takve vrednosti generalno nisu očekivane u međuzvezdanoj sredini nakon prolaska udarnog talasa. Konačno, Anand je izveo i diskutovao relacije za skokove fizičkih parametara u slučaju udarnog talasa u neidealnom gasu sa i bez prisustva spoljašnjeg magnetnog polja (Anand 2012; Anand 2013). Zanimljivo je primetiti da se čak i za veoma mala odstupanja od idealnog gasa (okarakterisana parametrom neidealnosti definisani u radu Ananada), upotrebom jednačine (5) za faktor kompresije iz pomenutog rada Ananda, dobijaju radio-spektralni indeksi manji od 0.5, i to za veliki opseg brzina udarnog talasa u svetlu elementarne DSA. Naravno, postavlja se pitanje primenljivosti ovog objašnjenja u slučaju konkretne vasijske plazme.



Slika 19: Promena integralnog radio spektralnog indeksa sa izotermalnim Mahovim brojem potpuno radijativnog udarnog talasa OSN.

Otvorena pitanja

Među onim OSN sa nižim spektralnim indeksima postoji i nekoliko njih koji se prostiru kroz ređu (mada heterogenu) sredinu. Takav je npr. slučaj OSN G82.2+5.3 (W63) sa $\alpha = 0.44$ (Mavromatakis et al. 2004; Gao et al. 2011) i OSN G166.0+4.3 (VRO 42.05.01) sa $\alpha = 0.33$ (Guo & Burrows 1997; Bocchino et al. 2009; Gao et al. 2011). Oba pomenuta OSN su klasifikovani kao OSN mešane morfologije i još uvek nisu detektovani u γ -području. Nепrekidan radio-spketar ovih ostataka je ravan i nema primetnog krivljenja (Higgs et al. 1991; Kovalenko et al. 1994; Reich et al. 2003; Leahy & Tian 2005; Kothes et al. 2006; Gao et al. 2011). W63 se najverovatnije širi u mehuru ranije nastalom od strane zvezdanog vetra, dok se VRO 42.05.01 najverovatnije prvo probio van oblaka u kojem je zvezda formirana, a zatim širio kroz šupljinu male koncentracije, na čijem rubu se trenutno nalazi (Pineault et al. 1987; Burrows & Guo 1994; Guo & Burrows 1997; Mavromatakis et al. 2004). Ukoliko je model Šlikajzera i Firsta valjan u slučaju pomenutih OSN, tada posmatrani radio-spektralni indeksi ukazuju na vrednosti plazmenog beta od oko 0.17 i 0.05 za W63 i G166.0+4.3, respektivno, pri faktoru kompresije od 3.9 i konstantnom koeficijentu prostorne difuzije (Schlickeiser & Fürst 1989). Nešto veće vrednosti plazmenog β bi se dobile za faktor kompresije od 2.5. Ukoliko je, pak, koeficijent prostorne difuzije oblika stepenog zakona indeksa 0.67, model Drege sa saradnicima (Dröge et al. 1987) ne može da reprodukuje posmatrane radio-spektralne indekse. Konačno ako je $\beta = 1$, tada faktori kompresije od oko 6.95 i 12.3 odgovaraju posmatranim radio-spektralnim indeksima ostataka W63 i G166.0+4.3, respektivno (za konstantan koeficijent prostorne difuzije). Ove procene faktora kompresije ukazuju na (nerealistično) niske vrednosti izotermalnih Mahovih brojeva potpuno radijativnih OSN.

Na ovom mestu je zgodno napomenuti i da je u dosadašnjoj literaturi zapravo predstavljen veliki broj različitih modela formiranja ravnijih radio-spektara OSN od kojih su u ovoj disertaciji prezentovani samo oni sa najjačim argumentima u svoju korist (Vainio & Schlickeiser 1999).

Na osnovu svega do sada izloženog, jasno je da pitanje uzroka ravnijih spektralnih indeksa pojedinih OSN još uvek nije u potpunosti razjašnjeno. Zapravo,

najverovatnija je upravo situacija u kojoj više različitih mehanizama učestvuje u formiranju karakterističnog radio-spektra, pri čemu su u zavisnosti od konkretnog OSN neki više, a neki manje izraženi. Na kraju ove rasprave zgodno je napomenuti da je nedavno predložen još jedan model koji bi mogao da, na prirodan način, objasni postojanje OSN sa radio-spektralnim indeksima manjim od 0.5 i koji će biti detaljno predstavljen u glavi 5.

4.2.2 Radio-rekombinacione linije

U uslovima karakterističnim za MZS može doći do formiranja tzv. radio-rekombinacionih linija (Lequeux 2005; Urošević & Milogradov-Turin 2007). Reč je o procesima rekombinacije u jonizovanim gasnim oblacima (pretežno H II regionima), kada slobodni elektron biva zahvaćen od strane pozitivnog jona, i to u stanja sa izuzetno niskim vezivnim energijama sa glavnim kvantnim brojevima uglavnom većim od sto. Pratećim kaskadnim deekscitacijama nastaju radio-linije. Najpoznatiji primer je linija H109 α koja odgovara prelazu elektrona sa 110. na 109. nivo atoma vodonika pri čemu je frekvencija emitovanog fotona 5009 MHz. Radio-rekombinacione linije mogu nastati i u slučaju atoma sa više elektrona (helijum, ugljenik, sumpor). Linije ugljenika i sumpora se pretežno detektuju kod fotodisocijativnih oblasti. Inače, danas je poznat veliki broj različitih radio-rekombinacionih linija.

Proučavanje radio-rekombinacionih linija je veoma značajno u astronomiji jer njihova detekcija pruža mogućnost procene različitih fizičkih parametara sredine u kojoj se formiraju, kao npr. elektronske temperature i koncentracije (Verschuur & Kellermann 1988; Osterbrock & Ferland 2006). Odličan prikaz istorijata istraživanja, teorije i značaja radio-rekombinacionih linija u astronomiji dat je u knjizi Gordona i Soročenka (Gordon & Sorochenko 2009).

U slučaju nekoliko Galaktičkih OSN primećene su slabije radio-rekombinacione linije ali i dalje nije potpuno jasno da li su one vezane za sam OSN ili potiču od izvora kao što su proširene H II oblasti duž vizure (Hewitt & Yusef-Zadeh 2006).

4.3 Infracrveno zračenje OSN

Posmatranje emisionih linija u infracrvenom području je od velikog značaja u smislu mogućnosti određivanja elektronske temperature i koncentracije (Osterbrock & Ferland 2006). U slučaju mlađih OSN, posmatranja u infracrvenoj oblasti posebno omogućavaju uvid u materijal odbačen od strane SN (Arendt 2001).

Takođe, posmatranja u infracrvenom području pružaju mogućnost za detaljnu analizu emisije prašine, zagrejane prolaskom udarnog talasa OSN (Dwek et al. 1987). Posmatranja vasijske opservatorije u infracrvenom području IRAS (skraćeno od *Infrared Astronomy Satellite*) su detektovala skoro trećinu trenutno poznatih OSN (Saken et al. 1992). Naravno, od velikog su značaja i posmatranja sa još jedne vasijske opservatorije, *Spicer*⁵⁰ (eng. *Spitzer Space Telescope*, Reach et al. 2006). Inače, prašina detektovana u OSN ne mora biti isključivo poreklom iz MZS. Posmatranja SN 1987A su ukazala na formiranje prašine 350 dana nakon eksplozije SN (Meikle et al. 1993).

4.4 OSN u vidljivoj svetlosti

Široke i uske Balmerove⁵¹ linije posmatrane su u slučaju nekoliko mladih (neradijativnih) OSN (Helder et al. 2012; Vink 2012). Ukoliko se udarni talas prostire kroz delimično jonizovani gas (dakle, postoji značajno prisustvo neutrala), tada atomi vodonika mogu biti pobuđeni pre same jonizacije. Neutrali, koji prođu udarni front, mogu biti sudarno pobuđeni ili jonizovani elektronima ili jonima, ili pak mogu da učestvuju u procesu razmene naelektrisanja sa jonima. Sudarno pobuđeni neutrali uzrokovali emisiju u Balmerovim linijama koja oslikava osobine (raspodelu čestica po brzinama) sredine ispred samog udarnog talasa (uske linije). Sa druge strane, nastanak pobuđenog stanja nakon procesa razmene naelektrisanja sa jonima dovešće do emisije u Balmerovim linijama koja oslikava stanje gasa (raspodelu čestica po brzinama) nakon prolaska udarnog talasa (široke linije). Analizom uskih i širokih Balmerovih linija mladih OSN se može proceniti temperatura pre i nakon prolaska udarnog talasa. Takođe, analiza ovih Balmerovih linija omogućava procenu odnosa

⁵⁰Nazvan po Lajmanu Spiceru (*Lyman Strong Spitzer, Jr.*, 1914-1997).

⁵¹*Johann Jakob Balmer*, 1835-1898.

elektronske i jonske temperature nakon prolaska udarnog talasa (koje generalno nisu jednake u slučaju plazme kroz koju je prošao bezsudarni udarni talas). Jasno je, naravno, da je prisustvo Balmerovih linija proizvedenih na gore opisan način, moguće jedino ukoliko je prisutna znatna koncentracija neutrala u okolozvezdanoj sredini roditeljske SN. Danas se smatra da su ovi mladi OSN, sa izraženim Balmerovim linijama (eng. *Balmer-dominated*), uglavnom ostaci superonova tipa Ia (Arbutina 2005; Vink 2012). Izuzeci su, najverovatnije, OSN Cygnus Loop i RCW 86 (za detalje videti Vink 2012 i tamo navedenu literaturu).

Tokom kasnijih (radijativnih) faza u evoluciji OSN dolazi do značajnijeg hlađenja, pretežno preko emisije u linijama u vidljivom delu spektra. Posebno su izražene jake zabranjene linije jona sa niskim potencijalom ekscitacije (npr. [S II] i [O I]). One nastaju usled sudarne ekscitacije u delimično jonizovanoj oblasti u blizini tzv. rekombinacione zone iza udarnog talasa⁵². To je ujedno i glavna razlika u odnosu na fotojonizacione emisije magline tipa H II regiona gde su za pobuđivanje atoma/jona zaslužni UV fotoni poreklom sa centralne zvezde (pa je npr. sumpor unutar fotojonizacionih maglina oblika S III, a kiseonik O II ili O III). U tom smislu je i odnos jačina pomenutih linija prema H α liniji veći u slučaju OSN nego u slučaju fotojonizacionih maglina (Osterbrock & Ferland 2006). Gore pomenuta osobina emisije OSN u vidljivom delu spektra se iz tog razloga često koristi u situacijama kada nije moguće identifikovati da li je reč o OSN ili npr. H II regionu na osnovu same morfologije (npr. posmatranja OSN u drugim galaksijama, videti npr. Arbutina sa saradnicima 2009). Naravno, radi provere je neophodno priložiti i analizu u smislu polarizacionih meranja, posmatranjima u radio i X-području, itd.

Takođe, posebno se izdvaja grupa mladih ostataka sa izraženim linijama kiseonika (eng. *oxygen-rich*). U početku su ovi OSN identifikovani na osnovu posmatranja linija kiseonika u vidljivom delu spektra (npr. [O III] linija), ali u velikom broju slučajeva i posmatranja u X-području potvrđuju njegovu povećanu zastupljenost (Vink 2012). Danas se smatra da ovi OSN predstavljaju ostatke kolapsirajućih SN.

Korisno je skrenuti pažnju i na značajan uticaj međuzvezdane ekstinkcije (slabljenje zračenja) upravo u vidljivom delu spektra (s obzirom da se veliki broj Galaktičkih

⁵²Za detalje videti poglavlje 8.4.2 iz knjige Dopita i Saterlenda (Dopita & Sutherland 2003).

OSN, kao i Sunce, nalazi približno u Galaktičkoj ravni). Naravno, posmatranje OSN u Velikom i Malom Magelanovom oblaku, ali i drugim galaksijama (pre svega, onih *okrenutih licem ka nama*, eng. *face-on*) je u principu pod manjim uticajem pomenu-tih efekata.

4.5 Ultraljubičasto zračenje OSN

Posmatranje Galaktičkih OSN u ultraljubičastom delu spektra je otežano, slično kao i u optičkom, prisustvom međuzvezdane ekstinkcije što ima kao rezultat mali broj detektovanih OSN u ovom delu elektromagnetnog spektra⁵³. U principu, analiza UV linija, zajedno sa optičkom spektroskopijom, omogućava procenu fizičkih karakteristika samog udarnog talasa OSN. U tom smislu je važno napomenuti da jačine posmatranih UV linija uglavnom zavise ili od energije elektrona (npr. He II $\lambda 1640$), ili pre svega od energije protona/jona (litijumu slični joni), pa se one, samim tim, mogu koristiti pri razmatranju nejednakosti temperatura elektrona i jona u sredini nakon prolaska udarnog talasa (Laming et al. 1996). Treba naglasiti da postoje i posmatranja nekoliko OSN uz pomoć vasijske opservatorije za spektrografska posmatranja u dalekom ultraljubičastom delu spektra (eng. *Far-Ultraviolet Spectrographic Explorer*, Sankrit et al. 2006).

4.6 Zračenje OSN u X-području

U poslednje vreme je možda najveća pažnja posvećena upravo posmatranju OSN u X-području. To je, sa jedne strane, posledica proboja u kvalitetu posmatranja u ovom delu spektra postignutog realizacijom lansiranja dve najznačajnije vasijske opservatorije: Čandra (eng. *Chandra X-ray Observatory*) i XMM-Njutn (eng. *X-ray Multi-Mirror Mission - Newton*) i, sa druge strane, mogućnošću da se daju mnogi odgovori na značajna pitanja vezana za ubrzavanje čestica na udarnim talasima OSN. Trenutno je pristupačan veliki broj preglednih članaka (Reynolds 2008; Reynolds et al. 2012; Helder et al. 2012; Vink 2012), kao i knjiga (Trümper &

⁵³Interesantno je spomenuti da iako je osnovni cilj misija *Vojadžer 1* i *2* (eng. *Voyager*) bilo proučavanje planeta Sunčevog sistema, postojanje kamera koje detektuju fotone u ultraljubičastom delu spektra (eng. *Voyager Ultraviolet Spectrometers*) omogućilo je detekciju nekoliko Galaktičkih OSN: Cygnus Loop, Vela i G65.3+5.7 (Blair 1996).

Hasinger 2008; Melia 2009) posvećenih astronomiji u X-području sa posebnim osvrtnom na analizu OSN.

Kao što je već bilo napomenuto, u slučaju neprekidnog X-zračenja ljuskastih OSN posmatrana je slična morfologija kao i u radio-području. Za neprekidnu emisiju je zaslužno termalno zakočno zračenje koje je izraženo u X-području usled visokih temperatura gasa/plazme. Korisno je zapaziti i da radio-sinhrotronska ljuska uglavnom obuhvata termalnu emisiju u X-području (Urošević et al. 2007).

Veliki značaj u analizi OSN dao je razvoj X-spektroskopije (dovoljno visoke rezolucije), odnosno analize linijskog X-spektra OSN. X-spektroskopija je omogućila određivanje zastupljenosti elemenata, kako kod mladih OSN (spektroskopija materijala odbačenog od strane roditeljske SN), tako i u slučaju starijih OSN (gde se može analizirati zastupljenost elemenata MZM). Odličan uvod u X-spektroskopiju OSN dat je u preglednom radu Vinka (Vink 2012).

Detekcija netermalnog zračenja OSN u X-području je uglavnom vezana za identifikovane pulsarske magline čiji je značajan broj otkriven upravo posmatranjima u X-području (Olbert et al. 2003). Relativno skoro, veliku pažnju naučne javnosti privuklo je otkriće sinhrotronskog zračenja (elektrona energija reda TeV, videti jednačinu 4.2 i sliku 9) u X-području iz ljuski nekoliko mladih OSN (Vink 2012 i literatura navedena u tom preglednom radu). Posmatranja sinhrotronske emisije u X-području pokazala su da su kod mladih OSN aktivni procesi ubrzavanja čestica i stvorila su mogućnost testiranja dosadašnjih teorija. Netermalni spektar OSN u X-području je strmiji od neprekidnog radio-spektra. Sinhrotronski spektar u X-području obuhvata frekvencije oko ili više od karakteristične frekvencije (eng. *cut-off frequency*) na kojoj dolazi do krivljenja (ustrmljavanja) spektra⁵⁴ (Reynolds 2008; Helder et al. 2012). Zanimljivo je pomenuti da je na osnovu analize sinhrotron-

⁵⁴Zapravo, posmatrani spektar oslikava energetska raspodelu čestica. Maksimalna energija do koje elektron/proton može biti ubrzan zavisi, sa jedne strane od karakterističnog vremena potrebnog za ubrzavanje čestice do određene energije (videti izraz 11 u radu Helder sa saradnicima (Helder et al. 2012)) i starosti samog OSN (eng. *age-limited case*). Sa druge strane, bitno je istaći da elektroni (za razliku od protona) veoma brzo gube svoju energiju kroz sinhrotronsko zračenje ili inverzno Komptonovo rasejanje (eng. *loss-limited case*). Kako je *koleno* u energetskom spektru elektrona na energijama reda TeV, onda je i sinhrotronski spektar strmiji. *Koleno* u slučaju protona odgovara energijama oko 10^{15} eV, a za elektrone je oko 10^{12} eV. Na kraju, korisno je spomenuti i mogućnost *bežanja* kosmičkih zraka, iznad određene energije usled nepostojanja odgovarajućih MHD talasa neophodnih za njihovo rasejavanje (Reynolds et al. 2012).

skih filamenata u X-području u slučaju mladih OSN određena jačina magnetnog polja (magnetna indukcija) od oko 100-500 μG . Reč je o mnogo većim vrednostima od očekivanih na osnovu jednostavne kompresije Galaktičkog magnetnog polja, što ukazuje na prisustvo drugih procesa pojačanja magnetnog polja (Helder et al. 2012).

Iako analiza OSN u X-području nije glavna tema ove disertacije, korisno je još jednom napomenuti veliki značaj otkrića radijativnog rekombinacionog kontinuuma u X-području u slučaju nekoliko OSN mešane morfologije. Generalno, plazma mladih OSN nije u sudarnoj jonizacionoj ravnoteži zbog relativno male gustine sredine (u unutrašnjosti OSN), odnosno malog broja sudarnih procesa. Dakle, naglo zagrevanje plazme udarnim talasom prati sporiji proces jonizacije (sudarima jona i elektrona). U tom smislu, plazma mladih OSN *nije dovoljno* jonizovana (eng. *underionized plasma*). Poseban slučaj predstavljaju plazme u OSN kod kojih je otkriven RRC u X-području kao posledica toga što je plazma više jonizovana nego što bi bilo očekivano u slučaju sudarne jonizacione ravnoteže (eng. *overionized plasma*).

4.7 Gama zračenje ostataka supernovih

Neprekidno γ -zračenje OSN može biti posledica nekoliko različitih mehanizama (koji ne moraju da se međusobno isključuju). Elektroni i pozitroni u ljusci OSN mogu interagovati putem inverznog Komptonovog rasejanja sa okolnim fotonim poljem (kao što je npr. kosmičko mikrotalasno pozadinsko zračenje i/ili okolno infracrveno zračenje) i na taj način proizvesti γ -emisiju (Helder et al. 2012). Takođe, interakcije elektrona sa jonima u gustoj sredini mogu rezultovati pojačanom emisijom zakočnog zračenja u γ -području (Reichardt et al. 2012). Pomenuti mehanizmi podrazumevaju elektrone ubrzane do dovoljnih energija da proizvedu posmatrano γ -zračenje OSN (tzv. leptonski scenario). Sa druge strane, kao što je već i spomenuto u poglavlju 4.2, γ -zračenje OSN koji interaguju sa molekulskim oblacima može nastati i raspadom neutralnih piona, stvorenih sudarima visokoenergetskih protona (ili težih nukleona) sa protonima (nukleonima) okolnog gasa (tzv. hadronski scenario). Potvrda važenja hadronskog scenarija je od posebnog značaja jer bi se na taj način posmatrački utvrdilo postojanje izvora hadronske komponente kosmičkih zraka (koji čine do 99% kosmičkih zraka detektovanih u okolini Zemlje, Helder et al. 2012).

Trenutno se aktivno radi na analizi posmatranja nekoliko opservatorija za proučavanje γ -zračenja, što vasijskih, što zemaljskih, kao što su npr. Fermi⁵⁵ (punog imena *Fermi Gamma-ray Space Telescope*), Agile⁵⁶ (skraćeno od *Astro-rivelatore Gamma a Immagini LEggero*), Integral⁵⁷ (skraćeno od *INTErnational Gamma-Ray Astrophysics Laboratory*), Magic⁵⁸ (skraćeno od *Major Atmospheric Gamma-ray Imaging Cherenkov Telescopes*), Veritas⁵⁹ (skraćeno od *Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System*), HESS⁶⁰ (*High Energy Stereoscopic System*) i drugi (Thompson 2010; Holder 2012). U okviru ove teze biće, ukratko, reći jedino o rezultatima analize posmatranja vasijske opservatorije Fermi.

Pored tzv. istorijskih (kao npr. G111.7-2.1 (Cas A) i G120.1+1.4 (Tycho) – Abdo et al. 2010e; Giordano et al. 2012) i mladih OSN koji zrače na energijama reda TeV (kao npr. RX J1713.7-3946 i Vela Jr. – Abdo et al. 2011; Tanaka et al. 2011), među skoro otkrivenim OSN uz pomoć vasijske opservatorije za detekciju γ -zračenja Fermi postoji izražena klasa objekata koji interaguju sa molekulkim oblacima, kao i onih (evolutivno) starih OSN kod kojih nije posmatrana interakcija sa molekulkim sredinom (kao npr. G74.0-8.5 (Cygnus Loop), G180.0-1.7 (S147) – Katagiri et al. 2011; Katsuta et al. 2012).

Od prevashodnog interesa za ovu disertaciju je proučavanje (relativno starijih) ostataka koji se prostiru kroz gušću sredinu, odnosno intaraguju sa molekulkim oblacima. U tom smislu, neće biti detaljnijeg govora o emisiji γ -zračenja mlađih ostataka. Inače, poreklo γ -emisije mladih OSN još uvek nije potpuno razjašnjeno pri čemu se trenutno u literaturi vodi velika debata o udelu različitih, do sada predloženih mehanizama (leptonskih ili hadronskih) u γ -emisiji u kontinuumu (Helder et al. 2012; Vink 2012).

Trenutno, najviše argumenata ide u prilog tome da je hadronski scenario najverovatnije zaslužan za emisiju γ -zraka sa OSN koji interaguju sa molekulkim oblacima.

⁵⁵Može da detektuje fotone energija približno između 100 MeV i 300 GeV, pri čemu se sastoji iz dva instrumenta, glavnog tzv. LAT-a, *Large Area Telescope* i drugog, GBM-a, *Gamma-ray Burst Monitor*, koji je namenjen za proučavanje γ -bljeskova.

⁵⁶Može detektovati fotone energija približno između 30 MeV i 50 GeV, pri čemu je ujedno i opservatorija za proučavanje X-zračenja u približnom intervalu energija od oko 16 do 60 keV.

⁵⁷Može da detektuje fotone energija između desetak keV i desetak MeV.

⁵⁸Može da detektuje fotone energija od približno 50 GeV do 30 TeV.

⁵⁹Detektuje fotone energija u intervalu od oko 50 GeV do 50 TeV.

⁶⁰Može detektovati fotone energija od desetina GeV do desetina TeV.

Odsustvo netermalnog zračenja u X-području ide u prilog hadronskom scenariju. Jedna od posmatračkih karakteristika je ustrmljavanje neprekidnog γ -spektra na energijama reda GeV. Naglo ustrmljavanje neprekidnog γ -spektra iznad nekoliko GeV je, inače, očekivani znak procesa ponovnog ubrzavanja već postojećih ubrzanih čestica, pri čemu kosmički zraci najvećih energija mogu napustiti OSN (Reichardt et al. 2012). Učijama sa saradnicima (Uchiyama et al. 2012) je ipak naglasio da još uvek nije najjasnije da li je emisija γ -zračenja prouzrokovana samo *osvetljavanjem* molekulskih oblaka visokoenergetskim kosmičkim zracima koji su napustili OSN ili usled same interakcije OSN sa molekulskim oblakom. Iako većina OSN (koji su detektovani u γ -području i interaguju sa molekulskim oblacima), ima radio-spektralne indekse manje od 0.5 (npr. W44, IC443, W28, W49B, 3C391, W51C, CTB37A, HB21 – Abdo et al. 2009a, Abdo et al. 2010a,b,c,d; Castro & Slane 2010; Reichardt et al. 2012), bitno je naglasiti da je γ -emisija nekoliko OSN sa $\alpha = 0.5$ takođe detektovana pomoću opservatorije Fermi (npr. G8.7-0.1, G109.1-1.0, G349.7+0.2 – Castro & Slane 2010; Ajello et al. 2012; Castro et al. 2012).

Rajhard sa saradnicima (Reichardt et al. 2012) je naglasio da OSN HB21 pripada grupi ostataka male luminoznosti na energijama reda GeV (kao što su još npr. OSN Cygnus Loop ili S147), koja je vidno manja od luminoznosti prvih otkrivenih OSN u GeV području (kao što su npr. G43.3-0.2 (W49B), G49.2-0.7 (W51C), G189.1+3.0 (IC443)). Prelom u neprekidnom γ -spektru se u slučaju OSN HB21 nalazi na nešto nižim energijama nego u slučaju luminoznih OSN (Reichardt et al. 2012). Rajhard sa saradnicima je predložio i da γ -zračenje sa OSN HB21 predstavlja kombinaciju emisije nastale usled *osvetljavanja*, ali i same interakcije sa obližnjim molekulskim oblakom.

OSN G260.4-3.4 (Puppis A), kod kojeg je posmatran radio-spektralni indeks od 0.5 (Green 2009), je takođe posmatran u γ -području (Hewitt et al. 2012) i predstavlja zanimljiv prelazni slučaj između mladih OSN, koji se još uvek šire kroz okozvezdanu sredinu (kao npr. Cas A), i starijih OSN koji interaguju sa velikim i gustim molekulskim oblacima (kao npr. IC443).

U slučaju OSN Kes 67 (videti tabelu 5), koji još uvek nije detektovan u γ -području, prisustvo posmatrane svetle pulsarske magline HESS J1825-137 (Grondin

et al. 2011) koja se nalazi u neposrednoj blizini ovog OSN (prividno na nebeskoj sferi), znatno otežava njegovu detekciju. Slična situacija je i pri razmatranju moguće γ -emisije OSN 3C396. Radio-tihi pulsar posmatran u γ -području (PSR J1907+0602) koji uzrokuje svjetlu pulsarsku maglinu na energijama reda TeV (MGRO J1908+06) se nalazi u neposrednoj blizini OSN 3C396, što dodatno komplikuje analizu γ -zračenja sa razmatranog ostatka (Abdo et al. 2010f).

Moguća asocijacija i interakcija OSN 3C434.1 (videti tabelu 5) sa obližnjim molekulskim oblakom je pretpostavljena od strane Džonga sa saradnicima (Jeong et al. 2012), mada je detaljna analiza predložena za budući rad. U katalogu tačkastih izvora detektovanih na osnovu dve godine rada vasijske opservatorije Fermi (eng. *LAT 2-year point source catalog*, Nolan et al. 2012) nije zabeležen nijedan objekat u radijusu od dva stepena oko položaja OSN 3C434.1 na nebu (inače, nije zabeležen nijedan objekat konačnih dimenzija u radijusu od deset stepeni oko pomenutog ostatka). Dodatne komplikacije u analizi moguće emisije u γ -području ovog ostatka komplikuje blizina nedavno detektovanog snažnog izvora γ -zračenja NRAO 676 (TXS 2159+505) koji se nalazi unutar radijusa od deset stepeni oko položaja OSN 3C434.1 (Ciprini & Hays 2012; Cutini 2012). Ipak, kako je reč o objektu koji nije postojan na γ -nebu (eng. *transient*), može se jednostavno ukloniti iz analize birajući samo posmatranja pre trenutka njegove pojave. U cilju doprinosa proučavanju OSN u γ -području, u ovoj tezi je razmatrana mogućnost detekcije izvora na granici instrumentalne mogućnosti vasijske opservatorije Fermi. U tom smislu je upotrebljena `gttsmap` procedura koja je implementirana u okviru standardnog softverskog alata za obradu posmatranja sa vasijske opservatorije Fermi (eng. *Fermi Science Tools* version v9r27p1)⁶¹. Analizirana su posmatranja koja odgovaraju vremenskom periodu između 04.08.2008. (početak (naučnog) rada same opservatorije) i 03. 02. 2012. godine (kako bi se isključio doprinos objekta NRAO 676). Razmatrano je polje u radijusu od deset stepeni oko položaja OSN 3C434.1 (što je inače standardna procedura pri analizi posmatranja sa vasijske opservatorije Fermi, što zbog same rezolucije (oko tri stepena na 100 MeV, ali oko 0.04 stepena na 100 GeV), što zbog

⁶¹Posmatranja, kao i prateći softver za njihovu obradu su javno dostupni na: <http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc>.

toga da se uključi doprinos dominantnih okolnih izvora). Za interval energija je uzet opseg između 200 MeV i 200 GeV. Praćen je standardni postupak u obradi i analizi razmatranog tipa posmatranja koji je predstavljen u javno dostupnom uputstvu⁶². Rezultat ove preliminarne analize ukazuje na mogućnost da postoji slabi izvor, na granici detekcije, u neposrednoj blizini položaja OSN 3C434.1. U tom smislu bi, u ovom slučaju, γ -zračenje moglo biti formirano *osvetljavanjem* obližnjeg molekuskog oblaka kosmičkim zracima velikih energija koji su napustili OSN. Ipak, moguće da je samo reč o fluktuacijama usled nedovoljno preciznog modela Galaktičke pozadine.

Na samom kraju je važno napomenuti da se mogu detektovati i γ -linije koje potiču od radioaktivnih raspada jezgara, između ostalog nastalih eksplozijom SN (Diehl & Timmes 1998; Vink 2012). Radioaktivni raspad jezgara sa malim vremenom poluživota je zaslužan za početnu krivu sjaja SN jer je u tom slučaju emitovano γ -zračenje (dok je sistem bio optički gust) reemitovano do optičkih talasnih dužina. Jasno je da γ -linije nastaju usled brze deekscitacije inicijalno pobuđenih produkata radioaktivnog raspada različitih jezgara. Proučavanje γ -linija (u nekim slučajevima i u visokoenergetskom delu X-područja) produkata radioaktivnog raspada jezgara sa dužim vremenom poluživota (dovoljnim da budu značajni u slučaju OSN) je od velikog značaja (u smislu određivanja karakteristika same eksplozije SN i verifikacije modela nukleosinteze).

4.8 Molekuli

Veliki broj različitih molekula u MZS otkrivenih do današnjih dana svoje otkriće duguje pre svega radio-astronomskim posmatranjima. Sa proučavanjem molekula u MZS razvila se i nova oblast astronomije: astrohemija (Shaw 2006). Molekuli se uglavnom nalaze u sastavu molekulskih oblaka koji čine najgušći i najhladniji oblik MZM, i u kojima se najverovatnije nalazi najveća količina detektabilne međuzvezdane mase.

Od posebnog značaja su linije ugljen-monoksida⁶³, budući da postoji empirijski utvrđena relacija između linijskih gustina za CO i H₂ (Duric 2004; Urošević &

⁶²Videti na <http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/>.

⁶³Videti npr. analizu posmatranja linije ugljen-monoksida ¹²CO na 115.271 GHz sa Seulske radio-astronomske opservatorije (eng. *Seoul Radio Astronomy Observatory*, Jeong et al. 2012).

Milogradov-Turin 2007). Zato je posmatranje linija ugljen-monoksida značajno pri proveru realnosti pretpostavljene interakcije OSN sa molekulskim oblacima. Inače, rotacione linije molekuskog vodonika je gotovo nemoguće detektovati usled veoma visokih energija potrebnih za pobudu njegovih rotacionih stanja. Ipak, u prisustvu udarnih talasa može doći do pobude vibracionih nivoa, pa se H_2 može detektovati u bliskoj infracrvenoj oblasti spektra.

U astronomskim istraživanjima poseban značaj imaju linije masera. Na primer, maserska emisija hidroksilnog jona OH (na 1720 MHz), posmatrana u slučaju nekoliko OSN, uzrokovana je interakcijom ostatka sa molekulskim oblakom⁶⁴, pa je samim tim od posebnog interesa prilikom istraživanja povezanosti OSN sa molekulskom sredinom (Wardle & McDonnell 2012). Detaljnije, kako o teoriji masera, tako i o njihovom značaju za astronomska istraživanja može se naći u nekoliko knjiga (Verschuur & Kellermann 1988; Elitzur 1992; Dopita & Sutherland 2003; Lequeux 2005; Gray 2012).

Na kraju je zanimljivo pomenuti i značaj proučavanja linija molekulskih jona, kao npr. H_3^+ jona (Helder et al. 2012). Reč je o veoma bitnoj dijagnostičkoj alatki izvora u kojima se odvija ubrzavanje čestica (OSN), jer kosmički zraci igraju krucijalnu ulogu u disocijaciji i jonizaciji hladnih molekulskih oblaka (Dopita & Sutherland 2003).

⁶⁴Iako se molekuli mogu formirati u oblasti hlađenja iza jakog udarnog talasa emisija OH masera je najverovatnije uzrokovana postojanjem udarnog talasa manje brzine koji se prostire kroz molekulski oblak (najverovatnije tzv. *kontinualnog* udarnog talasa (eng. *C-shock*), u slabo jonizovanoj molekulskoj sredini (Dopita & Sutherland 2003; Lequeux 2005), uz prisustvo fotona u X-području i kosmičkih zraka (Wardle & McDonnell 2012).

5 O postojanju „radio-termalno aktivnih” ostataka supernovih

Nedavno je, u slučaju nekoliko (evolutivno) starih Galaktičkih OSN, koji se prostiru kroz gustu sredinu, utvrđeno postojanje krivljenja neprekidnog radio-spektra na višim radio-frekvencijama (Urošević & Pannuti 2005; Tian & Leahy 2005; Leahy & Tian 2006; Urošević et al. 2007; Onić & Urošević 2008; Onić et al. 2012). Kako nije reč o mladim objektima u kojima se najverovatnije odvija efikasno ubrzavanje čestica, efekti NDSA, samim tim, ne mogu igrati značajnu ulogu u formiranju specifičnog konveksnog radio-spektra.

Značajno prisustvo termalnog zakočnog zračenja koje potiče od samog OSN je predloženo kao objašnjenje konveksnog radio-spektra pojedinih OSN koji se prostiru kroz gustu MZS (Urošević 2000; Urošević et al. 2003a,b; Onić et al. 2012). U ovom poglavlju biće razmotrena hipoteza o postojanju i mogućem udelu pomenute termalne komponente u ukupnom radio-zračenju OSN (dalje, termalna hipoteza). Na početku će biti izložena teorijska diskusija o uslovima koji moraju biti zadovoljeni kako bi došlo do značajne proizvodnje termalnog zakočnog radio-zračenja (poglavljje 5.1). Zatim sledi izlaganje jednostavnog modela (dalje, termalni model), koji pruža mogućnost testiranja pomenute hipoteze (poglavljje 5.2). Na kraju sledi analiza rezultata direktne primene pomenutog modela na radio-spektre Galaktičkih OSN i odgovarajuća diskusija (poglavljja 5.3 i 5.4).

5.1 Teorijska razmatranja

Kao što je već napomenuto u poglavlju 4.2, neprekidni radio-spektar OSN se obično matematički opisuje prostim stepenim zakonom (pretpostavljajući zapravo čisto, optički retko sinhrotronsko zračenje iz ljuske OSN). Ako su frekvencije izražene u GHz, obično se teorijski radio-spektar (promena integralne gustine fluksa sa frekvencijom) predstavlja sledećim izrazom (ekvivalentno izrazu 4.3) podrazumevajući sinhrotronsko zračenje:

$$S_\nu = S_{1\text{GHz}} \cdot \nu^{-\alpha}, \quad (5.1)$$

gde je $S_{1\text{GHz}}$ integralna gustina fluksa na 1 GHz, a α radio-spektralni indeks. U izrazu (5.1) gustina fluksa se izražava u Jy. Sa druge strane, u poglavlju 4.6 ove disertacije je naglašeno da su za emisiju OSN u X-području zaslužni kako termalno zakočno zračenje (uz emisiju u linijama), tako i netermalno sinhrotronsko zračenje (Reynolds 2008). Jasno je da se prirodno nameće pitanje o mogućnosti značajne emisije termalnog zakočnog zračenja OSN na radio-frekvencijama. Naravno, neophodno je prodiskutovati o potrebnim i dovoljnim uslovima koji bi u tom slučaju morali biti zadovoljeni.

Približan izraz za zapreminsku emisivnost termalnog zakočnog zračenja ε_ν^T u slučaju optički retkog jonizovanog gasnog oblaka na radio-frekvencijama se može zapisati na sledeći način:

$$\varepsilon_\nu^T = 6.8 \times 10^{-38} g_{\text{ff}}(\nu, T) n^2 T^{-0.5} [\text{erg cm}^{-3} \text{s}^{-1} \text{Hz}^{-1}], \quad (5.2)$$

gde se podrazumeva da su koncentracije elektrona i jona jednake n i izražene u cm^{-3} , temperatura regiona koji emituje zračenje, T je data u K i tzv. termalni usrednjeni Gaunt faktor⁶⁵ u radio-području $g_{\text{ff}}(\nu, T)$, je dat izrazom

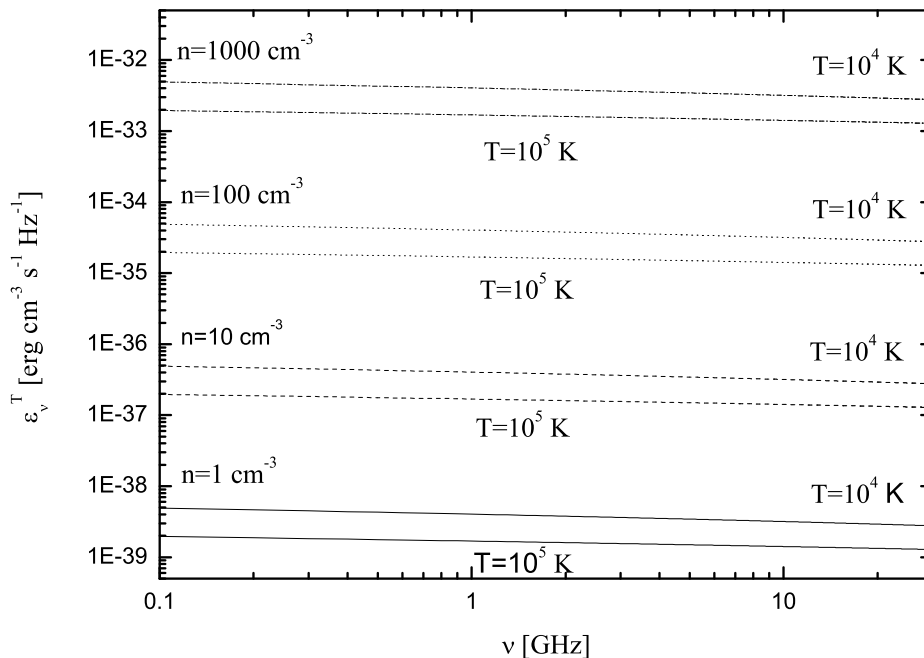
$$g_{\text{ff}}(\nu, T) \approx \begin{cases} 0.55 \ln(4.96 \times 10^{-2} \nu^{-1}) + 0.82 \ln T, & 10^2 \text{ K} < T < 9 \times 10^5 \text{ K}, \\ 0.55 \ln(46.80 \nu^{-1}) + 0.55 \ln T, & T \gtrsim 9 \times 10^5 \text{ K}, \end{cases} \quad (5.3)$$

predstavljenim u radu Gajeta (Gayet 1970), pri čemu je frekvencija ν data u GHz.

Analizom jednačine (5.2) se uočava da rast koncentracije regiona koji zrači uzrokuje rast odgovarajuće termalne zapreminske emisivnosti – termalna zapreminska emisivnost je kvadratna funkcija koncentracije. Takođe, opadanju temperature odgovara rast termalne zapreminske emisivnosti ($\varepsilon_\nu^T \propto T^{-0.5}$). Na slici 20 je predstavljena zapreminska emisivnost zakočnog zračenja za odgovarajući opseg radio-frekvencija, kao funkcija karakterističnih vrednosti koncentracije ($1 - 10^3 \text{ cm}^{-3}$) i temperature ($10^4 - 10^5 \text{ K}$). U slučaju evolutivnih faza OSN nakon Sedov-Tejlorove i posebno u slučaju da se OSN širi kroz sredinu velike gustine, termalna zapreminska

⁶⁵Reč je o kvantno-mehaničkoj popravci klasičnog izraza. Videti knjigu Rajbikija i Lajtmana (Rybicki & Lightman 1979) ili poglavlje 7 u knjizi Bjorkena i Drela (Bjorken & Drell 1964).

radio-emisivnost zakočnog zračenja će značajno porasti kako temperatura sa vremenom opada a gustina u ljusci OSN raste (videti glavu 3).



Slika 20: Zapreminska emisivnost zakočnog zračenja u radio-području kao funkcija frekvencije za različite karakteristične vrednosti koncentracije i temperature.

Na ovom mestu je zgodno prisetiti se da udarni talas OSN zagreva, jonizuje i kompresuje gas (plazmu) kroz koju se prostire (videti glavu 2). OSN koji se širi kroz sredinu inicijalno velike gustine postaće evolutivno star mnogo ranije nego onaj OSN koji se širi u prvobitno razređenoj MZS (videti glavu 3). Glavna hipoteza koja se analizira u okviru ove disertacije može se formulisati na sledeći način: ako se OSN širi kroz MZS velike gustine, npr. u blizini ili unutar molekuskog oblaka, tokom njegove evolucije očekivana je značajna emisija termalnog zakočnog radio-zračenja koje, samim tim, može uticati na oblikovanje globalnog neprekidnog radio-spektra OSN.

Ukoliko se, radi jednostavnosti, iskoristi približan izraz za (termalni usrednjeni) Gaunt faktor⁶⁶ u radio-području iz rada Koreja i Furlaneta (Cooray & Furlanetto

⁶⁶Uglavnom se koriste približni izrazi za Gaunt faktor određeni na osnovu numeričkih rezultata strogog teorijskog izračunavanja (Dopita & Sutherland 2003).

2004): $g_{\text{ff}}(\nu, T) \approx 11.96 T^{0.15} \nu^{-0.1}$, za zbir termalne zakočne ($\varepsilon_{\nu}^{\text{T}}$) i netermalne sinhrotronske ($\varepsilon_{\nu}^{\text{NT}}$) emisivnosti može se pisati:

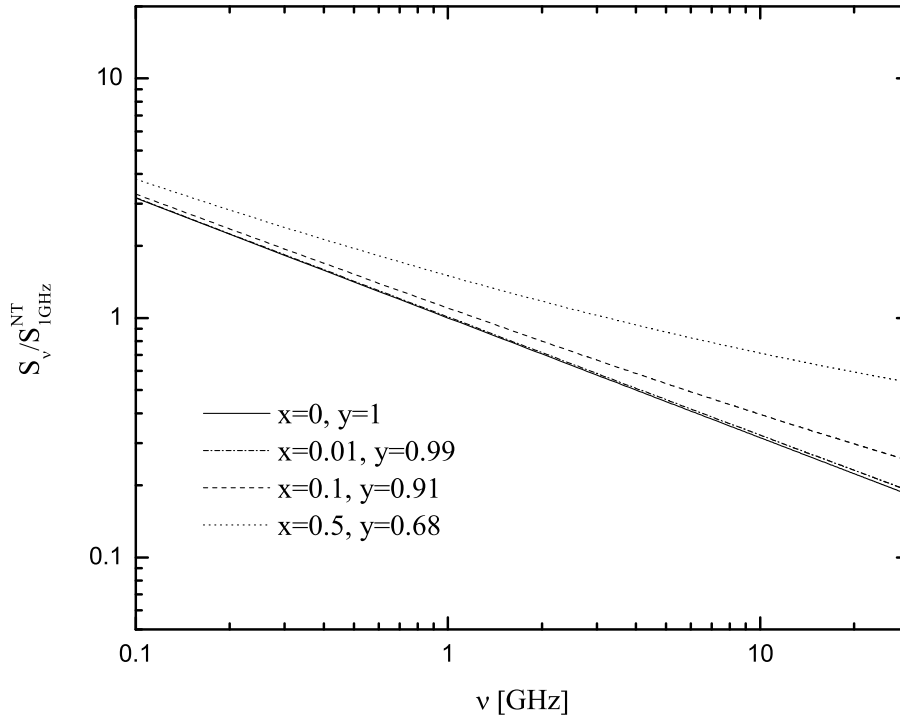
$$\varepsilon_{\nu} = \varepsilon_{\nu}^{\text{NT}} + \varepsilon_{\nu}^{\text{T}} = \varepsilon_{1\text{GHz}}^{\text{NT}} \nu^{-\alpha} + \varepsilon_{1\text{GHz}}^{\text{T}} \nu^{-0.1}, \quad (5.4)$$

gde je frekvencija ν izražena u GHz. Za optički retku emisiju može se zapisati sličan izraz za ukupnu gustinu fluksa:

$$S_{\nu} = S_{\nu}^{\text{NT}} + S_{\nu}^{\text{T}} = S_{1\text{GHz}}^{\text{NT}} \nu^{-\alpha} (1 + x \nu^{\alpha-0.1}), \quad (5.5)$$

gde $x = S_{1\text{GHz}}^{\text{T}}/S_{1\text{GHz}}^{\text{NT}}$ predstavlja odnos termalne i netermalne komponente gustine fluksa na 1 GHz.

Jasno je da i termalna (zakočno zračenje) i netermalna (sinhrotronsko zračenje) komponenta zračenja opada sa rastom frekvencije u radio-području. Naravno, netermalni radio-spektar je strmiji ($\alpha > 0.1$) od termalnog ($\alpha = 0.1$). Značajno prisustvo termalnog zakočnog zračenja će, samim tim, menjati nagib radio-spektra na višim radio-frekvencijama (> 1 GHz). Formiranje konveksnog radio-spektra se lako uočava na slici 21, koja ilustruje slučaj kada je realni sinhrotronski spektralni indeks 0.5, a x uzima različite vrednosti. Takođe, sa slike 21 se uočava i da je vrednost spektralnog indeksa određena metodom najmanjih kvadrata u slučaju prostog stepenog zakona (čisto sinhrotronsko zračenje) generalno manja od realne vrednosti netermalnog spektralnog indeksa, ukoliko je prisutna značajna termalna komponenta. Relativna promena radio-spektralnog indeksa je data preko $y = \alpha_{\text{total}}/\alpha_{\text{synch.}}$, gde α_{total} predstavlja spektralni indeks određen metodom najmanjih kvadrata pretpostavljajući prosti stepeni zakon, a $\alpha_{\text{synch.}}$ odgovara realnom netermalnom spektralnom indeksu. Sada je jasno da termalna hipoteza, pored prirodnog objašnjenja krivljenja radio-spektra pojedinih (evolutivno) starijih OSN, pruža mogućnost da se radio-spektralni indeksi manji od 0.5 (određeni metodom najmanjih kvadrata za jednostavni stepeni zakon) objasne prividnim smanjenjem realnog (strmijeg) netermalnog spektralnog indeksa usled postojanja značajne termalne radio-emisije konkretnog OSN (videti poglavlje 4.2).



Slika 21: Zakrivljenost neprekidnog radio-spektra OSN usled postojanja značajne emisije termalnog zakočnog zračenja samog ostatka u slučaju da je realni sinhrotronski spektralni indeks 0.5 i za različite vrednosti parametra x , tj. odnosa termalne i netermalne komponente gustine fluksa na 1 GHz. Relativna promena radio-spektralnog indeksa je data preko $y = \alpha_{\text{total}}/\alpha_{\text{synch.}}$, gde α_{total} predstavlja spektralni indeks određen metodom najmanjih kvadrata, pretpostavljajući prosti stepeni zakon, a $\alpha_{\text{synch.}}$ odgovara realnom netermalnom spektralnom indeksu.

5.1.1 Termalni ansambl

Postojanje značajne emisije termalnog zakočnog zračenja implicira postojanje odgovarajućeg termalnog ansambla elektrona koji zrači. Postavlja se pitanje pod kojim uslovima se može očekivati da takav ansambl bude formiran unutar konkretnog OSN.

Na početku je interesantno razmotriti slučaj kada je DSA jedini aktivan proces ubrzavanja čestica na udarnom talasu OSN (pa jedini učestvuje u formiranju netermalnog ansambla elektrona koji zatim emituje sinhrotronsko zračenje). Udeo protona i elektrona u odnosu na ukupan broj čestica u datoj oblasti koji su već

ubrzani do energija dovoljnih da budu uključeni u DSA proces je oko 10^{-3} ili manji (Bell 1978a,b; Berezhko & Völk 2004). To, samim tim, ostavlja mogućnost da postoji primetan ansambl termalnih elektrona. U tom smislu postoje dve tipa ansambla elektrona u OSN: termalni i netermalni (relativistički), pa je prirodno očekivati emisiju termalnog i netermalnog zračenja iz OSN. Broj netermalnih (relativističkih) elektrona je uvek zanemariv prema broju termalnih elektrona, ali je bitno istaći da termalni ansambl elektrona karakteriše visoka temperatura, reda 10^6 K, pa je samim tim za očekivati da termalno zaključno zračenje bude, pre svega, značajno u X-području (vidi poglavlje 4.6).

U radovima Vinka i Drurija sa saradnicima (Vink et al. 2010; Drury et al. 2009) naglašeno je da temperatura gasa iza udarnog talasa OSN može biti značajno smanjena u slučaju efikasnog ubrzavanja čestica (drugim rečima, NDSA procesa). Dakle, za mlade OSN i Mahove brojeve odgovarajućeg udarnog talasa veće od 75, temperatura iza udarnog fronta je bar 80 puta veća od temperature okolne sredine (Vink et al. 2010). NDSA proces dovodi do uspostavljanja nižih temperatura iza udarnog fronta i u najekstremnijoj situaciji može dovesti i do značajnog smanjenja termalne emisije u X-području (Vink 2012). Kao što je već napomenuto u poglavlju 4.1, jedna od posledica efikasnog ubrzavanja čestica na udarnim talasima OSN je to što se kosmički zraci najvećih energija mogu naći dovoljno daleko ispred udarnog fronta (mogu *pobeći* u okolnu sredinu ispred udarnog talasa), na taj način formirajući oblast MZS sa izmenjenim fizičkim parametrima za koju se može reći da praktično *najavljuje* dolazak udarnog fronta (eng. *cosmic-ray precursor*). U tom smislu, neposredno ispred udarnog fronta, gas se zagreva i kompresuje i pre prolaska samog udarnog talasa. Generalno, ubrzavanje čestica je najefikasnije neposredno pre i tokom rane faze Sedov-Tejlora (Reynolds 2008). Radio-sinhrotronska luminoznost raste u vremenu tokom faze slobodnog širenja, dostiže maksimum na početku faze Sedov-Tejlora, i zatim opada sa vremenom (Berezhko & Völk 2004). Na osnovu do sada navedenog je jasno da čak i kada je DSA dovoljno efikasan proces ubrzavanja čestica, u principu postoje uslovi za emisiju značajnog termalnog zaključnog radio-zračenja. Naravno, neophodno je da se OSN prostire kroz gustu sredinu i da efekti krivljenja radio-spektra usled NDSA procesa budu manje izraženi od efekata

krivljenja prouzrokovano postojanjem termalne emisije. Usled praktičnih (posmatračkih) teškoća (videti poglavlje 4.2), mladi OSN nisu najbolji kandidati za proveru termalnog modela.

Sa druge strane, poznato je da se u slučaju radijativnih udarnih talasa (starijih OSN) neposredno ispred udarnog fronta javlja oblast u kojoj dolazi do fotojonizacije gasa, za koju se može reći da *najavljuje* sam udarni talas (eng. *photo-ionized precursor*). Grubo rečeno pola proizvedenih fotona u tzv. zoni hlađenja iza udarnog talasa, prelazi ispred samog OSN (Dopita & Sutherland 2003). Dakle, fizički parametri neposredne okoline OSN mogu biti značajno izmenjeni pre samog prolaska udarnog fronta (Arthur 2012). Okolna sredina se samim tim jonizuje (ili, najpre, ukoliko je OSN u kontaktu sa molekulskim oblakom, molekuli disosuju), pa tako, ukoliko joj je gustina dovoljno velika, a sistem sve vreme optički redak, moguća je i značajna emisija termalnog zakočnog radio-zračenja neposredno ispred OSN. Na ovom mestu je zgodno pomenuti i zanimljiv rad Pinzara i Šišiva (Pynzar' & Shishiv 2007) koji su predložili da se u slučaju OSN nastalih od SN tipa II može očekivati i prateće formiranje H II regiona oko OSN ili mladog pulsara. Ti prošireni H II regioni, direktno uzrokovani nastankom OSN, mogu isto tako biti zaslužni za pojačanu termalnu radio-emisiju iz pravca OSN.

Slabljenje udarnog talasa OSN u fazama nakon Sedov-Tejlorove dovodi do opadanja temperature u ljusci OSN, kao i u oblasti ostatka gde se proizvodi značajno X-zračenje (samim tim smanjujući dimenzije regiona koji emituje X-zračenje). Sedov-Tejlorova faza se završava kada je udarni talas dovoljno spor (obično $\sim 200 \text{ km s}^{-1}$) i kada hlađenje zračenjem postaje dominantno pa tzv. aproksimacija očuvanja energije postaje neprimenljiva (videti glavu 3). Značajno termalno zakočno radio-zračenje može nastati emisijom ohlađenih termalnih elektrona koji su ranije emitovali u X-području. Dobro je i podsetiti se da pojedine oblasti udarnog talasa OSN mogu postati radijativne u oblastima gde je gustina MZS povišena, iako globalna evolucija i dalje prati relacije koje važe u fazi Sedov-Tejlora (Reynolds 2008). Delovi ostatka koji se nalaze u radijativnoj fazi mogu igrati važnu ulogu pri razmatranju doprinosa termalne komponente u ukupnoj radio-emisiji.

OSN mešane morfologije (videti poglavlje 4.1.1) predstavljaju najbolje kandidate

za proveru termalnog modela. Dinamika ovih ostataka nije vođena relacijama Sedov-Tejlora i uglavnom su asocirani sa gustom MZS (videti npr. tabelu 5 iz ove disertacije ili tabelu 4 iz rada Vink 2012). Korisno je još jednom naglasiti da je velika gustina u unutrašnjosti OSN mešane morfologije direktna posledica velike gustine okolne MZS kao i procesa termalnog provođenja koji dovodi do uspostavljanja skoro homogene raspodele gustine i ne toliko visokih (konstantnih) temperatura unutar ostatka (za razliku od očekivanog scenarija u kojem je unutrašnjost ostatka retka i vreća). Brzine širenja ovih radijativnih ostataka (dakle, visokog faktora kompresije) su reda 200 km/s (Vink 2012), što dovodi do ohlađene ljuske koja više ne zrači (značajno) u X-području. U tom smislu, prirodno je očekivati da će baš kod ovog tipa ostataka biti prisutna značajna termalna radio-emisija. Kao dodatak, zanimljivo je primetiti da su upravo kod većine OSN mešane morfologije izmerene vrednosti radio-spektralnog indeksa (na osnovu metode najmanjih kvadrata uz pretpostavku prostog stepenog zakona) manje od 0.5.

Na ovom mestu je zgodno ukazati na to da su u slučaju nekoliko Galaktičkih OSN primećene varijacije radio-spektralnog indeksa i po frekvencijama i u zavisnosti od položaja unutar ostatka, na konkretnoj frekvenciji (Fürst & Reich 1988; Anderson & Rudnic 1993; Zhang et al. 1997; Leahy & Roger 1998; Leahy et al. 1998; Tian & Leahy 2005; Leahy 2006; Ladouceur & Pineault 2008). Da bi došlo do prostorne promene spektralnog indeksa unutar OSN potrebno je da se fizički uslovi (parametri) isto tako menjaju u zavisnosti od položaja unutar OSN. Naravno, prostorne varijacije spektralnog indeksa se mogu prirodno objasniti u slučaju kompozitnih OSN usled prisustva pulsara ili odgovarajuće pulsarske magline. Sa druge strane, varijacije u α su primećene i kod ljuskastih i kod OSN mešane morfologije. Ukoliko se spektralni indeks menja sa frekvencijom (iako elementarna DSA to ne predviđa), postoji mogućnost da dva različita mehanizma proizvode neprekidni radio-spektar. Konveksni integralni neprekidni radio-spektar starijih OSN (kada efekti NDSA nisu očekivani) može biti prouzrokovan postojanjem dva različita emisiona spektra duž vizure ili u okviru iste zapremine koja emituje zračenje (Leahy & Roger 1998). Razlog za ovakav oblik spektra može ležati u postojanju različitih populacija elektrona. Sa druge strane, kako je ranije pokazano, prisustvo termalnog zakočnog zračenja bi

moglo promeniti oblik neprekidnog radio-spektra u konveksan, posebno u slučaju onih OSN koji se nalaze u sredini velike gustine (Onić et al. 2012). Naravno, bitno je podvući da postoji realna mogućnost da različite oblasti OSN karakteriše različit netermalni spektar (npr. zbog toga što su pojedine oblasti OSN u različitim evolutivnim fazama). Ukoliko se pak spektralni indeks ne menja duž ostatka i postoji poravnjavanje spektra sa porastom frekvencije, to bi bila indikacija prisustva značajne termalne emisije OSN (pretpostavljajući da ne postoji kontaminacija od okolnih termalnih izvora). Sa druge strane, varijacije spektralnog indeksa primećene kod nekih OSN i povezane baš sa delovima OSN gde je gustina veća od neke srednje vrednosti (heterogena sredina, postojanje globalnog gradijenta gustine) se može objasniti termalnom emisijom OSN vezanom za konkretni ostatak. Naravno, postojanje male linearne polarizacije vezane upravo za pomenute regione je bitno pri verifikaciji ove hipoteze.

5.1.2 Niskofrekventno krivljenje radio-spektra

Posmatrano krivljenje radio-spektra na nižim frekvencijama se obično dovodi u vezu sa termalnom (slobodno-slobodnom) apsorpcijom iako se, u principu, ni sinhrotronska samoapsorpcija ne može potpuno isključiti (vidi uvod u glavi 4). Uglavnom se podrazumeva da je termalna apsorpcija vezana za jonizovani termalni gas duž pravca vizure OSN. Sa druge strane, pokazano je da termalna apsorpcija može biti vezana i za sam OSN (npr. 3C391, IC443, videti radove Brogan sa saradnicima (Brogan et al. 2005) i Kasteletija sa saradnicima (Castelletti et al. 2011)). Postojanje termalne apsorpcije (čiji se efekti zapažaju na nižim radio-frekvencijama), koja je vezana za sam OSN može biti znak i značajne termalne emisije OSN na višim frekvencijama.

Kako je, u principu, moguće prisustvo termalne apsorpcije na nižim frekvencijama, može se proceniti frekvencija na kojoj dolazi do niskofrekventnog krivljenja radio-spektra (ν_T) koja zavisi od elektronske temperature (T_e [K]) i mere emisije (EM [cm^{-6} pc]). Ta zavisnost (Altenhoff et al. 1960), predstavljena na slici 22,

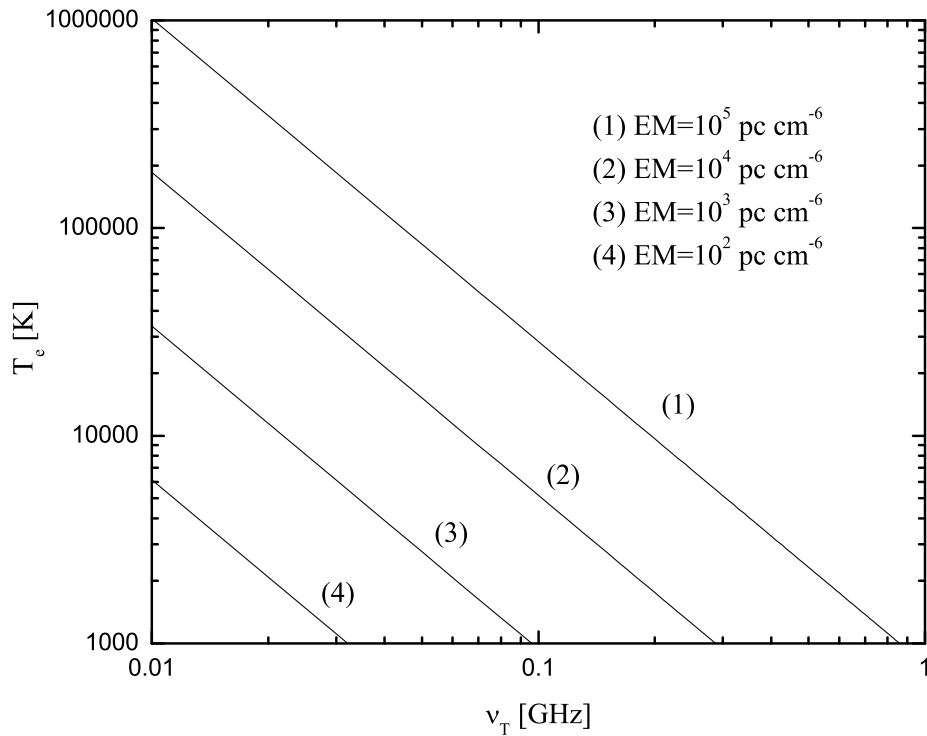
može se matematički zapisati na sledeći način:

$$\nu_T \approx 0.3045 T_e^{-0.643} EM^{0.476} \text{ [GHz]}, \quad (5.6)$$

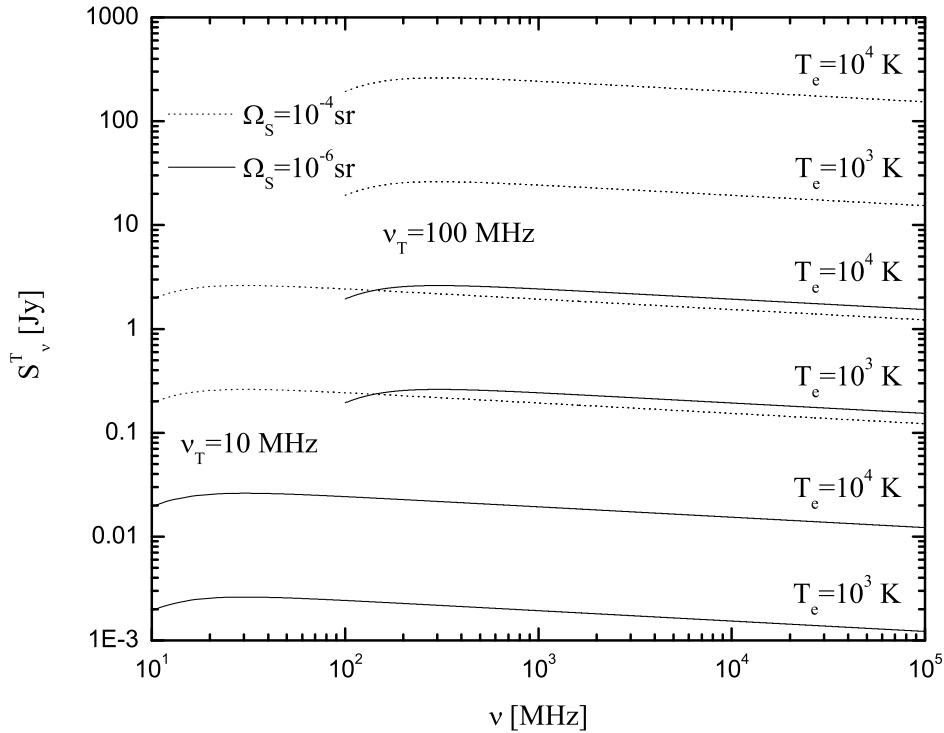
gde je mera emisije (duž jedne emisione magline, dimenzije s) definisana na standardni način:

$$EM = \int_0^s n_e^2(s') ds'. \quad (5.7)$$

Na primer za OSN IC443 je $\nu_T \approx (30 - 50)$ MHz za pretpostavljeno $T_e = (8000 - 12000)$ K i $EM = (2.8 - 5) \times 10^3 \text{ cm}^{-6} \text{ pc}$ (istočni rub, videti Castelletti et al. 2011) i za OSN 3C391 $\nu_T \approx (40 - 150)$ MHz za pretpostavljeno $T_e = (1000 - 3000)$ K i $EM = (0.6 - 2.5) \times 10^3 \text{ cm}^{-6} \text{ pc}$ (Brogan et al. 2005). U slučaju 3C391, Anantaramaja (Anantharamaiah 1985) je dao procene gornje granice za meru emisije $EM = 2500 \text{ cm}^{-6} \text{ pc}$ i $T_e = 8000$ K.



Slika 22: Zavisnost frekvencije na kojoj dolazi do niskofrekventnog krivljenja radio-spektra ν_T od elektronske temperature T_e i mere emisije EM .



Slika 23: Zavisnost termalne gustine fluksa od frekvencije za različite vrednosti frekvencije ν_T na kojoj dolazi do niskofrekventnog krivljenja usled termalne apsorpcije vezane za OSN, elektronske temperature T_e i prostornog ugla izvora Ω_S .

Ukoliko je niskofrekventno krivljenje radio-spektra nastalo usled termalne apsorpcije vezane za sam OSN tada se učešće termalne emisije na višim radio-frekvencijama (gustina fluksa S_ν) može proceniti na osnovu sledeće relacije (Verschuur & Kellermann 1988):

$$S_\nu = \frac{2kT_e\Omega_S\nu^2}{c^2} (1 - e^{-\tau_\nu}), \quad (5.8)$$

gde je k Bolcmanova konstanta, c brzina svetlosti, Ω_S prostorni ugao izvora, T_e elektronska temperatura i τ_ν optička dubina data preko (Altenhoff et al. 1960):

$$\tau_\nu \approx 0.08235 T_e^{-1.35} \nu^{-2.1} EM, \quad (5.9)$$

pri čemu je u izrazu (5.9) frekvencija izražena u GHz. Ukoliko postoji nezavisna procena elektronske temperature T_e (npr. na osnovu analize posmatranja infracrvenih

emisionih linija jona ili analize radio-rekombinacionih linija (Osterbrock & Ferland 2006)), moguće je uporediti gustinu fluksa na 1 GHz određenu na osnovu razmatranja niskofrekventnog krivljenja radio-spektra sa onom koja je određena direktno iz posmatranja. Na slici 23 prikazana je zavisnost termalne gustine fluksa od frekvencije za različite vrednosti ν_T , T_e i Ω_S . Pune linije odgovaraju prostornom uglu izvora $\Omega_S = 10^{-6}$ sr dok tačkaste odgovaraju vrednosti $\Omega_S = 10^{-4}$ sr.

Na kraju je korisno još jednom naglasiti važnost analize niskofrekventnog krivljenja radio-spektra. Upoređivanjem oblasti OSN kojima odgovara najjača apsorpcija na nižim radio-frekvencijama (npr. posmatranja na 74 i 330 MHz prihvatljive rezolucije) sa postojećim posmatranjima raspodele CO emisije ostataka, detekcije OH masera, linija jona u infracrvenom području, itd, pokazano je da termalna apsorpcija u slučaju pojedinih OSN (IC443 i 3C391) nastaje kao rezultat interakcije OSN sa molekulskim oblakom usled koje se disosuje i jonizuje okolni gas. Dakle, niskofrekventno krivljenje radio-spektra, usled termalne apsorpcije vezane za OSN, ne samo da je značajan indikator interakcije udarnog talasa sa molekulskim oblakom (Brogan et al. 2005; Castelletti et al. 2011) nego i sopstvene termalne radio-emisije.

5.1.3 Termalna radio-luminoznost

Luminoznost i gustina fluksa su povezane na sledeći način (Arbutina 2005; Urošević & Milogradov-Turin 2007):

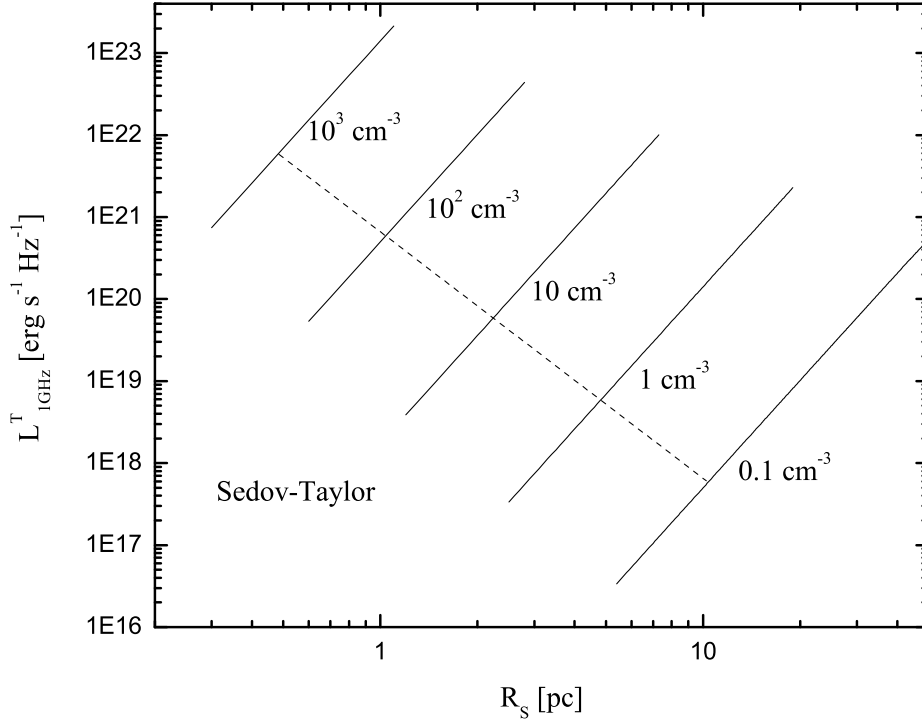
$$L_\nu = 4\pi d^2 S_\nu, \quad (5.10)$$

gde je d udaljenost do OSN. Termalna luminoznost je, sa druge strane, data preko:

$$L_\nu^T \approx \varepsilon_\nu^T V_{\text{shell}} = 2 \times 10^{18} g_{\text{ff}}(\nu, T) n^2 T^{-0.5} \frac{4\pi}{3} R_S^3 f, \quad (5.11)$$

gde je L_ν^T izraženo u $\text{erg s}^{-1}\text{Hz}^{-1}$, n u cm^{-3} , T u K, radijus udarnog talasa R_S u pc i f predstavlja faktor zapremiske popunjenosti ($f = 1 - (1 - \Delta)^3$, gde je Δ debljina ljuske OSN).

U fazi Sedov-Tejlora faktor kompresije je skoro jednak četiri, tako da je $n \approx 4n_a$, gde n_a označava srednju koncentraciju okolne sredine ($\rho_{\text{ISM}} = n_a \mu m_H$, pri čemu



Slika 24: Zavisnost termalne luminoznosti $L_{1\text{GHz}}^T$ od radijusa OSN R_S u slučaju Sedov-Tejlorove faze, za različite vrednosti koncentracije okolne sredine. Krajevi linija koje predstavljaju pomenutu zavisnost ukazuju na trenutak u evoluciji kada radijus OSN dostiže vrednost R_{tr} . Isprekidana linija povezuje tačke koje predstavljaju početak Sedov-Tejlorove faze ukoliko je $\mathcal{M}_{\text{ej}} = 10\mathcal{M}_{\odot}$, za razliku od situacije kada je $\mathcal{M}_{\text{ej}} = 1.4\mathcal{M}_{\odot}$, koja odgovara početnim tačkama prikazane zavisnosti $L_{1\text{GHz}}^T$ od R_S .

je ρ_{ISM} okolna gustina MZS, μ srednja molekulska težina i $m_{\text{H}} = N_{\text{A}}^{-1}$, gde je N_{A} Avogadrov broj). Takođe, može se grubo pretpostaviti da je faktor zapreminske popunjenosti ljuske OSN $f \approx 0.25$.

Za standardnu vrednost energije eksplozije roditeljske SN, $E_{51} = 1$, upotrebom izraza (5.3) i (5.11), u slučaju faze Sedov-Tejlora (uz izraze 3.2 i 3.3) može se napisati:

$$L_{1\text{GHz}}^T \approx \begin{cases} 1.66 \times 10^{15} f n_{\text{a}}^{2.5} R_{\text{S}}^{4.5} (16.99 - 0.82 \ln n_{\text{a}} - 2.48 \ln R_{\text{S}}), & T < 9 \times 10^5 \text{ K} \\ 1.66 \times 10^{15} f n_{\text{a}}^{2.5} R_{\text{S}}^{4.5} (14.54 - 0.55 \ln n_{\text{a}} - 1.65 \ln R_{\text{S}}), & T \gtrsim 9 \times 10^5 \text{ K} \end{cases} \quad (5.12)$$

Korisno je uporediti sliku 24 sa sličnom za slučaj čisto sinhrotronske emisije

(videti poglavlje 5 i sliku 4 u radu Bereška i Folka (Berezhko & Völk 2004)). U klasičnoj fazi Sedov-Tejlora termalna luminoznost je približno 4 reda veličine manja od sinhrotronske, tako da je jasno da ne može značajno uticati na formiranje globalnog izgleda neprekidnog radio-spektra OSN. U svim izračunavanjima je korišćeno da je $f = 0.25$, ali ni veće vrednosti faktora zapreminske popunjenosti ne bi značajno promenile rezultat. Krajnje tačke linija koje predstavljaju zavisnost termalne luminoznosti od radijusa OSN u slučaju faza Sedov-Tejlora (videti sliku 24) predstavljaju momente kada OSN dostiže vrednost R_{tr} (videti tabelu 4). Isprekidana linija na slici 24 povezuje tačke koje predstavljaju početak faze Sedov-Tejlora (jednačina 3.1) ukoliko je $\mathcal{M}_{ej} = 10\mathcal{M}_{\odot}$. Ove vrednosti su drugačije od slučaja kada je $\mathcal{M}_{ej} = 1.4\mathcal{M}_{\odot}$, koji odgovara početnim tačkama zavisnosti $L_{1\text{GHz}}^T$ od R_S (Truelove & McKee 1999).

Sa slike 24 je jasno da je tokom klasične faze Sedov-Tejlora (teorijsko) učešće termalne komponente u ukupnoj radio-emisiji zanemarivo. Na osnovu tabele 4 je jasno da je temperatura na kraju faze Sedov-Tejlora oko $10^5 - 10^6$ K i da je skoro nezavisna od energije eksplozije roditeljske SN i koncentracije okolne MZS. Da bi se značajno smanjila temperatura potrebno je da ili energija eksplozije ili gustina sredine budu nerealno male. Zapravo, ukoliko se može detektovati značajna termalna emisija u X-području, to znači da je temperatura reda 10^6 K ili bar reda 10^5 K i tada je radio-zakočno zračenje zanemarivo.

Kao što je već napomenuto, evolucija OSN može biti mnogo komplikovanija od one koju nam pružaju standardni analitički modeli (videti glavu 3). Kada se OSN prostire kroz heterogenu sredinu, pojedini delovi udarnog talasa koji se prostiru kroz gušću sredinu mogu postati radijativni, dok je OSN globalno još uvek vođen relacijama koje važe u fazi Sedov-Tejlora. Delovi OSN visoke gustine, u kojima su prisutni ohlađeni elektroni koji su ranije emitovali u X-području, mogu dati značajan doprinos termalnoj luminoznosti ($L_{\nu}^T \propto n^2$), koja tada može biti uporediva sa sinhrotronskom. Za dati dijametar ostatka, svi OSN u Sedov-Tejlor fazi bi trebalo da imaju skoro istu sinhrotronsku luminoznost sa malom disperzijom usled različitih početnih energija eksplozije SN (Berezhko & Völk 2004; Chomiuk & Wilcots 2009). Sa druge strane, OSN koji se prostiru u gušćoj sredini imaju manje dimenzije u trenutku kada ulaze u fazu Sedov-Tejlora nego OSN koji se šire u ređoj sredini. Iz tog razloga je

njihova maksimalna sinhrotronska luminoznost veća nego u slučaju OSN u retkoj sredini (Chomiuk & Wilcots 2009). Ipak, sve vreme se mora voditi računa da za radijativne udarne talase faktor kompresije može uzeti vrednosti mnogo veće od četiri pa se samim tim i magnetno polje može značajno pojačati (usled važenja zakona održanja magnetnog fluksa), što sa druge strane bitno utiče i na koncentraciju netermalnih (relativističkih) elektrona, tako da radio-sinhrotronsko zračenje može biti isto tako pojačano (Vink 2012).

5.2 Termalni model

U cilju procene doprinosa termalne i netermalne komponente u ukupnom radio-zračenju, integralni radio-spektar OSN može biti predstavljen prostom sumom razmatranih komponenti. U tom smislu se može koristiti metoda najmanjih kvadrata sa poznatim greškama gustine fluksa. Ukoliko su frekvencije izražene u GHz, relacija za integralnu gustinu fluksa glasi:

$$S_\nu = S_{1\text{GHz}}^{\text{NT}} \left(\nu^{-\alpha} + \frac{S_{1\text{GHz}}^{\text{T}}}{S_{1\text{GHz}}^{\text{NT}}} \nu^{-0.1} \right) [\text{Jy}], \quad (5.13)$$

gde su: $S_{1\text{GHz}}^{\text{T}}$ i $S_{1\text{GHz}}^{\text{NT}}$ gustine fluksa koje odgovaraju termalnoj i netermalnoj komponenti, respektivno. Jasno je da jednačinu (5.13) nije moguće linearizovati po parametrima te je podesno koristiti neku od fleksibilnih metoda, kao npr. Levenberg-Markartov iteracioni postupak (eng. *Levenberg-Marquardt algorithm*, Press et al. 1992) za pronalaženje nepoznatih parametara razmatranog modela.

Sličan model, korišćen pri razmatranju radio-zračenja spiralnih galaksija predstavljen je u radu Đurića sa saradnicima (Duric et al. 1988).

U okviru ovog (tzv. termalnog) modela ceo OSN se smatra optički retkim za radio-frekvencije u kontinuumu odnosno termalno zakočno zračenje je određeno spektralnim indeksom jednakim 0.1. Takođe, pretpostavlja se da sinhrotronsko zračenje nije apsorbovano ili rasejano termalnim gasom. Isto tako, u okviru ovog modela se podrazumeva da je spektralni indeks konstantan svuda u ljusci OSN. Termalni model važi isključivo u aproksimaciji konstantne gustine i temperature u ljusci OSN koja emituje radio-zračenje.

U slučaju OSN koji se nalaze u blizini H II regiona, termalna emisija OSN i susednog H II regiona ne može biti razdvojena u okviru ovog modela. Ovo je zapravo veoma ozbiljan problem jer se u ovoj disertaciji razmatraju integralne gustine fluksa. U slučaju da se OSN delimično preklapa sa H II regionom, veoma je teško razdvojiti termalnu komponentu koja potiče od H II regiona. U tom slučaju je neophodna vizuelna inspekcija radio-mapa kako bi se utvrdila i izbegla oblast preklapanja OSN i H II regiona. Ovakvi slučajevi su razmatrani sa velikom pažnjom, no bitno je napomenuti da prisustvo kontaminacije termalnim zračenjem koje ne potiče od OSN ne isključuje mogućnost da ono zaista postoji, već ga samo prikriva.

Još jedna veoma bitna karakteristika termalnog modela jeste da je on veoma osetljiv na male promene podataka (prouzrokovane npr. novijim posmatranjima). Precizno određivanje integralnih gustina fluksa je zapravo veoma komplikovano. Ono zavisi od detalja individualnih posmatranja (npr. definicije oblasti koja predstavlja dati izvor, korekcije pozadinskog zračenja, kalibracije fluksa, odnosno da li su sve razmatrane gustine fluksa uporedive). Generalno, postoji problem vezano za gustine fluksa koje su date u današnjoj literaturu (vidi poglavlje 4.2). Pojedini autori oduzimaju doprinos tačkastih izvora koji se preklapaju sa OSN dok neki autori to ne rade. Doduše, neki autori i ne mogu da oduzmu doprinos tačkastih izvora zbog loše rezolucije konkretnih posmatranja. Poseban je problem u slučaju nižih frekvencija. Kako su tačkasti izvori koji se preklapaju sa rasprostrtim objektom kao što je OSN uglavnom vangalaktički izvori, ukoliko se njihov doprinos ne ukloni na adekvatan način, oni mogu dovesti do ustrmljavanja integralnog spektra ka nižim frekvencijama, što bi za posledicu imalo konveksno krivljenje spektra ka višim frekvencijama. U tom slučaju termalni model ne bi davao korektne rezultate.

Mali broj podataka, kao i disperzija gustina fluksa za istu vrednost frekvencije onemogućuje da se parametri modela odrede sa velikom pouzdanošću. Više podataka, posebno na frekvenijama višim od 1 GHz, je neophodno kako bi se precizno odredili parametri termalnog modela.

Bez obzira na sve pobrojane mane, termalni model može, na jednostavan način, da pruži uvid u postojanje značajnog prisustva termalnog zračnog radio-zračenja vezanog za OSN. Svakako, jedan od najvažnijih rezultata primene termalnog modela

leži u mogućnosti nezavisne procene koncentracije sredine koja zrači (pa samim tim, uz odgovarajući faktor kompresije, i koncentracije okolne sredine) na osnovu radio-posmatranja. Kako se gustina najčešće procenjuje na osnovu posmatranja OSN u X-području (Harrus & Slane 1999; Urošević et al. 2007), mogućnost njene nezavisne procene iz radio-posmatranja bi bila veoma značajna. Posebno je bitno istaći da termalno X-zračenje i termalno zakočno radio-zračenje ne bi trebalo da budu emitovani iz iste zapremine OSN, pa bi se tako, procenom gustine iz radio-posmatranja, stvorila slika o raspodeli gustine unutar konkretnog OSN. Treba naglasiti da $L_{1\text{GHz}}^T - R_S$ grafik, predstavljen u poglavlju 5.1.3 može pružiti uvid i u fazu OSN na osnovu poznate vrednosti $L_{1\text{GHz}}^T$ izračunate na osnovu određenih parametara termalnog modela (videti sliku 24).

Na ovom mestu je zgodno napomenuti da postoji još različitih posmatračkih rezultata koji bi mogli služiti kao dodatna, nezavisna potpora rezultatima termalnog modela. Jedna je svakako, već spomenuta analiza niskofrekventnog krivljenja radio-spektra usled termalne apsorpcije vezane za sam OSN. Takođe, merenja linearne polarizacije daju donju granicu za netermalnu (sinhrotronsku) komponentu radio-emisije. Detekcija OSN u $H\alpha$ emisiji (Stupar & Parker 2011) kao i u radio-rekombinacionim linijama ukazuje na značajno prisustvo termalnih elektrona. Slabe radio-rekombinacione linije su posmatrane u slučaju nekoliko Galaktičkih OSN, ali i dalje nije najjasnije da li su one vezane za OSN ili potiču od izvora kao što su proširene H II oblasti u pravcu vizure (Hewitt & Yusef-Zadeh 2006).

Na kraju je korisno još jednom podvući da najvažnija razlika između realnog udela termalnog zakočnog zračenja (vezanog za OSN) u ukupnom radio-spektru ili, jednostavno, postojanja procesa ubrzavanja čestica koji je zaslužan za ravan radio-spektar (spektralni indeks manji od 0.5) leži u činjenici da se u prvom slučaju menja spektralni indeks sa frekvencijom (formira se konveksan spektar) zato što na nižim frekvencijama dominira strmiji sinhrotronski spektar, dok je na višim frekvencijama izražena (ravnija) termalna emisija. OSN koji mogu proizvesti značajnu količinu termalnog zračenja su najverovatnije u kasnijim evolutivnim fazama. Kao što smo već napomenuli, ovi OSN mogu imati različite delove u različitim fazama evolucije pri čemu postojanje sinhrotronskog zračenja sa različitim nagibima spektra u različitim

oblastima jednog te istog OSN nije potpuno isključeno. Sasvim prirodno bi tada ravniji spektar dominirao visokofrekventnim delom radio-spektra, što bi opet dovelo do formiranja konveksnog radio-spektra. Ovo je ujedno i jedna od glavnih mana termalnog modela. Da bi se izbegao ovaj problem neophodno je da se pokaže da se spektralni indeks ne menja značajno unutar ostatka. To je u praksi veoma teško, posebno s obzirom na to da su na raspolaganju posmatranja različitih karakteristika na različitim frekvencijama. Sa druge strane, kao što je i ranije napomenuto, varijacije radio-spektralnog indeksa povezane sa delovima OSN gde je gustina veća od neke srednje vrednosti i za koje merenja linearne polarizacije daju male vrednosti, mogu biti prirodno objašnjene termalnim modelom.

5.3 Analiza i rezultati

Na ovom mestu biće predstavljena analiza neprekidnog radio-spektra Galaktičkih OSN u svetlu hipoteze o značajnom udelu termalnog zakočnog zračenja u ukupnoj radio-emisiji samih ostataka. Dole navedeni rezultati predstavljeni su u radovima Onić & Urošević (2008), Onić et al. (2009), Onić et al. (2012) i Onić (2013).

Iz Grinovog kataloga (Green 2009), koji sadrži 274 Galaktička OSN, napravljena je selekcija objekata u smislu onih karakteristika koje ukazuju na postojanje značajnog termalnog ansambla elektrona, čija bi radio-emisija mogla biti uporediva sa netermalnom. Reč je, dakle, o onim OSN koji se prostiru kroz gustu sredinu i/ili interaguju sa molekulskim oblacima (ili se prostiru unutar njih). Takođe, posebno je skrenuta pažnja na one OSN kod kojih je detektovano niskofrekventno krivljenje neprekidnog radio-spektra uzrokovano termalnom apsorpcijom vezanom za sam ostatak. Prilikom izbora najboljih kandidata, kod kojih bi termalni model mogao biti opravdan, vođeno je računa o činjenici da je oblik radio-spektara velikog broja Galaktičkih OSN još uvek neprecizno određen (videti poglavlje 4.2). U tom smislu je jedan od kriterijuma selekcije bio odabir isključivo onih vrednosti gustina fluksa iz literature, sa poznatim greškama manjim od 20%. Takođe, OSN čiji je radio-spektar definisan integralnim gustinama fluksa na četiri ili manje različitih frekvencija, nisu razmatrani. Vođeno je računa i o tome da, radi uporedivosti, sve izmerene gustine fluksa budu na istoj skali fluksa, konkretno (apsolutnoj) skali Barsa sa saradnicima

(Baars et al. 1977). U svetlu analize termalnog modela isključivo su razmatrani oni delovi radio-spektra koji nisu pod uticajem mogućeg značajnijeg niskofrekventnog krivljenja. Razmatrani su ljuskasti, kompozitni i OSN mešane morfologije.

Na početku ovog poglavlja biće predstavljena analiza/rezultati za najbolje kandidate u čijem slučaju bi termalni model mogao biti prirodno objašnjenje posmatranog radio-spektra (poglavlja 5.3.1 i 5.3.2). Zatim će rasprava biti okrenuta ka preostalim OSN (poglavlje 5.3.3).

5.3.1 OSN 3C396 (G39.2-0.3)

Jedan od tri najbolja kandidata za testiranje termalnog modela je upravo OSN 3C396. U neprekidnom radio-spektaru OSN 3C396 jasno se uočava krivljenje na višim frekvencijama (videti sliku 25). Su sa saradnicima (Su et al. 2011) je predložio da je molekularni oblak, na udaljenosti od oko 6.2 kpc, u direktnom fizičkom kontaktu sa ovim ostatkom, te je, samim tim, i predstavljena nova procena rastojanja do ovog objekta. On je takođe ukazao na sledeći mogući scenario koji opisuje evoluciju OSN 3C396. Posmatrani ostatak se sa jedne (zapadne) strane sudara sa molekularnim oblakom, dok se istovremeno širi kroz retku sredinu sa druge, istočne strane. Zapadna polovina razmatranog ostatka je svetla i u radio i u X-području, dok je istočna polovina značajno tamnija. Razlog za to najverovatnije leži u postojanju globalnog gradijenta gustine (Su et al. 2011) očekivanog u slučaju ovako kompleksne raspodele materije.

Anderson i Rudnik (Anderson & Rudnick 1993) su razmatrali posmatrane prostorne varijacije radio-spektralnog indeksa u slučaju OSN 3C396. Oni su utvrdili da delovi ostatka kojima odgovara najveći radio-sjaj (videti sliku 4 iz rada Andersona i Rudnika) odgovaraju nešto niže vrednosti radio-spektralnog indeksa u odnosu na integralnu vrednost koja je inače i sama ispod 0.5 (videti tabelu 5).

OSN 3C396 je posmatran u infracrvenoj oblasti spektra dok, sa druge strane, nije detektovan u vidljivom delu spektra (Scaife et al. 2007). Su sa saradnicima (Su et al. 2011) je predložio da je ovaj ostatak star oko tri hiljade godina, dok mu je radijus oko sedam parseka, a srednja brzina vodećeg udarnog talasa oko 870 km s^{-1}

(procenjana na osnovu posmatranja u X-području⁶⁷). U pomenutom radu je takođe procenjena i vrednost mase vrelog gasa, zaslužnog za proizvodnju zračenja u X-području, od oko $70 f_X^{1/2} \mathcal{M}_\odot$, pod pretpostavkom najverovatnije udaljenosti ostatka od 6.2 kpc, pri čemu je f_X faktor zapremiske popunjenosti za razmatrani vrela gas.

Na kraju opšteg pregleda najvažnijih fizičkih karakteristika ovog ostatka bitno je istaći da je reč o kompozitnom OSN. Zanimljivo je skrenuti pažnju da je pulsarska maglina kod ovog OSN detektovana isključivo u X-području (u radio-području je posmatrana odgovarajuća oblast izražene linearne polarizacije), pri čemu pulsar još uvek nije primećen (Olbert et al. 2003).

Rezultati primene termalnog modela za OSN 3C396

Podaci za integralne gustine fluksa su preuzeti iz sledećih radova: Patnaik sa saradnicima (Patnaik et al. 1990), Scaife sa saradnicima (Scaife et al. 2007) i Suna sa saradnicima (Sun et al. 2011) i to za frekvencije između 80 MHz i 33 GHz. Radiospektar OSN 3C396 ispod oko 30 MHz je kontaminiran radio-emisijom obližnjeg pulsara, PSR 1900+0.5 (Scaife et al. 2007). Sa druge strane, Patnaik sa saradnicima je procenio da je uticaj pomenutog pulsara značajan za frekvencije ispod 100 MHz (Patnaik et al. 1990). Bitno je napomenuti i da je Olbert sa saradnicima (Olbert et al. 2003) naglasio da je doprinos pulsarske magline ukupnoj gustini fluksa na $1.4 \text{ GHz} \leq 1/25$.

Parametri termalnog kao i čisto sinhrotronskog modela prikazani su u tabeli 6. Na slici 25 puna linija predstavlja radio-spektar određen na osnovu rezultata termalnog modela, dok tačkasta linija prikazuje radio-spektar opisan čisto sinhrotronskim modelom.

Redukovani χ^2 (χ_{red}^2) predstavlja χ^2/dof , gde je sa dof (eng. *degree of freedom*) označen broj stepeni slobode (ukupan broj tačaka u uzorku od kojeg je oduzet broj parametara konkretnog modela), pri čemu vrednost χ^2 određuje meru rasipanja merenih vrednosti u odnosu na one koje daje konkretni model. Vrednosti χ_{red}^2 oko jedinice ukazuju da je odabrani model u statističkoj saglasnosti sa procenama

⁶⁷Su sa saradnicima (Su et al. 2011) je procenio i gustinu u radijativnoj ljusci od oko 400 cm^{-3} , gustinu u oblasti između grudvi velike gustine od oko 1 cm^{-3} , i gustinu samih lokalnih zgušnjenja od oko 10^4 cm^{-3} .

grešaka tačaka kroz koje se fituje⁶⁸. Adj. R^2 (eng. *adjusted coefficient of determination*) predstavlja još jedno od statističkih merila kvaliteta primene modela, i obično se definiše kao:

$$\text{Adj. } R^2 = 1 - \frac{N}{\text{dof}} \frac{\sum_{i=1}^N w_i (y_i - f(x_i))^2}{\sum_{i=1}^N w_i (y_i - \bar{y})^2}, \quad (5.14)$$

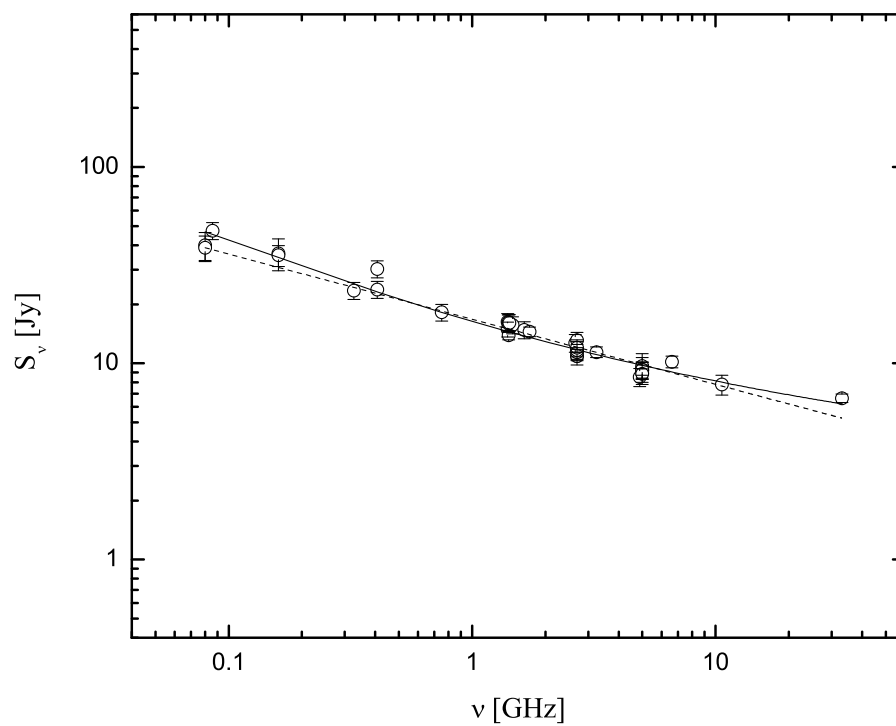
gde N predstavlja ukupan broj podataka (x_i, y_i) , \bar{y} srednju vrednost, $w_i = 1/\sigma_i^2$ pridružene težine (greške merenja gustina fluksa σ_i), a $f(x_i)$ su računane vrednosti koje daje model za konkretne vrednosti nezavisno promenljive (Press et al. 1992). Vrednosti Adj. R^2 oko jedinice, uglavnom, ukazuju na opravdanost primene modela. Na osnovu statističkog poređenja dva razmatrana modela (termalni i čisto netermalni), može se zaključiti da termalni model, iako komplikovaniji, bolje opisuje posmatrani radio-spektar ostatka (na osnovu vrednosti χ^2/dof parametra, videti tabelu 6). Naravno, neophodno je biti veoma obazriv prilikom iznošenja ovakvih zaključaka, posebno kada je reč o malom broju podataka.

Termalni model takođe omogućava da se proceni doprinos termalnog zračnog zračenja u ukupnoj radio-emisiji od oko 35 – 47% na 1 GHz za OSN 3C396. Bitno je skrenuti pažnju da se, ukoliko se iz analize isključe svi podaci ispod 100 MHz, prezentovani rezultati ne menjaju značajno. Jasno je, takođe, da je više podataka, posebno između 10 i 30 GHz, neophodno kako bi se izveli čvršći zaključci o udelu termalne komponente u radio-emisiji ovog ostatka.

Tabela 6: Parametri termalnog i čisto netermalnog modela određeni metodom najmanjih kvadrata u slučaju OSN 3C396.

α	$S_{1\text{GHz}}^{\text{NT}}$ (Jy)	$\frac{S_{1\text{GHz}}^{\text{T}}}{S_{1\text{GHz}}^{\text{NT}}}$	χ^2/dof	Adj. R^2
0.55 ± 0.05	9.56 ± 1.14	0.71 ± 0.18	1.01	0.94
0.33 ± 0.02	16.78 ± 0.38	-	1.58	0.90

⁶⁸Jasno je da bi povećavanje broja parametara fita kao rezultat davalo manji χ^2 ali i manji dof, što bi rezultovalo da χ^2/dof bude opet oko jedinice. Naravno, u razmatranom slučaju postoji fizička opravdanost za uvođenje dodatnog parametra (složenijeg modela).



Slika 25: Integralni radio-spektar OSN 3C396. Puna linija predstavlja radio-spektar određen na osnovu rezultata termalnog modela dok tačkasta linija prikazuje radio-spektar opisan čisto sinhrotronskim modelom.

Diskusija o niskofrekventnom krivljenju radio-spektra OSN 3C396

U slučaju OSN 3C396 primećeno je niskofrekventno krivljenje radio-spektra, najverovatnije usled termalne apsorpcije (vidi sliku 10 u radu Patnaika sa saradnicima (Patnaik et al. 1990)). Posmatrani prelom u niskofrekventnom delu radio-spektra je približno između 40-80 MHz (Patnaik et al. 1990). Još uvek nema direktnih dokaza o povezanosti termalne apsorpcije sa samim ostatkom.

Ukoliko je posmatrano niskofrekventno krivljenje radio-spektra zaista prouzrokovano termalnom apsorpcijom vezanom za sam OSN (u skladu sa pretpostavkama u ovoj tezi), pri frekvencijama na kojima dolazi do preloma spektra (između 40 i 80 MHz) i za elektronsku temperaturu reda 10^4 K, mera emisije bi bila reda $10^{3-4} \text{ cm}^{-6} \text{ pc}$. U tom slučaju bi učešće termalne emisije na 1 GHz bilo oko 7–30%. Sa druge strane, pomenute vrednosti se ne poklapaju sa rezultatima iz rada Anantaramaja (Anantharamaiah 1985), gde je data gornja granica mere emisije od $280 \text{ cm}^{-6} \text{ pc}$ i elektronske temperature od oko 5000 K za razmatrani gas, što odgovara $\nu_T \approx 20$ MHz i učešću termalne komponente od 0.7% na 1 GHz. Ukoliko se zadrži $T_e = 5000$ K, ali pretpostavi $\nu_T = 40-80$ MHz, dobija se $EM \approx 10^3 \text{ cm}^{-6} \text{ pc}$ i učešće termalne komponente od 3–15% na 1 GHz. Anantaramaja je takođe naglasio da procenjene gornje granice elektronske temperature i mere emisije ne bi trebalo uzeti kao stroge usled nepreciznosti koje nameću učinjene pretpostavke. Hjuit sa saradnicima (Hewitt et al. 2009) je naglasio, na osnovu analize posmatranja dobijenih uz pomoć veštačkog satelita Spicera (eng. *Spitzer* IRS), da su duž zapadnog dela ljuske linije jona (Fe II) i molekula H_2 prostorno razdvojene. Njihovi rezultati se dobro slažu sa posmatranjima u bliskoj infracrvenoj oblasti spektra (Lee et al. 2009). Hjuit sa saradnicima je koristio posmatranja jakih linija jona iz čijih se odnosa intenziteta (na osnovu dijagnostike linija jona, odnosno odnosa [Fe II] 7.9/5.35 μm i 17.9/26 μm) dobija procena elektronske koncentracije $n_e = 270 \text{ cm}^{-3}$ i temperature $T_e = 2.3 \times 10^4$ K. Sa druge strane, u radu Lija sa saradnicima (Lee et al. 2009), uz pomoć infracrvene kamere širokog vidnog polja na pet-metarskom teleskopu Palomarske opservatorije (eng. *Wide-Field Infrared Camera at Palomar 5 m Hale telescope*), procenjena je gornja granica za elektronsku koncentraciju gasa (koji emituje linije [Fe II] na 1.64 μm) od oko 2000 cm^{-3} za pretpostavljenu temperaturu od 5000 K. Bitno je nagla-

siti da povećana zastupljenost jona gvožđa nastalog usled raspadanja čestica prašine prouzrokovanog udarnim talasom (eng. *shock-induced sputtering of the dust grains*) i/ili formiranje široke oblasti delimično jonizovanog gasa usled zagrevanja izazvanog udarnim talasom, može značajno pojačati [Fe II] emisiju (Lee et al. 2009).

Uzimajući u obzir veoma kompleksnu prirodu ovog OSN (visoki gradijenti gustine, interakcija sa molekulskim oblakom), oblik integralnog radio-spektra (niskofrekvenciono, kao i visokofrekventno krivljenje), kao i generalno njegove multifrekvencione karakteristike, termalna hipoteza se prirodno nameće kao objašnjenje karakteristične neprekidne radio-emisije.

Jasno je da su posmatranja visoke rezolucije na nižim radio-frekvencijama u kontinuumu neophodna kako bi se izveli čvršći zaključci o termalnoj apsorpciji vezanoj za sam OSN. Kao jedna od ideja za budući rad nameće se posmatranje OSN 3C396 sa jednim instrumentom, konkretno VLA⁶⁹, i to za što veći interval frekvencija. Naravno, podrazumeva se rad na realizaciji radio-mapa veće rezolucije na 74 i 330 MHz uz pomoć kojih je moguća osetljivija analiza spektra.

Merenja linearne polarizacije za OSN 3C396

Na osnovu analize merenja linearne polarizacije na 5 GHz, Patnaik sa saradnicima (Patnaik et al. 1990) je procenio da polarizacija u smeru istočne ivice ostatka dostiže oko 50%. Sa druge strane, na jugo-zapadnoj i severo-zapadnoj strani ljuske polarizacija je u srednjem 6–7%. Centralni deo OSN je polarizovan oko 10%, dok je za ostatak unutrašnjosti polarizacija $\leq 3\%$ (Patnaik et al. 1990). Su sa saradnicima (Sun et al. 2011) je našao integralnu polarizovanu gustinu fluksa na 5 GHz od 240 ± 15 mJy. Srednja polarizacija je 3% ukoliko pretpostavimo integralnu gustinu fluksa na 5 GHz od 8.84 ± 0.53 Jy, preuzetu iz njihovog rada. Sa druge strane, ukoliko se iskoriste rezultati termalnog modela za netermalni spektralni indeks (0.55) i sinhrotronsku gustinu fluksa na 1 GHz (9.56 Jy), dobija se oko 6% za srednju linearnu polarizaciju na 1 GHz (vodeći računa da je maksimalna moguća

⁶⁹Skraćeno od engleskih reči *Very Large Array*. Ovaj radio-interferometar je rukovođen od strane Nacionalne radio-astronomske opservatorije (eng. *National Radio Astronomy Observatory*) pod pokroviteljstvom Nacionalne naučne fondacije (eng. *National Science Foundation*) Sjedinjenih Američkih Država. Inače, od 2012. godine ovaj teleskop je preimenovan u JVLA (eng. *Jansky Very Large Array*) po Karlu Janskom (*Karl Guthe Jansky*, 1905-1950).

linearna polarizacija sinhrotronskog zračenja oko 70% za slučaj homogenog magnetnog polja, Urošević & Milogradov-Turin 2007). Sada se može proceniti gornja granica za učešće termalne komponente od približno oko 91% na 1 GHz (ili donja granica za sinhrotronsku emisiju od oko 9% na 1 GHz). Naravno, kao što je već napomenuto, ne sme se zaboraviti na prisustvo znatne neodređenosti samih parametara α i $S_{1\text{GHz}}^{\text{NT}}$, određenih na osnovu primene termalnog modela (vidi tabelu 6).

Procena gustine i prebrisane mase u slučaju OSN 3C396

Za najverovatniju udaljenost $d = 6.2$ kpc (Su et al. 2011), srednji ugaoni dijametar ostatka od oko $\approx 7'$ (Green 2009) i $T = 10^4$ K, dobijamo $n_e \approx 50 f^{-1/2} \text{ cm}^{-3}$ koristeći vrednost za $S_{1\text{GHz}}^{\text{T}}$ određenu na osnovu primene termalnog modela (vidi tabelu 6). Reč je o (srednjoj) gustini (koncentraciji), po celoj zapremini ljuske, faktora zapreminske popunjenosti f . Uzimajući u obzir nepreciznosti predstavljenog modela, kao i izraženu nehomogenost MZS u blizini razmatranog OSN (interakcija sa molekulskim oblakom), ne može se dati čvrsta procena n_e i posebno prebrisane mase. Veoma gruba procena prebrisane mase je $\approx 650M_{\odot}$ za pretpostavljeni skok gustine od 4 i $f = 0.25$. Ova vrednost se može interpretirati kao gornja granica mase koju je prebrisao OSN. Ova procena prebrisane mase je dobijena na osnovu pretpostavke da je srednja gustina okolne MZS, tokom cele evolucije OSN, ista kao i vrednost koja je procenjena za gustinu regiona koji emituje termalno zakočno zračenje.

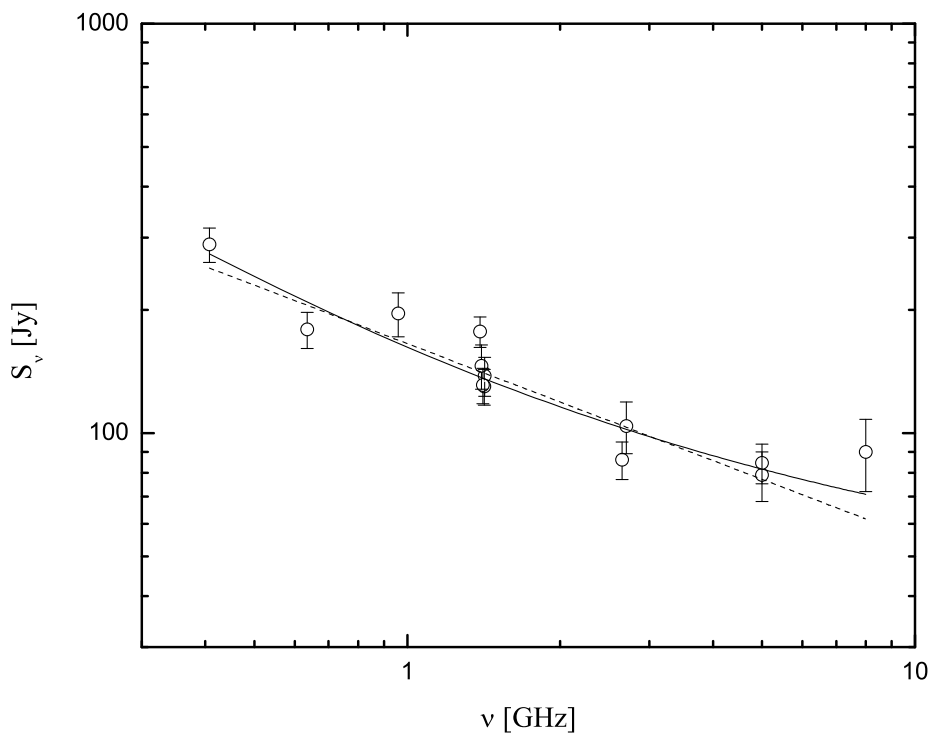
5.3.2 IC443 (G189.1+3.0) i 3C391 (G31.9+0.0)

Za OSN IC443 i 3C391 utvrđeno je da se prostiru kroz veoma gustu sredinu (uz interakciju sa molekulskim oblacima) i da pripadaju tipu OSN mešane morfologije. Takođe, posmatrano je i niskofrekventno krivljenje radio-spektra prouzrokovano termalnom apsorpcijom za koju je pokazano da je vezana za same ostatke (Brogan et al. 2005; Castelletti et al. 2011). U tom smislu, ova dva ostatka predstavljaju veoma dobre kandidate za proveru hipoteze o značajnom termalnom zakočnom radio-zračenju.

IC443

Podaci za integralne gustine fluksa su preuzeti iz radova Kasteletija sa sarad-

nicima (Castelletti et al. 2011) i Gao sa saradnicima (Gao et al. 2011). Usled postojanja niskofrekventnog krivljenja spektra kao i odgovarajućeg broja merenih gustina fluksa čije su greške (ukoliko su uopšte date u literaturi) veće od 20% (i naravno, za gustine fluksa na istoj skali), analiziran je radio-spektar između 408 MHz i 8 GHz. Na osnovu određenih parametara termalnog modela, u slučaju OSN IC443, može se proceniti udeo termalne komponente u ukupnoj gustini fluksa na 1 GHz između 3 i 57% (videti tabelu 7 i sliku 26).



Slika 26: Integralni radio-spektar OSN IC443. Puna linija predstavlja radio-spektar određen na osnovu rezultata termalnog modela dok tačkasta linija prikazuje radio-spektar opisan čisto sinhrotronskim modelom.

Analizirajući niskofrekventno krivljenje usled termalne apsorpcije, u slučaju OSN IC443 (istočni deo ostatka⁷⁰), pretpostavljajući za prostorni ugao izvora $\Omega_S = 10^{-4}$ sr, elektronsku temperaturu $T_e = 8000 - 12000$ K i frekvenciju na kojoj dolazi do

⁷⁰OSN IC443 se sastoji od dve povezane radio-ljuske (čiji se centri ne poklapaju): istočne (svetlije) i zapadne (tamnije). Postojanje oblasti zaslužne za termalnu apsorpciju je upravo dokazano za istočni deo OSN.

Tabela 7: Parametri termalnog i čisto netermalnog modela određeni metodom najmanjih kvadrata u slučaju OSN IC443.

α	$S_{1\text{GHz}}^{\text{NT}}$ (Jy)	$\frac{S_{1\text{GHz}}^{\text{T}}}{S_{1\text{GHz}}^{\text{NT}}}$	χ^2/dof	Adj. R^2
0.82 ± 0.35	96.40 ± 40.50	0.68 ± 0.65	1.72	0.83
0.47 ± 0.06	165.40 ± 7.80	-	1.74	0.83

niskofrekventnog preloma radio-spektra $\nu_{\text{T}} = 30 - 50$ MHz, upotrebom izraza (5.8) i (5.9) lako se nalazi $S_{1\text{GHz}}^{\text{T}} \approx 15.5 - 68.1$ Jy. Gustina fluksa na 1 GHz određena iz jednostavnog, čisto sinhrotronskog modela je oko 160 Jy (Green 2009), što ukazuje da je udeo termalne komponente u ukupnom radio-zračenju između 9.5 – 42.6% na 1 GHz.

Integralna polarizovana gustina fluksa⁷¹ na 5 GHz za OSN IC443 iznosi 2.6 ± 0.3 Jy ili oko 3% u slučaju pretpostavljene ukupne gustine fluksa od 84.6 ± 9.4 na 5 GHz (Gao et al. 2011). Sa druge strane, ukoliko se iskoriste rezultati termalnog modela, za netermalni spektralni indeks (0.82) i sinhrotronsku gustinu fluksa na 1 GHz (96.40 Jy), dobija se da je srednja linearna polarizacija na 1 GHz oko 10%. Kako je maksimalna moguća linearna polarizacija sinhrotronskog zračenja oko 70% (za slučaj homogenog magnetnog polja) jasno je da je donja granica za netermalnu komponentu oko 15% na 1 GHz. Samim tim, gornja granica za termalnu komponentu je oko 85% na 1 GHz.

Za udaljenost od oko $d = 1.5$ kpc (Castelletti et al. 2011), srednji ugaoni dijametar ostatka 45' (Green 2009) i $T = 10^4$ K, dobija se $n_e \approx 19.5 f^{-1/2} \text{ cm}^{-3}$. Ovo je zapravo srednja vrednost elektronske koncentracije u celoj ljusci OSN faktora zapreminske popunjenosti f . S obzirom na jednostavan model i veliku neodređenost parametara termalog modela, kao i na izraženu nehomogenost MZS u okolini razmatranog OSN, nije moguće dati preciznu ocenu elektronske koncentracije. Slično važi i u slučaju procene prebrisane mase za koju se dobija $\frac{4\pi}{3} R_{\text{S}}^3 n_{\text{a}} m_{\text{H}} \approx 950 M_{\odot}$, pri pretpostavljenom skoku gustine jednakom 4 i $f = 0.25$. Reč je o prilično velikoj vrednosti za jedan OSN. Dobijena vrednost se može interpretirati kao gornja

⁷¹Gustina fluksa koja odgovara intenzitetu izraženom preko Stoksovih parametara Q i U , kao $\sqrt{Q^2 + U^2}$ (Wilson et al. 2009).

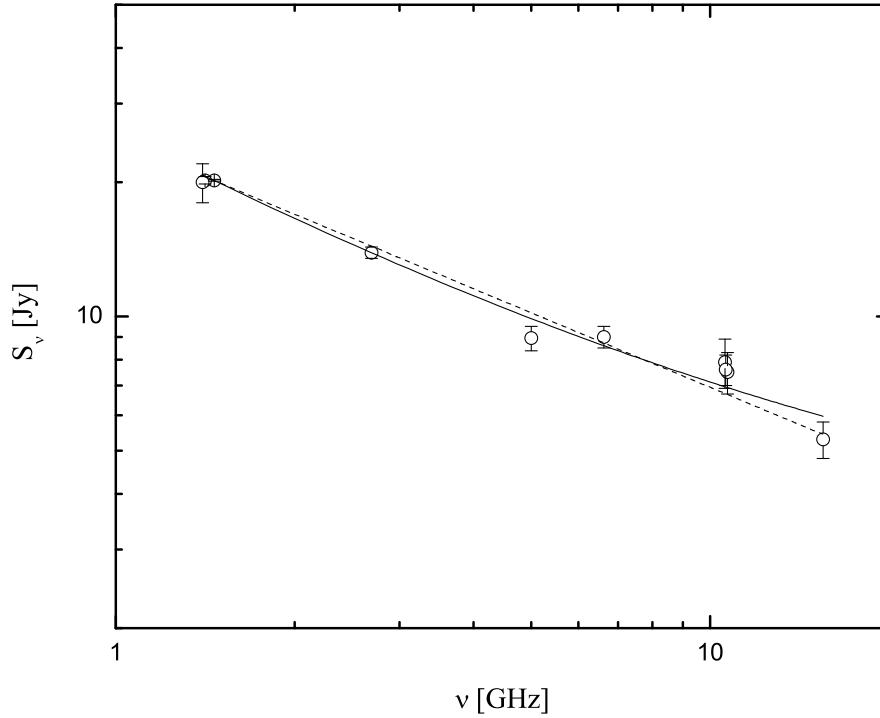
granica mase koju je prebrisao OSN. Ova procena prebrisane mase je dobijena na osnovu veoma grube pretpostavke da je gustina okolne MZS tokom cele evolucije OSN ista. Svakako, ne sme se zaboraviti da klasični Sedov-Tejlorov model ne važi u slučaju OSN mešane morfologije. Samim tim faktor kompresije može biti znatno veći od četiri u ovom slučaju, tako da koncentracija okolne MZS može biti manja od $n_e/4$. Takođe, vrednost faktora zapreminske popunjenosti može biti manja od pretpostavljenih 0.25.

Radio-rekombinacione linije nisu detektovane u pravcu ovog ostatka, već samo u pravcu susednog H II regiona (Donati-Falchi & Tofani 1984). OSN IC443 je posmatran u H α liniji (Keller et al. 1995). Procenjena elektronska koncentracija gasa zaslužnog za termalnu apsorpciju je oko 500 cm^{-3} (Castelletti et al. 2011). Troja sa saradnicima (Troja et al. 2006) je procenila ukupnu masu regiona koji emituje termalno zračenje u X-području na oko $30 \mathcal{M}_\odot$. U pomenutom radu je takođe napomenuto da je region koji emituje u X-području lociran u neposrednoj blizini molekuskog oblaka. Srednja koncentracija oblasti iz koje je emitovano termalno zračenje u X-području procenjena je na oko 2.5 cm^{-3} , dok je brzina udarnog talasa procenjena na osnovu temperature u unutrašnjosti OSN od 0.3 keV oko 450 km/s. Starost razmatranog ostatka je oko 4000 godina (Troja et al. 2008).

3C391

U slučaju OSN 3C391, integralne gustine fluksa su preuzete iz radova Kasima (Kassim 1989), Brogan sa saradnicima (Brogan et al. 2005) i Suna sa saradnicima (Sun et al. 2011). Termalni model, na osnovu metode najmanjih kvadrata primenjene na oblast frekvencija od 1 GHz do 15.5 GHz (tabela 8 i slika 27), daje 10–25% za udeo termalne komponente u ukupnoj gustini fluksa na 1 GHz. I kod ovog ostatka je primetno postojanje malog broja izmerenih gustina fluksa koje zadovoljavaju definisani kriterijum selekcije (videti početak poglavlja 5.3).

Na osnovu analize niskofrekventnog krivljenja radio-spektra, koje je u slučaju OSN 3C391 vezano za sam OSN (Brogan et al. 2005), pretpostavljajući za prostorni ugao izvora $\Omega_S = 10^{-6} \text{ sr}$, elektronsku temperaturu $T_e = 1000 - 3000 \text{ K}$ i frekvenciju na kojoj dolazi do preloma u niskofrekventnom delu radio-spektra $\nu_T = 40 - 150$



Slika 27: Integralni radio-spektar OSN 3C391. Puna linija predstavlja radio-spektar određen na osnovu rezultata termalnog modela, dok tačkasta linija prikazuje radio-spektar opisan čisto sinhrotronskim modelom.

Tabela 8: Parametri termalnog i čisto netermalnog modela određeni metodom najmanjih kvadrata u slučaju OSN 3C391.

α	$S_{1\text{GHz}}^{\text{NT}}$ (Jy)	$\frac{S_{1\text{GHz}}^{\text{T}}}{S_{1\text{GHz}}^{\text{NT}}}$	χ^2/dof	Adj. R^2
0.80 ± 0.20	21.18 ± 1.41	0.22 ± 0.11	1.34	0.99
0.56 ± 0.02	24.92 ± 0.28	-	1.57	0.99

MHz (Green 2009, Brogan et al. 2005) može se proceniti $S_{1\text{GHz}}^{\text{T}} \approx 0.04 - 1.7$ Jy. Integralna gustina fluksa na 1 GHz je oko 24 Jy (Green 2009), što dovodi do toga da je udeo termalne komponente u ukupnoj gustini fluksa $0.15 - 7\%$ na 1 GHz.

Merenja linearne polarizacije duž ovog objekta pokazuju da je ona manja od 1% na 5 GHz (Moffett & Reynolds 1994). To daje gornju granicu za udeo termalne komponente u ukupnom radio-zračenju od oko 98% na 1 GHz.

Za udaljenost ostatka od oko $d = 8$ kpc (Chen et al. 2004), srednji ugaoni

dijametar od $\approx 6'$ (Green 2009) i temperaturu od $T = 10^4$ K, dobija se elektronska koncentracija od $n_e \approx 46 f^{-1/2} \text{ cm}^{-3}$ za vrednost $S_{1\text{GHz}}^T$ određenu iz termalnog modela. Kao što je i ranije napomenuto, reč je o srednjoj gustini ljuske, faktora zapreminske popunjenosti f . Gruba procena (gornje granice) prebrisane mase iznosi $\approx 806 M_\odot$ za skok gustine jednak četiri i $f = 0.25$. Kao i u slučaju OSN IC443, ne sme se zaboraviti da klasični Sedov-Tejlorov model ne važi u slučaju OSN mešane morfologije. Samim tim faktor kompresije može biti znatno veći od četiri, pa i u ovom slučaju koncentracija okolne MZS može biti manja od $n_e/4$. Takođe, vrednost faktora zapreminske popunjenosti može biti manja od pretpostavljenih 0.25.

Gos i saradnici (Goss et al. 1979) su zaključili da termalna komponenta zaslužna za slobodno-slobodnu apsorpciju (usled koje se javlja niskofrekventni prelom neprekidnog radio-spektra), kao i radio-rekombinacione linije u pravcu OSN, potiče od veoma proširenih H II regiona male gustine duž pravca vizure ka OSN. Sa druge strane, kao što je već napomenuto, Brogan sa saradnicima (Brogan et al. 2005) je utvrdila da je termalna apsorpcija vezana za sam OSN. Zaključeno je da slobodno-slobodna apsorpcija nastaje u okolini gde se odvija interakcija udarnog talasa i molekuskog oblaka, te samim tim i formiranje jonizovanog gasa. Moffet i Reynolds (Moffet & Reynolds 1994) nisu našli ubedljiv dokaz u prilog varijacija radio-spektralnog indeksa (iznad konkretnog nivoa detekcije od $\Delta\alpha = 0.1$). Brogan sa saradnicima je naglasila da je mapa spektralnih indeksa⁷² za dve frekvencije, 330 i 1465 MHz, pretežno uniformna, dok se na mapi za frekvencije 74 i 330 MHz primećuju efekti slobodno-slobodne apsorpcije na 74 MHz.

Procenjena elektronska koncentracija oblasti koja učestvuje u slobodno-slobodnoj apsorpciji najverovatnije uzima vrednosti između 10 i 10^3 cm^{-3} , pri čemu su vrednosti bliže donjoj granici (između 10 i 40 cm^{-3}) verovatnije (Brogan et al. 2005). Su i Čen (Su & Chen 2008) su podvukli da je infracrvena emisija, identifikovana u pravcu ovog ostatka, pretežno uzrokovana značajnim prisustvom prašine prebrisane udarnim talasom i delimično uništene. Čen sa saradnicima (Chen et al. 2004) je predložio da je starost razmatranog ostatka oko četiri hiljade godina, masa vrelog

⁷²Prostorna raspodela spektralnih indeksa unutar ostatka određenih pomoću gustina fluksa merenih na dve frekvencije.

gasa koji zrači u X-području oko $114 f_X^{1/2} \mathcal{M}_\odot$ i da mu je srednja koncentracija oko $1.9 f_X^{-1/2} \text{ cm}^{-3}$, pri čemu je pretpostavljena najverovatnija udaljenost od oko 8 kpc, gde je f_X faktor zapreminske popunjenosti vrelog gasa. Uz vrednost temperature unutar razmatranog ostatka, procenjene iz posmatranja termalnog zračenja u X-području (oko 0.56 keV), brzina udarnog talasa je oko 680 km/s (Chen et al. 2004).

5.3.3 Preostali Galaktički OSN

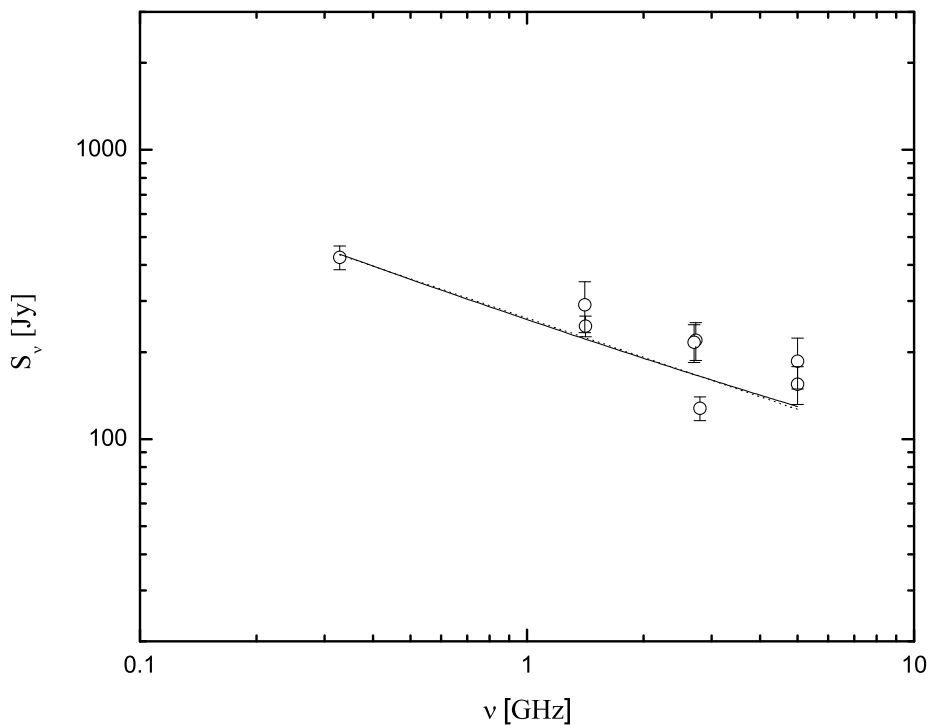
Pored već pomenutih OSN koji predstavljaju najbolje kandidate za testiranje termalnog modela (G31.9+0.0 (3C391), G39.2-0.3 (3C396), G189.1+3.0 (IC443)), analizirani su i radio-spektri sledećih OSN koji ispunjavaju ranije definisane kriterijume selekcije (videti početak ovog poglavlja): G6.4-0.1 (W28), G18.8+0.3 (Kes 67), G34.7-0.4 (W44), G43.3-0.2 (W49B), G89.0+4.7 (HB21), G94.0+1.0 (3C434.1). Svi pomenuti ostaci se šire u gustoj sredini i interaguju sa molekulskim oblacima (videti tabelu 5).

Suprotno očekivanjima, u slučaju svih šest pomenutih OSN rezultati analize termalnog modela ne daju čvrste argumente u prilog značajne termalne radio-emisije ovih ostataka (udeo termalne komponente u ukupnoj gustini fluksa na 1 GHz je ili nula ili izračunate greške prevazilaze vrednosti samih parametara). Na slikama 28 i 29 i u tabelama 9 i 10 predstavljeni su rezultati primene termalnog modela u slučaju OSN W28 i 3C434.1, jedine OSN od nabrojanih za koje se dobija značajniji doprinos termalne komponente na 1 GHz, mada je kvalitet metode najmanjih kvadrata veoma loš. Puna linija predstavlja radio-spektar određen na osnovu rezultata termalnog modela dok tačkasta linija prikazuje radio-spektar opisan čisto sinhrotronским modelom. Jasno je da u ovim slučajevima nije moguće čvrsto opravdati termalnu hipotezu. Integralne gustine fluksa za OSN W28 i 3C434.1 preuzete su iz odgovarajuće literature (Goss et al. 1984; Kassim 1989; Dubner et al. 2000; Foster 2005; Kothes et al. 2006; Sun et al. 2011).

Merenja linearne polarizacije za OSN W28 daju vrednosti do 10% (Kundu & Velusamy 1972) dok su za 3C434.1 oko 3% (Sun et al. 2011) na 5 GHz. Iako, generalno, više različitih efekata depolarizacije može dovesti do niskih vrednosti linearne polarizacije posmatranih kod većine Galaktičkih OSN (Moffet & Reynolds 1994;

Reynolds et al. 2012), na osnovu današnjih saznanja, merenja linearne polarizacije ne mogu da odbace postojanje značajne termalne komponente.

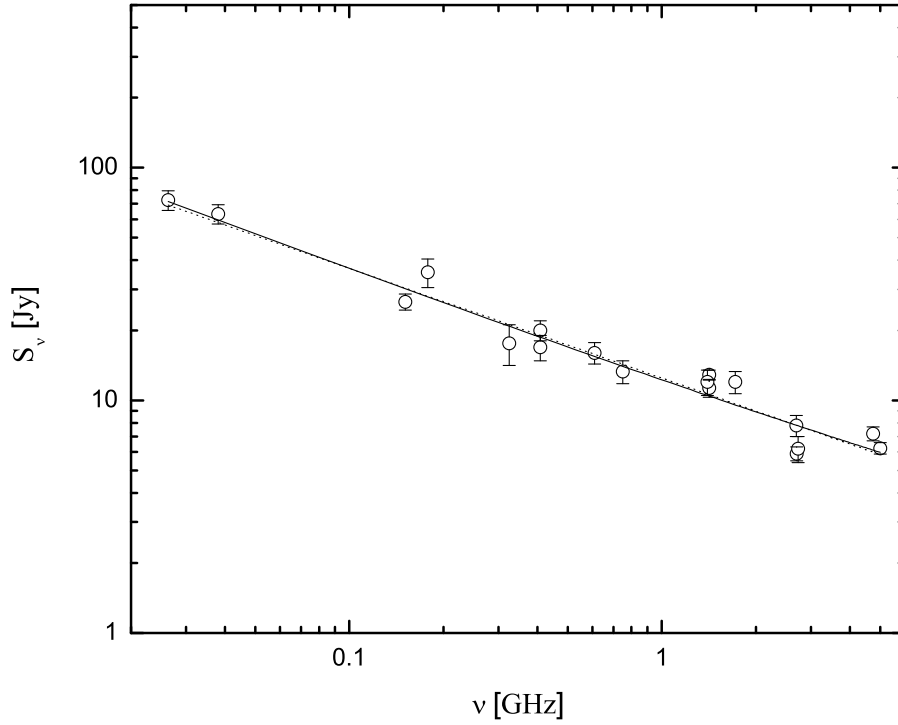
Konačno, u slučaju preostalih OSN nije moguće proceniti udeo termalne komponente, jer parametri termalnog modela ukazuju na to da ista nije prisutna u radiozračenju ovih ostataka. Očekivao, rezultati čisto netermalnog modela se poklapaju sa vrednostima prezentovanim u postojećoj literaturi (videti tabelu 5).



Slika 28: Integralni radio-spektar OSN W28. Puna linija predstavlja radio-spektar određen na osnovu rezultata termalnog modela, dok tačkasta linija prikazuje radio-spektar opisan čisto sinhrotronskim modelom.

Tabela 9: Parametri termalnog i čisto netermalnog modela određeni metodom najmanjih kvadrata u slučaju OSN W28.

α	$S_{1\text{GHz}}^{\text{NT}}$ (Jy)	$\frac{S_{1\text{GHz}}^{\text{T}}}{S_{1\text{GHz}}^{\text{NT}}}$	χ^2/dof	Adj. R^2
0.53 ± 0.77	215 ± 340	0.2 ± 2.0	4.2	0.61
0.45 ± 0.09	262 ± 23	-	3.5	0.67



Slika 29: Integralni radio-spektar OSN 3C434.1. Puna linija predstavlja radio-spektar određen na osnovu rezultata termalnog modela, dok tačkasta linija prikazuje radio-spektar opisan čisto sinhrotronskim modelom.

Tabela 10: Parametri termalnog i čisto netermalnog modela određeni metodom najmanjih kvadrata u slučaju OSN 3C434.1.

α	$S_{1\text{GHz}}^{\text{NT}}$ (Jy)	$\frac{S_{1\text{GHz}}^{\text{T}}}{S_{1\text{GHz}}^{\text{NT}}}$	χ^2/dof	Adj. R^2
0.51 ± 0.11	11 ± 4	0.14 ± 0.36	3.98	0.87
0.47 ± 0.03	12.5 ± 0.5	-	3.77	0.88

U slučaju OSN W28 niskofrekventno krivljenje radio-spektra je moguće (iako nije potvrđeno u literaturi), kako integralna gustina fluksa na 30.9 MHz ima uočljivo manju vrednost u odnosu na očekivano rasipanje pod pretpostavkom radio-spektra opisanog čistim stepenim zakonom (Dubner et al. 2000). Sa druge strane, greška navedene gustine fluksa je 20% (Kassim 1989). Takođe, rasipanje vrednosti gustina fluksa na jednoj te istoj frekvenciji je uočljivo u spektru ovog ostatka (posebno na

2.7 GHz), tako da se ne mogu izvesti čvrsti zaključci o postojanju niskofrekventnog krivljenja radio-spektra. Inače, velika disperzija vrednosti gustina fluksa na jednoj frekvenciji je najizraženija u slučaju OSN W49B i W44 (Morsi & Reich 1987; Kassim 1989; Taylor et al. 1992; Kovalenko et al. 1994; Lacey et al. 2001; Castelletti et al. 2007; Sun et al. 2011). U neprekidnom radio-spektru OSN W44 nema izraženog niskofrekventnog krivljenja. Sa druge strane, uočljivo je lokalizovano niskofrekventno krivljenje ka jugoistočnoj granici razmatranog OSN, usled termalne apsorpcije prouzrokovane jonizovanim gasom u oblasti nakon prolaska udarnog talasa koji interaguje sa obližnjim molekulskim oblakom (Castelletti et al. 2007). Na ovom mestu je i zgodan trenutak da se skrene pažnja na vrednosti gustina fluksa i njima pridruženih grešaka navedenih u današnjoj literaturi. U radu Altenhofs sa saradnicima (Altenhoff et al. 1970) koji je, između ostalog, analizirao i neprekidni radio-spektral OSN W44, naglašeno je da su greške koje odgovaraju gustinama fluksa manjim od 10 Jy reda 30%, dok su u suprotnom oko 10% (ne 0.4, greška u tekstu koja se javlja u velikom broju radova). Posmatrano niskofrekventno krivljenje radio-spektra OSN W49B je najverovatnije prouzrokovano slobodno-slobodnom apsorpcijom koja nije vezana za sam OSN (Lacey et al. 2001), dok u slučaju OSN Kes 67, HB21 i 3C434.1 niskofrekventno krivljenje nije primećeno (Reich et al. 1983; Goss et al. 1984; Landecker et al. 1985; Kassim 1989; Milne et al. 1989; Tatematsu et al. 1990; Kovalenko et al. 1994; Dubner et al. 1996; Zhang et al. 2001; Reich et al. 2003; Foster 2005; Kothes et al. 2006; Gao et al. 2011; Sun et al. 2011).

Na samom kraju, treba skrenuti pažnju da za preostale Galaktičke OSN koji se šire u gušćoj sredini trenutno nema dovoljno preciznih podataka koji mogu zadovoljiti kriterijume selekcije navedene na početku ovog poglavlja (Green 2009). Za veliki broj OSN sadržanih u Grinovom katalogu (Green 2009) poznate su samo gustine fluksa na dve različite frekvencije. Pored gore navedenih, postoji još zanimljivih OSN, npr. G49.2-0.7 (W51C) i G290.1-0.8 (MSH 11-61A), koji ovom prilikom nisu analizirani zbog nedovoljno kvalitetno definisanog radio-spektra, pa ostaju za budući rad.

5.4 Diskusija

U ovom poglavlju je analizirana hipoteza o značajnom termalnom zakočnom radio-zračenju pojedinih OSN. Prisustvo termalne radio-emisije bi, u principu, moglo na prirodan način objasniti posmatrano krivljenje neprekidnog radio-spektra na višim frekvencija u slučaju nekoliko Galaktičkih OSN. Ono što je važno jeste da se pomenuto krivljenje radio-spektra upravo posmatra kod onih ostataka koji predstavljaju najbolje kandidate za proveru tzv. termalne hipoteze: prisutnost ohlađenih termalnih elektrona, koji su ranije emitovali zračenje u X-području i širenje kroz sredinu velike gustine (interakcija ili prostiranje unutar molekuskog oblaka). Posebno je bitno istaći da veliki broj dobrih kandidata za testiranje termalne hipoteze pripada tipu OSN mešane morfologije koji manifestuju skoro sve pomenute karakteristike koje idu u prilog potvrdi termalne hipoteze. Takođe, prisustvo termalne apsorpcije vezane za sam ostatak je potvrđeno kod dva OSN koji ujedno ispunjavaju kriterijume za postojanje termalnog ansambla koji bi mogao da proizvede značajnu radio-emisiju (IC443 i 3C391, Brogan et al. 2005; Castelletti et al. 2011). Nisko-frekventno krivljenje radio-spektra uzrokovano termalnom apsorpcijom vezanom za sam OSN omogućava nezavisnu procenu udela termalne komponente u ukupnom radio-zračenju na određenoj frekvenciji. Merenja linearne polarizacije, koja omogućavaju da se proceni gornja granica termalne komponente radio-zračenja, kao i da se zaključi o poreklu prostornih varijacija spektralnog indeksa, bi trebalo da prate ovu analizu.

Rezultati predstavljeni u ovoj glavi pokazuju da se na osnovu trenutno prikupljenog posmatračkog materijala samo kod tri OSN (3C396, IC443, 3C391) može ozbiljnije diskutovati o prisustvu termalne komponente u njihovom neprekidnom radio-spektru (videti Onić 2013). U slučaju OSN 3C396 termalni model je najuspešnije primenjen, u smislu kvaliteta statistike na osnovu primenjene metode najmanjih kvadrata. Ipak, jasno je već pri prvoj vizuelnoj inspekciji neprekidnog radio-spektra ovog ostatka (videti sliku 25), da tačka na 33 GHz (primetni rast vrednosti gustine fluksa) obezbeđuje da termalni model bude verovatniji od čisto netermalnog. U tom smislu, neophodna su nova merenja kako na pomenutoj frekvenciji, tako i uopšte na frekvencijama višim od 1 GHz. Još uvek nije potpuno dokazano da je termalna ap-

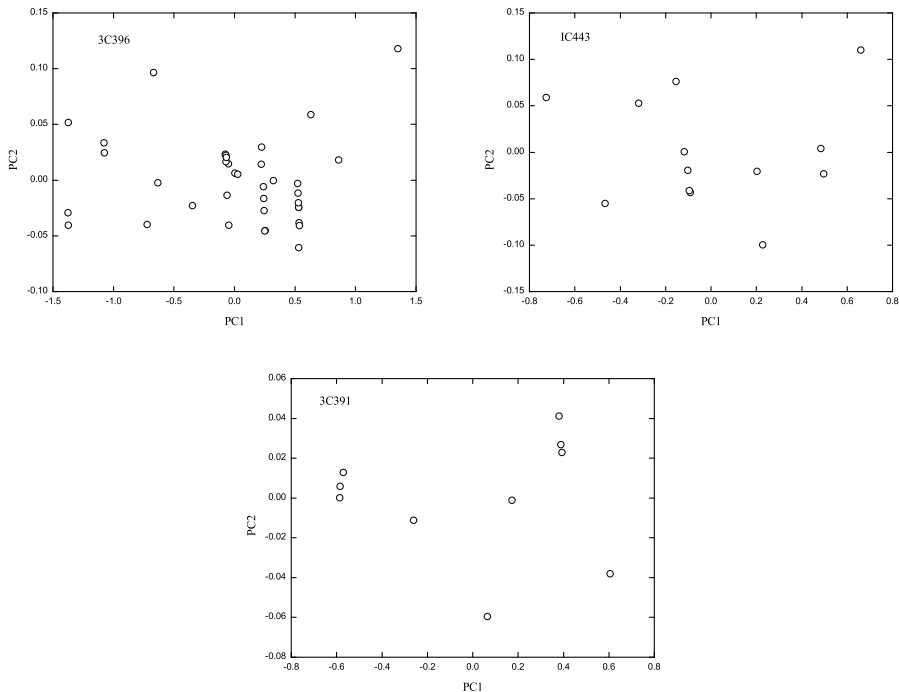
sorpcija vezana za OSN uzrok niskofrekventnog krivljenja radio-spektra OSN 3C396, te su u skladu sa tim neophodna nova posmatranja ovog ostatka, posebno na nižim frekvencijama visoke rezolucije. Sa druge strane, u slučaju ostataka IC443 i 3C391 može se reći da su rezultati suprotni od onih predstavljenih za OSN 3C396. Naime, i kod IC443 i kod 3C391 detektovana je termalna apsorpcija vezana za same ostatke, tako da je moguća pouzdana procena udela termalne komponente u ukupnoj gustini fluksa na 1 GHz. Ipak, termalni model, najverovatnije usled lošeg kvaliteta radio-spektra (malog broja tačaka koje su prihvatljive na osnovu kriterijuma selekcije pomenutog u poglavlju 5.3 i/ili velike disperzije gustina fluksa na jednoj frekvenciji), ne daje tako dobre rezultate (u smislu kvaliteta statistike) za pomenuta dva ostatka. Jasno je da zapravo detekcija termalne apsorpcije vezane za sam OSN pruža čvršće argumente za potporu termalne hipoteze, te se u planu za buduća istraživanja (vidi poglavlje 6) i ističe važnost temeljnije posmatračke analize velikog uzorka OSN u tom smislu. Naravno, uvođenje (jednostavnog) termalnog modela je više kvalitativnog nego kvantitativnog značaja i u cilju je demonstracije osnovne hipoteze ove disertacije da značajna termalna radio-emisija može dovesti, na prirodan i jednostavan način, u smislu Okamovog stava⁷³, do formiranja konveksnog radio-spektra.

Kao dodatak analizi predstavljenoj u poglavlju 5.3 može se iskoristiti tzv. analiza glavnih komponenti⁷⁴ (dalje AGK, eng. *principal component analysis* – PCA). Na slici 30 predstavljeni su rezultati primene AGK za tri razmatrana OSN (3C396, IC443 i 3C391), pri čemu PC1 označava prvu a PC2 drugu glavnu komponentu. Uočava se da u slučaju ostataka 3C396 i IC443, tački koja odgovara najvišoj frekvenciji u radio-spektru (gornji desni ugao) odgovara najveće rasipanje. Ta činjenica ide u prilog hipotezi o zakrivljenosti posmatranih radio-spektara. Očekivano, za OSN 3C391 krivljenje se ne može opravdati. Ipak, u slučaju pomenutog OSN detektovana je termalna apsorpcija vezana za sam ostatak pa je opravdanost termalne hipoteze

⁷³ *William of Ockham*, 1285-1349. Jednostavno rečeno, ako imamo dva ili više objašnjenja za neku pojavu, trebalo bi napraviti oštar rez između najjednostavnijeg i svih ostalih i odbaciti one koji nepotrebno komplikuju stvar; lat. *Entia non sunt multiplicanda praeter necessitatem*.

⁷⁴ Tzv. glavne komponente odgovaraju svojstvenim vektorima matrice kovarijansi (Babu & Feigelson 1996). Originalni podaci se predstavljaju u bazu pomenutih vektora. Prva glavna komponenta određuje osu koja prolazi kroz centroid raspodele i odgovara linearnom fitu. Ona praktično odgovara maksimalnoj varijaciji u podacima. Svaka sledeća glavna komponenta (u razmatranom slučaju postoje samo dve) ima manji doprinos.

razumljiva.



Slika 30: Rezultati primene AGK za tri razmatrana OSN (3C396, IC443 i 3C391). PC1 označava prvu a PC2 drugu glavnu komponentu.

Zanimljivo je primetiti da ostacima 3C396, IC443, 3C391, W28, 3C434.1 odgovaraju niži ($\alpha < 0.5$) radio-spektralni indeksi (što inače važi za najveći broj OSN koji su najbolji kandidati za potvrdu termalne hipoteze, videti tabelu 5) određeni pod pretpostavkom da je radio-spektar opisan prostim stepenim zakonom (dakle jednim, netermalnim mehanizmom). Dok su IC443, 3C391 i W28 ostaci mešane morfologije, OSN 3C396 se svrstava u kompozitne, a OSN 3C434.1 se svrstava u ljuskaste ostatke. U svakom slučaju, za svih pet ostataka se zna da se šire kroz kompleksnu, heterogenu sredinu velike gustine. Izmereni niži spektralni indeksi, na osnovu čisto netermalnog modela, su možda samo prividna manifestacija značajnog udela termalnog zakočnog zračenja u radio-spektru pomenutih ostataka.

Od ranije je poznato da udarni talas dovodi do porasta temperature i disocijacije molekula. Faktor kompresije paralelnog udarnog talasa, ukoliko se u obzir uzme

mogućnost skoka adijabatskog indeksa na udarnom frontu, poprma sledeći oblik:

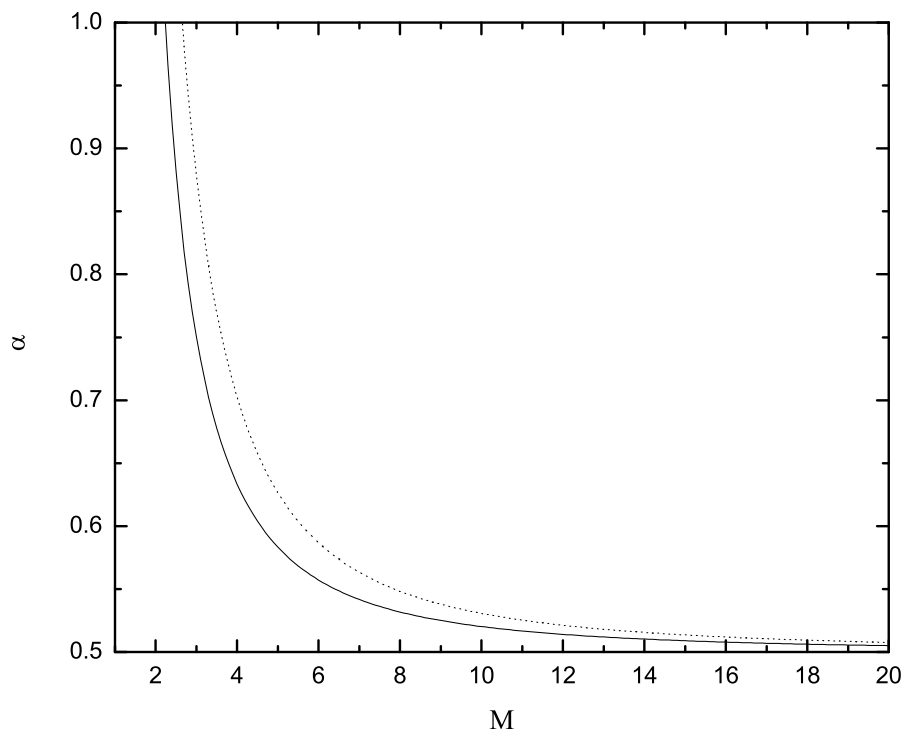
$$\chi = \frac{\frac{\gamma_2}{\gamma_2-1} \left(M_1^2 + \frac{1}{\gamma_1} \right) + \frac{1}{\gamma_2-1} \sqrt{M_1^4 + M_1^2 \frac{2(\gamma_1-\gamma_2)}{\gamma_1(\gamma_1-1)} + \left(\frac{\gamma_2}{\gamma_1} \right)^2}}{M_1^2 + \frac{2}{\gamma_1-1}}, \quad (5.15)$$

gde su γ_1 i γ_2 adijabatski indeksi pre i nakon prolaska udarnog fronta, respektivno. Ukoliko je $\gamma_1 = \frac{7}{5}$ (simetričan dvoatomski molekul kao npr. H_2) i $\gamma_2 = \frac{5}{3}$ (potpuno jonizovani gas), zamenom izraza (5.15) u jednačinu (4.4) jasno se vidi da je pri adijabatskom Mahovom broju $M_1 = 20$ radio-spektralni indeks $\alpha \approx 0.51$, te da će za slabije udare strmiji spektri biti očekivani. Sa druge strane, kako je okolna MZS uglavnom jonizovana i pre prolaska udarnog fronta (videti diskusiju u poglavlju 5.1.1), do sličnog zaključka se može doći (pri nezatno manjim vrednostima Mahovog broja) upotrebom jednostavne relacije koja važi pod pretpostavkom da adijabatski indeks ne trpi skok i da je jednak $5/3$ (videti jednačinu 4.4 i sliku 31). U svakom slučaju, za očekivati je da će kod evolutivno starih OSN (sa brzinama manjim od oko 200 km s^{-1}), biti posmatrani strmiji radio-spektri (dobijeni na osnovu elementarnog DSA procesa). To može delimično objasniti (pored velike neodređenosti parametara termalnog modela) izračunate velike netermalne spektralne indekse u okviru termalnog modela (videti tabele 6-10).

Kao što je ranije naglašeno, termalni model je iskorišćen u cilju analize onog dela neprekidnog radio-spektra koji nije pod uticajem niskofrekventnog krivljenja. U principu, mogli bi se iskoristiti i odgovarajući modeli primenljivi na ceo radio-spektar. Jedan takav model bi bio označen pretpostavkom da se termalna apsorpcija i emisija dešavaju u istoj zapremini (ispred udarnog talasa), odmah ispred oblasti iz koje se emituje sinhrotronsko zračenje (neposredno iza udarnog fronta):

$$S_\nu = S_1 \nu^{-\alpha} e^{-\tau_\nu} + S_2 \nu^2 (1 - e^{-\tau_\nu}), \quad (5.16)$$

gde je optička dubina $\tau_\nu \propto \nu^{-2.1}$, a S_1 i S_2 odgovaraju gustinama fluksa na 1 GHz netermalne i termalne komponente, respektivno. Sa druge strane, mogla bi se razmatrati i situacija kada termalna apsorpcija/emisija i netermalna emisija potiču



Slika 31: Promena radio-spektralnog indeksa sa Mahovim brojem primenom izraza (4.4) u slučaju da adijabatski indeks ne trpi skok (5/3) – puna linija i ukoliko trpi skok (7/5 \rightarrow 5/3) – tačkasta linija.

iz iste oblasti:

$$S_\nu = \left(S_1 \frac{\nu^{-\alpha}}{\tau_\nu} + S_2 \nu^2 \right) (1 - e^{-\tau_\nu}). \quad (5.17)$$

Ipak, suštinski problem vezan za dva gore pomenuta modela leži u tome što je OSN 3D struktura (o čemu nije vođeno računa). Takođe, postoji i problem vezan za uticaj sinhrotronske samoapsorpcije u niskofrekventnom delu radio-spektra, koju je teško empirijski razlikovati od termalne apsorpcije (videti početak glave 4).

Sve vreme se mora voditi računa o tome da je veliki broj OSN čije radio-spektre opisuju niži spektralni indeksi u kontaktu sa molekulskim oblacima i vidljiv u γ -području pri čemu je hadronski scenario za njih najverovatniji. U tom smislu nije moguće potpuno odbaciti modele Ostrovskog (Ostrowski 1999) i Učijame sa saradnicima (Uchiyama et al. 2010). Svakako, ni jedan od pomenutih modela ne predviđa krivljenje spektra na višim radio-frekvencijama, što nas ponovo vraća na osnovni

problem: potreba za mnogo preciznijim radio-spektrom OSN.

Pred kraj ove diskusije zgodno je skrenuti pažnju na jedan od važnih (posmatračkih) problema koji bitno utiče na rezultate primene termalnog modela. Prostiranje OSN kroz kompleksnu MZS i moguća asocijacija (i/ili preklapanje) sa H II regionima (prividno, u projekciji na nebesku sferu), što dovodi do značajne kontaminacije (okolnim) termalnim zračenjem, onemogućava primenu rezultata termalnog modela. Najbolji primer je slučaj OSN mešane morfologije G132.7+1.3 (HB3), strmog ($\alpha = 0.6$, Green 2009) neprekidnog radio-spektra, koji predstavlja deo složenog kompleksa H II regiona i molekuskog oblaka⁷⁵. Detekcija OH (1720 MHz) masera ukazuje na interakciju OSN sa obližnjim molekulskim oblakom (Lazendić & Slane 2006; Koralesky et al. 1998). OSN HB3 još uvek nije detektovan u γ -području, što dodatno komplikuje blizina (na nebeskoj sferi), snažnog γ -izvora V615 Cas (Abdo et al. 2009b). Ostatak je, generalno, slabijeg sjaja u vidljivom delu spektra (Fesen et al. 1995), dok su posmatrani sjajniji filamenti duž zapadne strane ljuske OSN (Lazendić & Slane 2006). U principu, vidljiva i radio-emisija ovog ostatka su dobro korelisane. Urošević sa saradnicima (Urošević et al. 2007) je prvi detektovao krivljenje neprekidnog radio-spektra ovog OSN i diskutovao o postojanju značajne termalne radio-emisije vezane za sam OSN. Grin (Green 2007) je zatim razmatrao radio-spektar ovog ostatka i zaključio da pojedine vrednosti gustina fluksa ranije nisu bile dobro određene. Sa druge strane, ukoliko se iskoriste gustine fluksa korigovane u pomenutom radu Grina (videti tabelu 1 u Grinovom radu), krivljenje u radio-spektaru OSN HB3 i dalje postoji i može se odrediti udeo termalne komponente u ukupnoj gustini fluksa od oko 37% na 1 GHz (videti sliku 1 i tabele 1 i 2 u radu Onić & Urošević 2008). Ipak, Ši sa saradnicima (Shi et al. 2008) je isključio mogućnost realne termalne radio-emisije koja potiče od samog OSN, ističući da eliminacija termalnog zakočnog radio-zračenja asociiranog H II regiona (iz delova OSN koji se preklapaju sa H II regionom) ne dovodi do krivljenja radio-spektra samog ostatka. Inače, merenja linearne polarizacije (na 4800 MHz) pokazuju da je u istočnom delu OSN najveća polarizacija (do 28%), pri čemu na nižim frekvencijama nije detek-

⁷⁵Posmatrana radio-ljuska ovog ostatka se nalazi na zapadnoj strani kompleksa H II regiona W3-W4-W5 (Reich et al. 2003).

tovana polarizovana emisija (Shi et al. 2008). Takođe, pojačana radio-emisija je upravo posmatrana (na svim radio-frekvencijama u kontinuumu) u jugoistočnom delu OSN (za razliku od OSN 3C396 gde upravo najveća linearna polarizacija odgovara najtamnijoj oblasti radio-emisije). Na osnovu svega rečenog, ovaj OSN i nije razmatran u glavnoj analizi predstavljenoj u poglavlju 5.3.

U literaturi je poznat i slučaj objekta OA184, ranije klasifikovanog kao OSN G166.2+2.5. Urošević i Panuti (Urošević & Pannuti 2005) su analizirali radio-spekatar ovog objekta i došli do zaključka da bi doprinos termalnog zračnog zračenja u ukupnoj zapreminskoj emisivnosti ovog ostatka mogao biti oko 10% na 1 GHz (videti sliku 4 iz rada Uroševića i Panutija). Ipak, nedavno je ovaj radio-objekat, dijametra od oko 50 pc (prvobitne procene od oko 200 pc), sa izrazito niskim radio-spektralnim indeksom ($\alpha \leq 0.2$, određenim na osnovu metode najmanjih kvadrata podrazumevajući prosti stepeni zakon), zanemarivo malom polarizacijom i emisijom koja nije posmatrana u X-području, identifikovan kao Galaktički H II region (Foster et al. 2006). Iako je danas predstavljen mnogo veći broj jakih argumenata u prilog tome da je reč o Galaktičkom H II regionu, neophodna su nova posmatranja kako bi se potpuno isključila pretpostavka o veoma starom, radijativnom OSN.

Naravno, ne sme se izgubiti iz vida da postoje i drugi (različiti) procesi koji bi mogli značajno učestvovati u oblikovanju visokofrekventnog dela (između 10 i 100 GHz) integralnog radio-spektra OSN. Značajno prisustvo emisije brzo rotirajućih čestica prašine (Draine & Lazarian 1998) može stvoriti „grbu” u visokofrekventnom delu radio-spektra (videti sliku 5 iz rada Scaife sa saradnicima (Scaife et al. 2007) za slučaj OSN 3C396). Naravno, kao što je već više puta naglašeno, današnje poznavanje neprekidnog radio-spektra većine Galaktičkih OSN daleko je od zadovoljavajućeg i sprečava donošenje bilo kakvih čvrstih zaključaka o mehanizmima koji ga proizvode. Mnogo više podataka, posebno na frekvencijama višim od 1 GHz je neophodno kako bi se dao jasan odgovor o postojanju „radio-termalno aktivnih” OSN pa samim tim i odgovor na pomenuti problem niskih spektralnih indeksa, npr. na osnovu posmatranja upotrebom ATCA radio-interferometra (eng. *The Australia Telescope Compact Array*). Na ovom mestu je zgodno istaći i da generalno postoji problem sa posmatranjem objekata na višim radio-frekvencijama

(> 30 GHz) usled efekata izazvanih prisustvom Zemljine atmosfere. Zemaljska (visokofrekventna) radio-astronomija je vezana za mesta velike nadmorske visine, kao što je to slučaj sa projektom ALMA (eng. *Atacama Large Millimeter Array*).

6 Zaključak i planovi za budući rad

U okviru ovog poglavlja biće ukratko sumirani najvažniji rezultati ove disertacije, koji daju najvažniji doprinos razvoju oblasti proučavanja ostataka supernovih.

1. Teorijska razmatranja udarnih talasa su neophodna radi boljeg razumevanja evolucije OSN i generalno procesa u MZS. U okviru ove disertacije predstavljene su rezultati magnetohidrodinamičke teorije udarnih talasa sa posebnim osvrutom na moguća rešenja u svetlu modela idealne radijativne MHD za optički gust slučaj. Specijalno, diskutovana su svojstva udarnih talasa kada je dozvoljen skok adijabatskog indeksa i/ili parametra koji određuje odnos gasnog prema ukupnom pritisku.
2. Osnovna tema, razmatrana u ovoj disertaciji, jeste pitanje o značajnom udelu termalnog zakočnog zračenja u neprekidnom radio-spektru pojedinih OSN. Pozitivan odgovor na ovo pitanje bi mogao predstavljati prirodno objašnjenje blago konveksnih radio-spektara pojedinih Galaktičkih OSN koji se prostiru kroz gušću sredinu. U tom smislu je važno utvrditi postojanje indikatora termalnog ansambla elektrona na dovoljno niskim temperaturama i dovoljno velikim gustinama kako bi se zakočno zračenje moglo detektovati u radio-području (blizina, interakcija ili prostiranje kroz molekularni oblak, prisustvo ohlađenih elektrona koji su ranije zračili u X-području, ostaci u fazama nakon Sedov-Tejlorove, detekcija niskofrekventnog krivljenja radio-spektra usled termalne apsorpcije vezane za sam OSN, detekcija u $H\alpha$ i identifikacija radio-rekombinacionih linija vezanih za OSN, itd).
3. Prisustvo termalne komponente može objasniti i radio-spektralne indekse manje od 0.5 posmatrane kod nekolicine starijih OSN (pretežno mešane morfologije) koji se šire kroz gušću sredinu. Zapravo, u tom slučaju bi manji spektralni indeksi, određeni metodom najmanjih kvadrata pod pretpostavkom prostog stepenog zakona, predstavljali prirodnu manifestaciju značajnog udela termalnog zakočnog zračenja u neprekidnom radio-spektru OSN.
4. Trenutno dostupni neprekidni radio-spektri Galaktičkih OSN nisu dovoljno

precizno određeni da bi se mogao dati konačan zaključak o validnosti termalne hipoteze. U tom smislu je detaljnija analiza jedino moguća u slučaju tri OSN (3C396, IC443, 3C391) za koje je udeo termalne komponente procenjen, bez obzira na značajnu neodređenost. Nova posmatranja će, u bliskoj budućnosti stvoriti uslove za donošenje čvršćih zaključaka o postojanju tzv. radio-termalno aktivnih ostataka supernovih.

5. Konačno, u okviru ove teze je naglašen i značaj analize OSN u X i γ -području. Predložena je moguća detekcija γ -zračenja OSN 3C434.1 na osnovu preliminarne analize posmatranja sa vasijske opservatorije Fermi.

Na kraju, biće pobrojani i neki planovi za budući rad koji direktno slede iz ove disertacije.

1. Neophodan je rad na razvoju složenijih teorijskih i računarskih modela evolucije OSN, posebno u fazama nakon Sedov-Tejlorove. To se, pre svega, odnosi na OSN koji se prostiru kroz izraženo heterogenu sredinu i/ili interaguju sa molekulskim oblacima.
2. Kao jedna od ideja za budući rad je i posmatranje OSN 3C396 sa jednim instrumentom, konkretno VLA, i to za što veći interval frekvencija. Naravno, podrazumeva se i rad na dobijanju radio-mapa više rezolucije na 74 i 330 MHz uz pomoć kojih je moguća osetljivija analiza spektra. Uz odgovarajuću multifrekvencionu analizu, tada bi se mogla stvoriti jasnija slika o povezanosti detektovanog niskofrekventnog krivljenja radio-spektra sa termalnom apsorpcijom vezanom za sam ostatak. Takođe, analiza visokofrekventnog dela radio-spektra (preciznija meranja) bi omogućila razjašnjavanje dilema vezanih za poreklo krivljenja neprekidnog radio-spektra ovog ostatka. Svakako je od interesa analiza novih, preciznijih radio-posmatranja svih pomenutih OSN u ovoj disertaciji.
3. Od značaja bi bilo i sprovođenje analize slične predstavljenoj u okviru ove disertacije za slučaj vangalaktičkih OSN (posebno onih u zvezdorodnim galaksijama).

4. Istraživanje OSN mešane morfologije je važno, posebno u svetlu otkrića radijativnog rekombinacionog kontinuuma u X-području. Takođe, zanimljivo je istražiti mogući uzrok trenutno primećene korelacije da OSN mešane morfologije sa detektovanim RRC-om imaju ravne radio-spektralne indekse (pod pretpostavkom stepenog zakona).
5. Kako je značajan broj OSN sa ravnim spektralnim indeksima identifikovan u γ -području, neophodno je nastaviti istraživanja na polju razjašnjavanja te korelacije. Na primer, ozbiljnija analiza mogućeg γ -zračenja OSN 3C434.1 (kao i drugih, još uvek neidentifikovanih OSN), na osnovu posmatranja sa vasijske opservatorije Fermi, bi trebalo da bude realizovana u skoroj budućnosti.

Literatura

- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., Baldini, L., Ballet, J., Barbiellini, G., Baring, M. G., Bastieri, D., Baughman, B. M., Bechtol, K., i 167 saradnika, 2009a, *Astrophys. J.*, **706**, 1
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., Atwood, W. B., Axelsson, M., Baldini, L., Ballet, J., Barbiellini, G., Bastieri, D., Baughman, B. M., i 173 saradnika, 2009b, *Astrophys. J.*, **701**, 123
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., Allafort, A., Baldini, L., Ballet, J., Barbiellini, G., Bastieri, D., Bechtol, K., Bellazzini, R., i 144 saradnika, 2010a, *Astrophys. J.*, **718**, 348
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., Baldini, L., Ballet, J., Barbiellini, G., Baring, M. G., Bastieri, D., Baughman, B. M., Bechtol, K., i 171 saradnika, 2010b, *Sci*, **327**, 1103
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., Baldini, L., Ballet, J., Barbiellini, G., Bastieri, D., Bechtol, K., Bellazzini, R., Bloom, E. D., i 126 saradnika, 2010c, *Astrophys. J.*, **722**, 1303
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., Baldini, L., Ballet, J., Barbiellini, G., Bastieri, D., Baughman, B. M., Bechtol, K., Bellazzini, R., i 162 saradnika, 2010d, *Astrophys. J.*, **712**, 459
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., Allafort, A., Baldini, L., Ballet, J., Barbiellini, G., Baring, M. G., Bastieri, D., Baughman, B. M., i 162 saradnika, 2010e, *Astrophys. J.*, **710**, 92
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., Baldini, L., Ballet, J., Barbiellini, G., Bastieri, D., Baughman, B. M., Bechtol, K., Bellazzini, R., i 170 saradnika, 2010f, *Astrophys. J.*, **711**, 64
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., Allafort, A., Baldini, L., Ballet, J., Barbiellini, G., Baring, M. G., Bastieri, D., Bellazzini, R., i 154 saradnika, 2011, *Astrophys. J.*, **734**, 28
- Aharonian, F., Bykov, A., Parizot, E., Ptuskin, V., Watson, A., 2012, *Space Sci. Rev.*, **166**, 97

- Ajello, M., Allafort, A., Baldini, L., Ballet, J., Barbiellini, G., Bastieri, D., Bechtol, K., Bellazzini, R., Berenji, B., Blandford, R. D., i 139 saradnika, 2012, *Astrophys. J.*, **744**, 80
- Allen, G. E., Houck, J. C., Sturmer, S. J., 2008, *Astrophys. J.*, **683**, 773
- Altenhoff, W. J., Downes, D., Goad, L., Maxwell, A., Rinehart, R., 1970, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **1**, 319
- Altenhoff, W. J., Mezger, P. G., Wendker, H., Westerhout, G., 1960, *Veröff. Sternwarte Bonn*, **59**, 48
- Anand, R. K., 2012, *Astrophys. Space Sci.*, **342**, 377
- Anand, R. K., 2013, *Astrophys. Space Sci.*, **343**, 713
- Anantharamaiah, K. R., 1985, *J. Astrophys. Astron.*, **6**, 203
- Anderson, M. C., Rudnick, L., 1993, *Astrophys. J.*, **408**, 514
- Arbutina, B., 2005, Magistarska teza, Univerzitet u Beogradu
- Arbutina, B. Ilić, D., Stavrev, K., Urošević, D., Vukotić, B., Onić, D., 2009, *Serb. Astron. J.*, **179**, 87
- Arendt, R. G., 2001, *AIP Conf. Proc.*, **565**, 163
- Arthur, S. J., 2002, *Astrophys. Space Sci.*, **281**, 267A
- Auluck, F. C., Tandon, J. N., 1966, *Proc. Nat. Inst. Sciences India*, **32A**, 4
- Baade, W., Zwicky, F., 1934, *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.*, **20**, 254
- Baars, J. W. M., Genzel, R., Paulinu-Toth, I. I. K., Witzel, A., 1977, *Astron. Astrophys.*, **61**, 99
- Babu, G. J., Feigelson, E. D., 1996, *Astrostatistics*, Chapman & Hall, London
- Balogh, A., Treumann, R. A., 2013, *Physics of Collisionless Shocks: Space Plasma Shock Waves*, Springer, New York
- Bandiera, R., Petruk, O., 2004, *Astron. Astrophys.*, **419**, 419
- Bell, A. R., 1978a, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **182**, 147
- Bell, A. R., 1978b, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **182**, 443
- Bell, A. R., Schure, K. M., Reville, B., 2011, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **418**, 1208

- Bellan P. M., 2004, *Fundamentals of Plasma Physics*, Cambridge University Press, New York
- Berezhko, E. G., Völk, H. J., 2004, *Astron. Astrophys.*, **427**, 525
- Biermann, P. L., Strittmatter, P. A., 1987, *Astrophys. J.*, **322**, 643
- Bisnovatyi-Kogan, G. S., Lozinskaya, T. A., Silich, S. A., 1990, *Astrophys. Space Sci.*, **166**, 277
- Bittencourt J. A., 2004, *Fundamentals of Plasma Physics*, Third Edition, Springer-Verlag, New York
- Bjorken, J. D., Drell, S. D., 1964, *Relativistic Quantum Mechanics*, McGraw-Hill, New York
- Blair, W. P., 1996, *IAU Colloquium*, **145**, 391
- Bocchino, F., Miceli, M., Troja, E., 2009, *Astron. Astrophys.*, **498**, 139
- Bodenheimer, P., Laughlin, G. P., Rozyczka M., Yorke, H. W., 2007, *Numerical Methods In Astrophysics: An Introduction*, Taylor & Francis, New York
- Bozzetto, L. M., Filipović, M. D., Crawford, E. J., Bojičić, I. S., Payne, J. L., Medik, A., Wardlaw, B., de Horta, A. Y., 2010, *Serb. Astron. J.* **181**, 43
- Bradt H., 2008, *Astrophysics Processes*, Cambridge University Press, New York
- Bregman, J. N., 1985, *Astrophys. J.*, **288**, 32
- Brogan, C. L., Lazio, T. J., Kassim, N. E., Dyer, K. K., 2005, *Astron. J.* , **130**, 148
- Burrows, D. N., Guo, Z., 1994, *Astrophys. J.*, **421**, L19
- Bykov, A. M., 2004, *Adv. Space Res.*, **33**, 366
- Bykov, A. M., Chevalier, R. A., Ellison, D. C., Uvarov, Y., A., 2000, *Astrophys. J.*, **538**, 203
- Bykov, A. M., Ellison, D. C., Renaud, M., 2012, *Space Sci. Rev.*, **166**, 71
- Castelletti, G., Dubner, G., Brogan, C., Kassim, N. E., 2007, *Astron. Astrophys.*, **471**, 537
- Castelletti, G., Dubner, G., Clarke, T., Kassim, N. E., 2011, *Astron. Astrophys.*, **534**, 21
- Castor, J., 2004, *Radiation Hydrodynamics*, Cambridge University Press, New York

- Castro, D., Slane, P., 2010, *Astrophys. J.*, **717**, 372
- Castro, D., Slane, P., Ellison, D. C., Patnaude, D. J., 2012, *Astrophys. J.*, **756**, 88
- Chen, F. F., 1974, *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion, Vol. I*, Springer, New York
- Chen, Y., Su, Y., Slane, P. O., Wang, Q. D., 2004, *Astrophys. J.*, **616**, 885
- Chevalier, R. A., 1982, *Astrophys. J.*, **258**, 790
- Chevalier, R. A., 1999, *Astrophys. J.*, **511**, 798
- Chomiuk, L., Wilcots, E. M., 2009, *Astrophys. J.*, **703**, 370
- Ciprini, S., Hays, E. A., 2012, *Astron. Telegram*, **4182**, 1C
- Clarke C. J., Carswell R. F., 2007, *Principles of Astrophysical Fluid Dynamics*, Cambridge University Press, Cambridge
- Cooray, A., Furlanetto, S. R., 2004, *Astrophys. J.*, **606**, L5
- Cowling, T. G., 1976, *Magnetohydrodynamics*, Hilger, London
- Cox, D. P., 2005, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, **43**, 337
- Cox, J. P., Giuli, R. T., 1968, *Principles of Stellar Structure, Vol I.*, Gordon and Breach, New York
- Cox, D. P., Shelton, R. L., Maciejewski, W., Smith, R. K., Plewa, T., Pawl, A., Rozicka, M., 1999, *Astrophys. J.*, **524**, 179
- Cravens, T. E., 1997, *Physics of Solar System Plasmas*, Cambridge University Press, Cambridge
- Crawford, E. J., Filipović, M. D., de Horta, A. Y., Stootman, F. H., Payne, J. L., 2008, *Serb. Astron. J.*, **177**, 61
- Cutini, S., 2012, *Astron. Telegram*, **4486**, 1C
- Davis, K. W., 2007, Ph.D. Thesis, Clemson University
- de Hoffmann, F., Teller, E., 1950, *Phys. Rev.*, **80**, 692
- de Horta, A. Y., Filipović, M. D., Bozzetto, L. M., Maggi, P., Haberl, F., Crawford, E. J., Sasaki, M., Urošević, D., Pietsch, W., Gruendl, R., i 5 koautora, 2012, *Astron. Astrophys.*, **540**, 25
- Delmont, P., Keppens, R., 2011, *J. Plasma Phys.*, **77**, 207

- Diehl, R., Timmes, F. X., 1998, *Publ. Astron. Soc. Pac.*, **110**, 637
- Donati-Falchi, A., Tofani, G., 1984, *Astron. Astrophys.*, **140**, 395
- Dopita M. A., Sutherland R. S., 2003, *Astrophysics of the Diffuse Universe*, Springer-Verlag, Berlin
- Doss, F. W., Drake, R. P., Myra, E. S., 2011, *Phys. Plasmas*, **18**, 056901
- Draine, B. T., Lazarian, A., 1998, *Astrophys. J. Lett.*, **494**, L19
- Draine, B. T., McKee, C. F., 1993, *Astron. Astrophys.*, **31**, 373
- Drake, R. P., 2007, *Phys. Plasmas*, **14**, 043301
- Dröge, W., Lerche, I., Schlickeiser, R., 1987, *Astron. Astrophys.*, **178**, 252
- Drury, L. O'C., Aharonian, F. A., Malyshev, D., Gabici S. 2009, *Astron. Astrophys.*, **496**, 1D
- Dubner, G. M., Giacani, E. B., Goss, W. M., Moffett, D. A., Holdaway, M., 1996, *Astron. J.*, **111**, 1304
- Dubner, G., Giacani, E., Reynoso, E., Goss, W. M., Roth, M., Green, A., 1999, *Astron. J.*, **118**, 930
- Dubner, G. M., Velazquez, P. F., Goss, W. M., Holdaway, M. A., 2000, *Astron. J.*, **120**, 1933
- Duric, N, 2004, *Advanced Astrophysics*, Cambridge University Press, Cambridge
- Duric, N., Bourneuf, E., Gregory P. C., 1988, *Astron. J.*, **96**, 81
- Dwek, E., Petre, R., Szymkowiak, A., Rice, W. L., 1987, *Astrophys. J.*, **320**, 27
- Elitzur, M., 1992, *Astronomical Masers*, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht
- Fesen, R. A., Downes, R. A., Wallace, D., Normandeau, M., 1995, *Astron. J.*, **110**, 2876
- Foster, D., 2005, *Astron. Astrophys.*, **1043**, 1054
- Foster, T., Kothes, R., Sun, X. H., Reich, W., Han, J. L., 2006, *Astron. Astrophys.*, **454**, 517
- Fürst, E., Reich, W., 1988, *Lecture Notes in Physics*, **316**, 33
- Gabici, S., Casanova, S., Aharonian, F. A., Rowell, G., 2010, *Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics*, **313G**

- Gao, X. Y., Han, J. L., Reich, W., Reich, P., Sun, X. H., Xiao, L., 2011, *Astron. Astrophys.*, **529**, 159
- Gayet, R., 1970, *Astron. Astrophys.*, **9**, 312
- Giordano, F., Naumann-Godo, M., Ballet, J., Bechtol, K., Funk, S., Lande, J., Mazziotta, M. N., Rainò, S., Tanaka, T., Tibolla, O., Uchiyama, Y., 2012, *Astrophys. J. Lett.*, **744**, 2
- Giuliani, G., AGILE Team, 2011, *Mem. S.A.It.*, **82**, 747G
- Goedbloed J. P., Poedts S., 2004, *Principles of Magnetohydrodynamics with Applications to Laboratory and Astrophysical Plasmas*, Cambridge University Press, Cambridge
- Goedbloed J. P., Keppens R., Poedts S., 2010, *Advanced Magnetohydrodynamics: With Applications to Laboratory and Astrophysical Plasmas*, Cambridge University Press, Cambridge
- Goedbloed J. P., 2008, *Phys. Plasmas*, **15**, 062101
- Goldston R. J., Rutherford, P. H., 1995, *Introduction to plasma physics*, IOP Publishing Ltd., London
- Goossens M., 2003, *An introduction to plasma astrophysics and magnetohydrodynamics*, Kluwer Academic Publications, Dordrecht
- Gordon, M. A., Sorochenko, R. L., 2009, *Radio Recombination Lines: Their Physics and Astronomical Applications*, Springer Science and Business Media, LLC, New York
- Goss, W. M., Mantovani, F., Salter, C. J., Tomasi, P., Velusamy, T., 1984, *Astron. Astrophys.*, **138**, 469
- Goss, W. M., Skellern, D. J., Watkinson, A., Shaver, P. A., 1979, *Astron. Astrophys.*, **78**, 75
- Gray, M., 2012, *Maser Sources in Astrophysics*, Cambridge University Press, New York
- Green, D. A., 2007, *Bull. Astr. Soc. India*, **35**, 77
- Green, D. A., 2009, *A catalogue of Galactic Supernova Remnants* (2009 March ver-

- sion), Astrophysics Group, Cavendish Laboratory, Cambridge, UK (available at <http://www.mrao.cam.ac.uk/surveys/snrs/>)
- Grondin, M.-H., Funk, S., Lemoine-Goumard, M., Van Etten, A., Hinton, J. A., Camilo, F., Cognard, I., Espinoza, C. M., Freire, P. C. C., Grove, J. E., and 10 coauthors., 2011, *Astrophys. J.*, **738**, 42
- Guo, Z., Burrows, D. N., 1997, *Astrophys. J. Lett.*, **480**, L51
- Harrus, I. M., Slane, P. O., 1999, *Astrophys. J.*, **516**, 811
- Heavens, A. F., Meisenheimer, K., 1987, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **225**, 335
- Helder, E. A., Vink, J., Bykov, A. M., Ohira, Y., Raymond, J. C., Terrier, R., 2012, *Space Sci. Rev.*, **173**, 369
- Hester, J. J., 2008, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, **46**, 127
- Hewitt, J. W., Rho, J., Andersen, M., Reach, W. T., 2009, *Astrophys. J.*, **694**, 1266
- Hewitt, J. W., Grondin, M.-H., Lemoine-Goumard, M., Reposeur, T., Ballet, J., Tanaka, T., 2012, *Astrophys. J.*, **759**, 89
- Hewitt, J. W., Yusef-Zadeh, F., 2006, *Bull. American Astron. Soc.*, **38**, 122
- Higgs, L. A., Landecker, T. L., Israel, F. P., Bally, J., 1991, *J. Roy. Astron. Soc. Canada*, **85**, 24
- Holder, J., 2012, *Astropart. Phys.*, **39**, 61
- Jackson J. D., 1962, *Classical Electrodynamics*, John Wiley & Sons, Inc., New York
- Jeong, I-G, Byun, D-Y, Koo, B-C, Lee, J-J, Lee, J-W, Kang, H., 2012, *Astrophys. Space Sci.*, **342**, 389
- Kaplan S. A., 1966, *Interstellar Gas Dynamics*, Pergamon Press Ltd., Oxford
- Kassim, N. E., 1989, *Astrophys. J.*, **71**, 799
- Katagiri, H., Tibaldo, L., Ballet, J., Giordano, F., Grenier, I. A., Porter, T. A., Roth, M., Tibolla, O., Uchiyama, Y., Yamazaki, R., 2011, *Astrophys. J.*, **741**, 44
- Katsuta, J., Uchiyama, Y., Tanaka, T., Tajima, H., Bechtol, K., Funk, S., Lande, J., Ballet, J., Hanabata, Y., Lemoine-Goumard, M., Takahashi, T., 2012, *Astrophys. J.*, **752**, 135

- Keller, L. D., Jaffe, D. T., Pak, S., Luhmal, P. L., Claver, C. F., 1995, *Rev. Mex. Astron. Astrofis. Conf. Ser.*, **3**, 251
- Kivelson M. G., Russell C. T., 1995, *Introduction to space physics*, Cambridge University Press, Cambridge
- Kontar, E. P., Emslie, A. G., Massone, A. M., Piana, M., Brown, J. C., Prato, M., 2007, *Astrophys. J.*, **670**, 857
- Koo, B-C, Rho, J., Reach, W. T., Jung, J., Mangum, J. G., 2001, *Astrophys. J.*, **552**, 175
- Koralesky, B., Frail, D. A., Goss, W. M., Claussen, M. J., Green, A. J., 1998, *Astron. J.*, **116**, 1323
- Kothes, R., Fedotov, K., Foster, T. J., Uyaner, B., 2006, *Astron. Astrophys.*, **457**, 1081
- Kovalenko, A. V., Pynzar', A. V., Udal'Tsov, V. A., 1994, *Astron. Rep.*, **38**, 95
- Kulsrud R. M., 2005, *Plasma Physics for Astrophysics*, Princeton University Press, Princeton
- Kundt W., 2005, *Astrophysics A New Approach*, second edition, Springer-Verlag, Berlin
- Kundu, M. R., Velusamy, T., 1972, *Astron. Astrophys.*, **20**, 237
- Kwok, S., 2007, *Physics And Chemistry of the Interstellar Medium*, University Science Books, Sausalito
- Lacey, C. K., Lazio, T. J. W., Kassim, N. E., Duric, N., Briggs, D. S., Dyer, K. K., 2001, *Astrophys. J.*, **559**, 954
- Ladouceur, Y., Pineault, S., 2008, *Astron. Astrophys.*, **490**, 197
- Laming, J. M., Raymond, J. C., McLaughlin, B.M., Blair, W. P., 1996, *Astrophys. J.*, **472**, 267
- Landau L. D., Lifšic E. M., 1981, *Physical kinetics*, Pergamon Press Ltd., Oxford
- Landau L. D., Lifšic E. M., 1984, *Electrodynamics of continuous media*, Pergamon Press Ltd., Oxford
- Landau L. D., Lifšic E. M., 1987, *Fluid Mechanics*, Pergamon Press, Oxford

- Landecker, T. L., Higgs, L. A., Roger, R. S., 1985, *Astron. J.*, **90**, 1082
- Lazendić, J. S, Slane, P. O., 2006, *Astrophys. J.*, **647**, 350
- Leahy, D. A., Roger, R. S., 1998, *Astrophys. J.*, **505**, 784
- Leahy, D. A., Xizhen, Z., Xinji, W., Jiale, L., 1998, *Astron. Astrophys.*, **339**, 601
- Leahy, D., Tian, W., 2005, *Astron. Astrophys.*, **440**, 929
- Leahy, D. A., 2006, *Astrophys. J.*, **647**, 1125
- Leahy, D. A., Tian, W. W., 2006, *Astron. Astrophys.*, **451**, 251
- Lee, H. G, Moon, D. S., Koo1, B. C., Lee, J. J., Matthews, K., 2009, *Astrophys. J.*, **691**, 1042
- Lequeux J., 2005, *The Interstellar Medium*, Springer-Verlag, Berlin
- Li, J., Li, J., Meng, G., 2011, *Phys. Plasmas*, **18**, 042301
- Lien, A., Chakraborty, N., Fields, B. D., Kembell, A., 2011, *Astrophys. J.*, **740**, 23
- Liu, S., Fan, Z-H., Fryer, C. L., Wang, J-M., Li, H., 2008, *Astrophys. J.*, **683**, 163
- Longair M. S., 2011, *High Energy Astrophysics*, Third Edition, Cambridge University Press, New York
- Longair M. S., 2006, *The Cosmic Century: A History of Astrophysics and Cosmology*, Cambridge University Press, New York
- Mavromatakis, F., Aschenbach, B., Boumis, P., Papamastorakis, J., 2004, *Astron. Astrophys.*, **415**, 1051
- McClarren, R., Drake, R. P., Morel, J. E., Holloway, J. P., 2010, *Phys. Plasmas*, **17**, 093301
- McKee, C. F., Hollenbach, D. J., 1980, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, **18**, 219
- McKee, C. F., Ostriker, J. P., 1977, *Astrophys. J.*, **218**, 148
- Meikle, W. P. S., Spyromilio, J., Allen, D. A., Varani, G.-F., Cumming, R. J., 1993, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **261**, 535
- Melia, F., 2009, *High-energy astrophysics*, Princeton University Press, Princeton
- Milić B. S., 1977, *Osnove fizike gasne plazme*, Naučna knjiga, Beograd
- Milne, D. K., Caswell, J. L., Kesteven, M. J., Haynes, R. F., Roger, R. S., 1989, *Publ. Astron. Soc. Aust.*, **8**, 187

- Miceli, M., 2011, *Mem. S.A.It.*, **82**, 709
- Moffett, D. A., Reynolds, S. P., 1994, *Astrophys. J.*, **425**, 668
- Morsi, H. W., Reich, W., 1987, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **71**, 189
- Nolan, P. L., Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., Allafort, A., Antolini, E., Atwood, W. B., Axelsson, M., Baldini, L., Ballet, J., i 227 saradnika, 2012, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **199**, 31
- Olbert, C., Keohane, J. W., Arnaud, K. A., Dyer, K. K., Reynolds, S. P., Safi-Harb, S., 2003, *Astrophys. J.*, **592**, L45
- Onić, D., Urošević, D., 2008, *Serb. Astron. J.*, **177**, 67
- Onić, D., Urošević, D., Arbutina, B., 2009, *Publ. Astron. Obs. Belgrade*, **86**, 95
- Onić, D., Urošević, D., Arbutina, B., Leahy, D., 2012, *Astrophys. J.*, **756**, 61
- Onić, D., 2012, *J. Plasma Phys.*, doi:10.1017/S0022377812001092
- Onić, D., 2013, *Astrophys. Space Sci.*, doi:10.1007/s10509-013-1444-z
- Osterbrock, D. E., Ferland, G. J., 2006, *Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei*, University Science Books, Sausalito
- Ostrowski, M., 1999, *Astron. Astrophys.*, **345**, 256
- Ostrowski, M., Schlickeiser, R., 1993, *Astron. Astrophys.*, **268**, 812
- Pacholczyk, A. G., 1970, *Radio Astrophysics: Nonthermal Processes in Galactic and Extragalactic Sources*, Freeman & Co., San Francisco
- Pai, S-I., 1966, *Radiation Gas Dynamics*, Springer-Verlag, New York
- Pannuti, T. G., Rho, J., Borkowski, K. J., Cameron, P. B., 2010, *Astron. J.*, **140**, 1787
- Paron, S., Ortega, M. E., Petriella, A., Rubio, M., Dubner, G., Giacani, E., 2012, *Astron. Astrophys.*, **547**, 60
- Patnaik, A. R., Hunt, G. C., Salter, C. J., Shaver, P. A., Velusamy, T., 1990, *Astron. Astrophys.*, **232**, 467
- Petruk, O., 2005, *J. Phys. Stud.*, **9**, 364
- Pineault, S., Landecker, T. L., Routledge, D., 1987, *Astrophys. J.*, **315**, 580

- Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., Flannery, B. P., 1992, *Numerical Recipes in C*, Cambridge University Press, Cambridge
- Punsly, B., 2008, *Black Hole Gravitohydrodynamics*, Springer-Verlag, Berlin
- Pynzar' A. V., Shishiv, V. I., 2007, *Astron. Rep.*, **51**, 1
- Reach, W. T., Rho, J., Tappe, A., Pannuti, T. G., Brogan, C. L., Churchwell, E. B., Meade, M. R., Babler, B., Indebetouw, R., Whitney, B. A., 2006, *Astron. J.*, **131**, 1479
- Reich, W., Fuerst, E., Sieber, W., 1983, *IAU Symp.*, **101**, 377R
- Reich, W., Zhang, X., Fürst, E., 2003, *Astron. Astrophys.*, **408**, 961
- Reichardt, I., de Oña-Wilhelmi, E., Rico, J., Yang, R., 2012, *Astron. Astrophys.*, **546**, 21
- Reynolds, S. P., 2008, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, **46**, 89
- Reynolds, S. P., 2011, *Astrophys. Space Sci.*, **336**, 257
- Reynolds, S. P., Ellison, D. C., 1992, *Astrophys. J.*, **399**, L75
- Reynolds, S. P., Gaensler, B. M., Bocchino F., 2012, *Space Sci. Rev.*, **166**, 231
- Rho, J., Borkowski, J., 2002, *Astrophys. J.*, **575**, 201
- Rho, J., Petre, R., 1998, *Astrophys. J.*, **503**, L167
- Rose, W. K., 1998, *Advanced Stellar Astrophysics*, Cambridge University Press, Cambridge
- Rybicki G B., Lightman, A. P., 1979, *Radiation proceses in astrophysics*, John Wiley & Sons, Inc., New York
- Saken, J. M., Fesen, R. A., Shull, J. M., 1992, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **81**, 715
- Sankrit, R., Blair, W. P., Raymond, J. C., 2006, *Publ. Astron. Soc. Pac.*, **348**, 319
- Sawada, M., Koyama, K., 2012, *Publ. Astron. Soc. Jpn.*, **64**, 81
- Scaife, A., Green, D. A., Battye, R. A., Davies, R. D., Davis, R. J., Dickinson, C., Franzen, T., Génova-Santos, R., Grainge, K., Hafez, Y. A., i 11 saradnika., 2007, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **377**, L69
- Schlickeiser, R., 2002, *Cosmic Ray Astrophysics*, Springer-Verlag, Berlin
- Schlickeiser, R., Fürst, E., 1989, *Astron. Astrophys.*, **219**, 192

- Schulz, N. S., 2005, *From Dust To Stars: Studies of the Formation and Early Evolution of Stars*, Praxis Publishing, Ltd., Chichester
- Schure, K. M., Bell, A. R., Drury, L. O'C., Bykov, A. M., 2012, *Space Sci. Rev.*, **173**, 491
- Shaw, A. M., 2006, *Astrochemistry: From Astronomy to Astrobiology*, John Wiley & Sons Ltd., West Sussex
- Shi, W. B., Han, J. L., Gao, X. Y., Sun, X. H., Xiao, L., Reich, P., Reich, W., 2008, *Astron. Astrophys.*, **487**, 601
- Shu F., 1991, *The Physics of Astrophysics Vol. I – Radiation*, University Science Books, Sausalito
- Shu F., 1992, *The Physics of Astrophysics Vol. II – Gas Dynamics*, University Science Books, Sausalito
- Stappers, B. W., Gaensler, B. M., Kaspi, V. M., van der Klis, M., Lewin, W. H. G., 2003, *Sci*, **299**, 1372
- Stupar, M., Parker, Q. A., 2011, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **414**, 2282S
- Su, Y., Chen, Y., Koo, Bon-Chul, Zhou, X., Lu, Deng-Rong, Jeong, Il-Gyo, DeLaney, T., 2011, *Astrophys. J.*, **727**, 43
- Su, Y., Chen, Y., 2008, *Adv. Space Res.*, **41**, 401
- Sun, X. H., Reich, P., Reich, W., Xiao, L., Gao, X. Y., Han, J. L., 2011, *Astron. Astrophys.*, **536A**, 83S
- Tanaka, T., Allafort, A., Ballet, J., Funk, S., Giordano, F., Hewitt, J., Lemoine-Goumard, M., Tajima, H., Tibolla, O., Uchiyama, Y., 2011, *Astrophys. J.*, **740**, 51
- Tatematsu, K., Fukui, Y., Landecker, T. L., Roger, R. S., 1990, *Astron. Astrophys.*, **237**, 189
- Taylor, A. R., Wallace, B. J., Goss, W. M., 1992, *Astron. J.*, **103**, 931
- Thompson, D. J., 2010, *Astrophys. Space Sci. Trans.*, **6**, 59
- Tian, W. W., Leahy, D., 2005, *Astron. Astrophys.*, **436**, 187
- Tian, W. W., Leahy, D. A., Wang, Q. D., 2007, *Astron. Astrophys.*, **474**, 541

- Tidman D. A., Krall N. A., 1971, *Schock Waves in Collisionless plasmas*, John Wiley & Sons, Inc., New York
- Tilley, D. A., Balsara, D. S., Howk, J. C., 2006, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **371**, 1106
- Treumann, R. A., 2009, *Astron. Astrophys. Rev.*, **17**, 409
- Troja, E., Bocchino, F., Reale, F., 2006, *Astrophys. J.*, **649**, 258
- Troja, E., Bocchino, F., Miceli, M., Reale, F., 2008, *Astron. Astrophys.*, **485**, 777
- Truelove, J. K., McKee, C. F., 1999, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **120**, 299
- Trümper, J. E., Hasinger, G., 2008, *The Universe in X-rays*, Springer-Verlag, Berlin
- Uchida, H., Koyama, K., Yamaguchi, H., Sawada, M., Ohnishi, T., Tsuru, T. G., Tanaka, T., Yoshiike, S., Fukui, Y., 2012, *Publ. Astron. Soc. Jpn.*, **64**, 0141
- Uchiyama, Y., Roger D. Blandford, R. D., Funk, S., Tajima, H., Tanaka, T., 2010, *Astrophys. J. Lett.*, **723**, L122
- Uchiyama, Y., Funk, S., Katagiri, H., Katsuta, J., Lemoine-Goumard, M., Tajima, H., Tanaka, T., Torres, D. F., 2012, *Astrophys. J.*, **749**, L35
- Urošević, D., 2000, Doktorska disertacija, Univerzitet u Beogradu
- Urošević, D., Milogradiv-Turin, J., 2007, *Teorijske osnove radio-astronomije*, Matematički fakultet, Beograd
- Urošević, D., Duric, N., Pannuti, T., 2003a, *Serb. Astron. J.*, **166**, 61
- Urošević, D., Duric, N., Pannuti, T., 2003b, *Serb. Astron. J.*, **166**, 67
- Urošević, D., Pannuti, T. G., 2005, *Astropart. Phys.*, **23**, 577
- Urošević, D., Pannuti, T. G., Leahy, D., 2007, *Astrophys. J. Lett.*, **655**, L41
- Vainio, R., Schlickeiser, R., 1999, *Astron. Astrophys.*, **343**, 303
- van der Laan, H., 1962, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **124**, 125
- Verma, B. G., Srivastava, S. K., 1972, *Pure Appl. Geophys.*, **93**, 91
- Vershuur, G. L., Kellermann, K. I., 1988, *Galactic and Extragalactic Radio Astronomy*, Springer-Verlag, New York
- Vink, J., 2012, *Astron. Astrophys. Rev.*, **20**, 49

- Vink, J., Tamazaki, R., Helder, E. A., Schure, K. M., 2010, *Astrophys. J.*, **722**, 1727
- Vukićević-Karabin M., 1994, *Teorijska astrofizika*, Naučna knjiga, Beograd
- Vukićević-Karabin M., Atanacković-Vukmanović, O., 2004, *Opšta astrofizika*, Zavod za udžbenike i nastavna sredstva, Beograd
- Wardle, M., McDonnell, K., 2012, *IAU Symp.*, **287**, 441
- White, R. L., Long, K. S., *Astrophys. J.*, 1991, **373**, 543
- Wilson T. L., Rohlfs K., Hüttemeister S., 2009, *Tools of Radio Astronomy*, Springer-Verlag, Berlin
- Xiao, L., Fürst, E., Reich, W., Han, J. L., 2008, *Astron. Astrophys.*, **482**, 783
- Yamaguchi, H., Ozawa, M., Ohnishi, T., 2012, *Adv. Space Res.*, **49**, 451
- Yamauchi, S., Koyama, K., Tomida, H., Yokogawa, J., Tamura, K., 1999, *Publ. Astron. Soc. Jpn.*, **51**, 13
- Zhang, X-Z, Higgs, L. A., Landecker, T. L., Wu, X-J, Qian, S-J., 2001, *Chin. J. Astron. Astrophys.*, **1**, 443
- Zhang, X., Zheng, Y., Landecker, T. L., Higgs, L. A., 1997, *Astron. Astrophys.*, **324**, 641
- Zhou, X., Miceli, M., Bocchino, F., Orlando, S., Chen, Y., 2011, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **415**, 244

Prilog: Tenzori u \mathbb{R}^3

Poznato je da se proizvoljni vektor⁷⁶ \mathbf{A} u \mathbb{R}^3 može zapisati preko tri karakteristična skalara odnosno *komponente vektora* pri čemu se sa A označava intenzitet vektora \mathbf{A} .

Skalarni ili *unutrašnji* proizvod dva vektora \mathbf{A} i \mathbf{B} se definiše u \mathbb{R}^3 preko:

$$\mathbf{A} \cdot \mathbf{B} = AB \cos(\mathbf{A}, \mathbf{B}) = (A_1 \ A_2 \ A_3) \begin{pmatrix} B_1 \\ B_2 \\ B_3 \end{pmatrix} = A_1 B_1 + A_2 B_2 + A_3 B_3 = A_i B_i. \quad (\text{P } 1)$$

U prethodnoj jednačini je iskorišćena Ajnštajnova sumaciona konvencija⁷⁷ i činjenica da za (bazisne) ortove važi da je $\mathbf{e}_i \cdot \mathbf{e}_k = \delta_{ik}$, gde je δ_{ik} tzv. *Kronekerova delta*:

$$\delta_{ik} = \begin{cases} 1, & i = k \\ 0, & i \neq k \end{cases}.$$

Ukoliko je skalarni proizvod dva vektora \mathbf{A} i \mathbf{B} jednak nuli, a pri tome su oba vektora različita od nule ($A, B \neq 0$), sledi da su vektori *ortogonalni* (*normalni*):

$$\mathbf{A} \cdot \mathbf{B} = AB \cos(\mathbf{A}, \mathbf{B}) = 0 \Rightarrow \cos(\mathbf{A}, \mathbf{B}) = 0 \Rightarrow \mathbf{A} \perp \mathbf{B}.$$

Proizvoljni tenzor⁷⁸ $\hat{\mathbf{T}}$ u \mathbb{R}^3 može se zadati pomoću *tri koordinatna vektora*:

$$\mathbf{T}_1 = \begin{pmatrix} T_{11} \\ T_{21} \\ T_{31} \end{pmatrix}, \mathbf{T}_2 = \begin{pmatrix} T_{12} \\ T_{22} \\ T_{32} \end{pmatrix}, \mathbf{T}_3 = \begin{pmatrix} T_{13} \\ T_{23} \\ T_{33} \end{pmatrix},$$

⁷⁶U okviru ove disertacije, vektori se obeležavaju podebljanim slovima.

⁷⁷Po klasičnoj sumacionoj konvenciji, ako se u nekom izrazu isti indeks pojavljuje dva puta, podrazumeva se sumiranje po tom indeksu.

⁷⁸Postoji nekoliko uobičajenih načina kako bi se istakli tenzori u jednačinama. Jedna od varijanti je korišćenje simbola „ $\hat{}$ “, dok je druga korišćenje stilizovanih fontova, npr. gotice. U ovoj tezi će biti korišćena prva varijanta.

$$\hat{\mathbf{T}} = \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} & T_{13} \\ T_{21} & T_{22} & T_{23} \\ T_{31} & T_{32} & T_{33} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{e}_1 \cdot \mathbf{T}_1 & \mathbf{e}_1 \cdot \mathbf{T}_2 & \mathbf{e}_1 \cdot \mathbf{T}_3 \\ \mathbf{e}_2 \cdot \mathbf{T}_1 & \mathbf{e}_2 \cdot \mathbf{T}_2 & \mathbf{e}_2 \cdot \mathbf{T}_3 \\ \mathbf{e}_3 \cdot \mathbf{T}_1 & \mathbf{e}_3 \cdot \mathbf{T}_2 & \mathbf{e}_3 \cdot \mathbf{T}_3 \end{pmatrix}. \quad (\text{P } 2)$$

Dijadski proizvod dva vektora (*dijada*) je dat preko⁷⁹:

$$\{\mathbf{A}, \mathbf{B}\} \equiv \mathbf{AB} = \begin{pmatrix} A_1 \\ A_2 \\ A_3 \end{pmatrix} (B_1 \ B_2 \ B_3) = \begin{pmatrix} A_1 B_1 & A_1 B_2 & A_1 B_3 \\ A_2 B_1 & A_2 B_2 & A_2 B_3 \\ A_3 B_1 & A_3 B_2 & A_3 B_3 \end{pmatrix}. \quad (\text{P } 3)$$

Najznačajnije osobine dijada⁸⁰ su:

$$\{\mathbf{A}, \mathbf{B}\} \cdot \mathbf{C} \equiv \mathbf{A}(\mathbf{B} \cdot \mathbf{C}), \quad \mathbf{C} \cdot \{\mathbf{A}, \mathbf{B}\} \equiv (\mathbf{C} \cdot \mathbf{A})\mathbf{B} \quad (\text{P } 4)$$

$$\{\lambda \mathbf{A}, \mathbf{B}\} = \{\mathbf{A}, \lambda \mathbf{B}\} = \lambda \{\mathbf{A}, \mathbf{B}\}, \quad (\text{P } 5)$$

$$\{\mathbf{A}_1 + \mathbf{A}_2, \mathbf{B}\} = \{\mathbf{A}_1, \mathbf{B}\} + \{\mathbf{A}_2, \mathbf{B}\}, \quad \{\mathbf{A}, \mathbf{B}_1 + \mathbf{B}_2\} = \{\mathbf{A}, \mathbf{B}_1\} + \{\mathbf{A}, \mathbf{B}_2\}. \quad (\text{P } 6)$$

Tenzor se može predstaviti preko *sume tri dijade* (*dijadska reprezentacija tenzora*) oblika:

$$\hat{\mathbf{T}} = \{\mathbf{T}_k, \mathbf{e}_k\}, \quad (\text{P } 7)$$

pri čemu je iskorišćena Ajnštajnova sumaciona konvencija, i sa \mathbf{e}_k su označeni ortovi u Dekartovom bazisu⁸¹.

Tenzor $\hat{\mathbf{T}}$ se može shvatiti kao operator koji svakom vektoru \mathbf{A} pridružuje drugi vektor \mathbf{B} , pri čemu je vektor \mathbf{B} linearna vektorska funkcija \mathbf{A} :

$$\mathbf{B} = \hat{\mathbf{T}} \cdot \mathbf{A} \Rightarrow$$

$$\begin{pmatrix} B_1 \\ B_2 \\ B_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} & T_{13} \\ T_{21} & T_{22} & T_{23} \\ T_{31} & T_{32} & T_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_1 \\ A_2 \\ A_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T_{11}A_1 + T_{12}A_2 + T_{13}A_3 \\ T_{21}A_1 + T_{22}A_2 + T_{23}A_3 \\ T_{31}A_1 + T_{32}A_2 + T_{33}A_3 \end{pmatrix} \quad (\text{P } 8a)$$

⁷⁹U nekoj literaturi se naziva i *tenzorski proizvod dva vektora*.

⁸⁰Dok se skalarni proizvod, u Dirakovoj notaciji, obeležava sa $\langle \psi_i | \psi_i \rangle$, dijada se obeležava preko $|\psi_i\rangle \langle \psi_i|$.

⁸¹Ekvivalentno uobičajenim oznakama $(\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}), (\hat{\mathbf{x}}, \hat{\mathbf{y}}, \hat{\mathbf{z}}), \nabla x_i$, itd.

$$\begin{aligned}
\mathbf{C} &= \mathbf{A} \cdot \hat{\mathbf{T}} \Rightarrow \\
\begin{pmatrix} C_1 \\ C_2 \\ C_3 \end{pmatrix}^T &= (A_1 \ A_2 \ A_3) \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} & T_{13} \\ T_{21} & T_{22} & T_{23} \\ T_{31} & T_{32} & T_{33} \end{pmatrix} = \\
&= \begin{pmatrix} A_1 T_{11} + A_2 T_{21} + A_3 T_{31} \\ A_1 T_{21} + A_2 T_{22} + A_3 T_{23} \\ A_1 T_{31} + A_2 T_{32} + A_3 T_{33} \end{pmatrix}^T \quad (\text{P 8b})
\end{aligned}$$

Proizvod dva tenzora (matrično množenje) u \mathbb{R}^3 je tenzor (matrica):

$$\begin{aligned}
\hat{\mathbf{A}} \otimes \hat{\mathbf{B}} &= \begin{pmatrix} A_{11} & A_{12} & A_{13} \\ A_{21} & A_{22} & A_{23} \\ A_{31} & A_{32} & A_{33} \end{pmatrix} \otimes \begin{pmatrix} B_{11} & B_{12} & B_{13} \\ B_{21} & B_{22} & B_{23} \\ B_{31} & B_{32} & B_{33} \end{pmatrix} = \\
&= \begin{pmatrix} A_{1i} B_{i1} & A_{1i} B_{i2} & A_{1i} B_{i3} \\ A_{2i} B_{i1} & A_{2i} B_{i2} & A_{2i} B_{i3} \\ A_{3i} B_{i1} & A_{3i} B_{i2} & A_{3i} B_{i3} \end{pmatrix}. \quad (\text{P 9})
\end{aligned}$$

Skalarni ili biskalarni proizvod tenzora je skalar definisan preko:

$$\hat{\mathbf{A}} : \hat{\mathbf{B}} = \begin{pmatrix} \underline{A_{11}} & \underline{A_{12}} & \underline{A_{13}} \\ A_{21} & A_{22} & A_{23} \\ A_{31} & A_{32} & A_{33} \end{pmatrix} : \begin{pmatrix} \underline{B_{11}} & B_{12} & B_{13} \\ \underline{B_{21}} & B_{22} & B_{23} \\ \underline{B_{31}} & B_{32} & B_{33} \end{pmatrix} = \sum_i \sum_j A_{ij} B_{ji}, \quad (\text{P 10})$$

i označava se simbolom „:”.

Datom vektorskom polju $\mathbf{A} = \mathbf{A}(x_1, x_2, x_3)$ može se pridružiti jedno tenzorsko polje obrazovanjem dijadskog proizvoda operatora ∇ i vektorske funkcije \mathbf{A} , tj. $\{\nabla, \mathbf{A}\}$. Ovakav dijadski proizvod se naziva *lokalni tenzor* ili *dijadski izvod* vektora \mathbf{A} i dat je preko:

$$\{\nabla, \mathbf{A}\} = \left\{ \frac{\partial}{\partial x_i} \mathbf{e}_i, A_j \mathbf{e}_j \right\} = \frac{\partial A_j}{\partial x_i} \{\mathbf{e}_i, \mathbf{e}_j\} = \{\mathbf{grad} A_j, \mathbf{e}_j\}. \quad (\text{P 11a})$$

Matrično zapisano, u Dekartovom bazu, lokalni tenzor je oblika:

$$\{\nabla, \mathbf{A}\} \equiv \nabla \mathbf{A} = \begin{pmatrix} \partial A_x / \partial x & \partial A_y / \partial x & \partial A_z / \partial x \\ \partial A_x / \partial y & \partial A_y / \partial y & \partial A_z / \partial y \\ \partial A_x / \partial z & \partial A_y / \partial z & \partial A_z / \partial z \end{pmatrix} \quad (\text{P 11b})$$

Lokalni tenzor predstavlja indikator nehomogenosti vektorskog polja. Vektorsko polje će, u tom smislu, biti nehomogeno ako je bar jedna komponenta lokalnog tenzora nenulta. Komponente lokalnog tenzora se mogu razvrstati u četiri grupe: članove divergencije ($\frac{\partial B_x}{\partial x}$, $\frac{\partial B_y}{\partial y}$, $\frac{\partial B_z}{\partial z}$), gradijentne članove ($\frac{\partial B_x}{\partial y}$, $\frac{\partial B_y}{\partial x}$), krivinske članove ($\frac{\partial B_x}{\partial z}$, $\frac{\partial B_y}{\partial z}$) i članove smicanja ($\frac{\partial B_x}{\partial y}$, $\frac{\partial B_y}{\partial x}$).

Supstancijalni izvod⁸² skalarne veličine $T(\mathbf{r}, t)$ je dat preko:

$$\frac{DT}{Dt} = \frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla)T, \quad (\text{P 12})$$

pri čemu se član $(\mathbf{v} \cdot \nabla)T$ može zapisati i preko $\mathbf{v} \cdot \nabla T$, dok je supstancijalni izvod vektorske veličine $\mathbf{A}(\mathbf{r}, t)$ dat preko:

$$\frac{D\mathbf{A}}{Dt} = \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \{\nabla, \mathbf{A}\}, \quad (\text{P 13})$$

pri čemu se član $\mathbf{v} \cdot \{\nabla, \mathbf{A}\}$ može zapisati i preko $(\mathbf{v} \cdot \nabla)\mathbf{A}$ ili $\mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{A}$. Supstancijalni izvod je zapravo totalni izvod skalarne/vektorske funkcije argumenata (\mathbf{r}, t) u vremenu i prostoru.

Vektorski ili spoljašnji proizvod dva vektora je dat preko:

$$\mathbf{A} \times \mathbf{B} = \begin{vmatrix} \mathbf{e}_1 & \mathbf{e}_2 & \mathbf{e}_3 \\ A_1 & A_2 & A_3 \\ B_1 & B_2 & B_3 \end{vmatrix} = \begin{pmatrix} A_2 B_3 - A_3 B_2 \\ A_3 B_1 - A_1 B_3 \\ A_1 B_2 - A_2 B_1 \end{pmatrix} = \varepsilon_{ijk} A_j B_k \mathbf{e}_i, \quad (\text{P 14})$$

⁸²Uobičajeno je i da se umesto simbola d koristi simbol D , za totalni diferencijal u ovom slučaju. Nekada se koristi i termin *Lagranžov izvod*.

dok je ε_{ijk} dat preko:

$$\varepsilon_{ijk} = \begin{cases} 1, & \text{ako je permutacija } ijk \text{ parna} \\ -1, & \text{ako je permutacija } ijk \text{ neparna} \\ 0, & \text{ako su bar dva indeksa jednaka} \end{cases}$$

Parne permutacije su 123, 231, 312. Takođe, važi:

$$\varepsilon_{ijk}\varepsilon_{ilm} = \delta_{jl}\delta_{km} - \delta_{jm}\delta_{kl}.$$

Jasno je da važe i sledeće jednakosti:

$$\mathbf{A} \times \mathbf{B} = -\mathbf{B} \times \mathbf{A}, \quad (\text{P } 15)$$

$$c(\mathbf{A} \times \mathbf{B}) = c\mathbf{A} \times \mathbf{B} = \mathbf{A} \times c\mathbf{B}, \quad (\text{P } 16)$$

Mešoviti proizvod vektora je dat preko:

$$\mathbf{A} \cdot (\mathbf{B} \times \mathbf{C}) = \begin{vmatrix} A_1 & A_2 & A_3 \\ B_1 & B_2 & B_3 \\ C_1 & C_2 & C_3 \end{vmatrix} \quad (\text{P } 17)$$

Važna osobina mešovitog proizvoda jeste njegova invarijantnost pri cikličnoj permutaciji faktora:

$$\mathbf{A} \cdot (\mathbf{B} \times \mathbf{C}) = \mathbf{B} \cdot (\mathbf{C} \times \mathbf{A}) = \mathbf{C} \cdot (\mathbf{A} \times \mathbf{B}). \quad (\text{P } 18)$$

Dvostruki vektorski proizvod je dat preko:

$$\mathbf{A} \times (\mathbf{B} \times \mathbf{C}) = \mathbf{B}(\mathbf{A} \cdot \mathbf{C}) - \mathbf{C}(\mathbf{A} \cdot \mathbf{B}) = (\mathbf{A} \cdot \mathbf{C})\mathbf{B} - (\mathbf{A} \cdot \mathbf{B})\mathbf{C}, \quad (\text{P } 19a)$$

$$(\mathbf{A} \times \mathbf{B}) \times \mathbf{C} = \mathbf{B}(\mathbf{A} \cdot \mathbf{C}) - \mathbf{A}(\mathbf{B} \cdot \mathbf{C}) = (\mathbf{A} \cdot \mathbf{C})\mathbf{B} - (\mathbf{B} \cdot \mathbf{C})\mathbf{A} \quad (\text{P } 19b)$$

Upotrebom tenzora, vektorski proizvod se može zapisati kao:

$$\mathbf{C} = \mathbf{A} \times \mathbf{B} = \hat{\mathbf{A}} \cdot \mathbf{B} = \mathbf{A} \cdot \hat{\mathbf{B}} = \varepsilon_{ijk} A_j B_k \mathbf{e}_i = \varepsilon_{ijk} (\hat{\mathbf{T}})_{jk} \mathbf{e}_i \quad (\text{P } 20)$$

$$C_i = \varepsilon_{ijk} A_j B_k = (\hat{\mathbf{A}})_{ik} B_k = A_j (\hat{\mathbf{B}})_{ji}$$

$$(\hat{\mathbf{A}})_{ik} = -\varepsilon_{ikj} A_j, \quad (\hat{\mathbf{B}})_{ji} = -\varepsilon_{jik} B_k, \quad (\hat{\mathbf{T}})_{ij} = A_i B_j$$

Dvostruki vektorski proizvod se može zapisati preko dijada na sledeći način:

$$\mathbf{A} \times (\mathbf{B} \times \mathbf{C}) = \mathbf{A} \cdot \{\mathbf{C}, \mathbf{B}\} - \mathbf{A} \cdot \{\mathbf{B}, \mathbf{C}\} = \{\mathbf{B}, \mathbf{A}\} \cdot \mathbf{C} - \{\mathbf{C}, \mathbf{A}\} \cdot \mathbf{B} \quad (\text{P } 21a)$$

$$(\mathbf{A} \times \mathbf{B}) \times \mathbf{C} = \mathbf{A} \cdot \{\mathbf{C}, \mathbf{B}\} - \mathbf{B} \cdot \{\mathbf{C}, \mathbf{A}\} = \{\mathbf{B}, \mathbf{A}\} \cdot \mathbf{C} - \{\mathbf{A}, \mathbf{B}\} \cdot \mathbf{C} \quad (\text{P } 21b)$$

Vektor \mathbf{B} možemo *rastaviti* na dve komponente od kojih je jedna kolinearna sa proizvoljnim vektorom \mathbf{A} (\mathbf{B}_{\parallel}) a druga normalna na \mathbf{A} (\mathbf{B}_{\perp}):

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_{\parallel} + \mathbf{B}_{\perp} = \frac{(\mathbf{A} \cdot \mathbf{B})\mathbf{A}}{A^2} + \frac{(\mathbf{A} \times \mathbf{B}) \times \mathbf{A}}{A^2}. \quad (\text{P } 22a)$$

U tenzorskoj formi se prethodna jednačina može napisati kao:

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_{\parallel} + \mathbf{B}_{\perp} = \{\mathbf{a}, \mathbf{a}\} \cdot \mathbf{B} + \left(\hat{\mathbf{I}} - \{\mathbf{a}, \mathbf{a}\} \right) \cdot \mathbf{B}, \quad (\text{P } 22b)$$

gde je $\mathbf{a} = \frac{\mathbf{A}}{A}$ i $\hat{\mathbf{I}}$ jedinični tenzor.

Indikator zakrivljenosti vektorskih linija vektora $\mathbf{B} = B\mathbf{e}_b$ predstavlja:

$$\frac{d\mathbf{e}_b}{ds} = (\mathbf{e}_b \cdot \nabla)\mathbf{e}_b = \mathbf{e}_b \cdot \{\nabla, \mathbf{e}_b\} = \frac{\mathbf{e}_n}{R_c}, \quad (\text{P } 23)$$

gde je \mathbf{e}_n jedinični vektor glavne normale a R_c poluprečnik krivine⁸³ vektorske linije.

Na kraju je zgodno navesti najbitnije identitete vektorske analize:

$$\mathbf{grad}T \equiv \nabla T \equiv \frac{\partial T}{\partial \mathbf{r}} \equiv \frac{\partial T}{\partial x_i} \mathbf{e}_i, \quad (\text{P } 24)$$

⁸³Kriva $\Gamma(t)$, $t \in (a, b)$ je regularna ako je neprekidno diferencijabilna na celom intervalu $t \in (a, b)$ i za svako t iz tog intervala važi $\mathbf{r}'(t) \neq 0$. Krivina regularne krive u \mathbb{R}^3 je data preko: $k = \frac{\|\mathbf{r}'(t) \times \mathbf{r}''(t)\|}{\|\mathbf{r}'(t)\|^3}$. Poluprečnik krivine je dat kao: $R_c = \frac{1}{k}$.

$$\operatorname{div}\mathbf{A} \equiv \nabla \cdot \mathbf{A} \equiv \frac{\partial A_x}{\partial x} + \frac{\partial A_y}{\partial y} + \frac{\partial A_z}{\partial z}, \quad (\text{P } 25)$$

$$\operatorname{rot}\mathbf{A} \equiv \nabla \times \mathbf{A} \equiv \begin{vmatrix} \mathbf{e}_x & \mathbf{e}_y & \mathbf{e}_z \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ A_x & A_y & A_z \end{vmatrix}, \quad (\text{P } 26)$$

$$\operatorname{grad}(T + P) \equiv \nabla(T + P) = \nabla T + \nabla P \equiv \operatorname{grad}T + \operatorname{grad}P, \quad (\text{P } 27)$$

$$\operatorname{grad}(TP) \equiv \nabla(TP) = P\nabla T + T\nabla P \equiv P\operatorname{grad}T + T\operatorname{grad}P, \quad (\text{P } 28)$$

$$\operatorname{div}(\mathbf{A} + \mathbf{B}) \equiv \nabla \cdot (\mathbf{A} + \mathbf{B}) = \nabla \cdot \mathbf{A} + \nabla \cdot \mathbf{B} \equiv \operatorname{div}\mathbf{A} + \operatorname{div}\mathbf{B}, \quad (\text{P } 29)$$

$$\operatorname{div}(T\mathbf{A}) \equiv \nabla \cdot (T\mathbf{A}) = \mathbf{A} \cdot \nabla T + T(\nabla \cdot \mathbf{A}) \equiv \mathbf{A} \cdot \operatorname{grad}T + T\operatorname{div}\mathbf{A}, \quad (\text{P } 30)$$

$$\operatorname{rot}(\mathbf{A} + \mathbf{B}) \equiv \nabla \times (\mathbf{A} + \mathbf{B}) = \nabla \times \mathbf{A} + \nabla \times \mathbf{B} \equiv \operatorname{rot}\mathbf{A} + \operatorname{rot}\mathbf{B}, \quad (\text{P } 31)$$

$$\operatorname{rot}(T\mathbf{A}) \equiv \nabla \times (T\mathbf{A}) = \nabla T \times \mathbf{A} + T(\nabla \times \mathbf{A}) \equiv T\operatorname{rot}\mathbf{A} - \mathbf{A} \times \operatorname{grad}T, \quad (\text{P } 32)$$

$$\operatorname{rot}(\mathbf{A} \times \mathbf{B}) \equiv \nabla \times (\mathbf{A} \times \mathbf{B}) = (\mathbf{B} \cdot \nabla)\mathbf{A} - \mathbf{B}(\nabla \cdot \mathbf{A}) + \mathbf{A}(\nabla \cdot \mathbf{B}) - (\mathbf{A} \cdot \nabla)\mathbf{B}, \quad (\text{P } 33)$$

$$\nabla \times (\mathbf{A} \times \mathbf{B}) = \nabla \cdot (\{\mathbf{B}, \mathbf{A}\} - \{\mathbf{A}, \mathbf{B}\}), \quad (\text{P } 34)$$

$$\operatorname{div}(\mathbf{A} \times \mathbf{B}) \equiv \nabla \cdot (\mathbf{A} \times \mathbf{B}) = \mathbf{B} \cdot (\nabla \times \mathbf{A}) - \mathbf{A} \cdot (\nabla \times \mathbf{B}) \equiv \mathbf{B} \cdot \operatorname{rot}\mathbf{A} - \mathbf{A} \cdot \operatorname{rot}\mathbf{B}, \quad (\text{P } 35)$$

$$\operatorname{div}(\mathbf{A}\mathbf{B}) \equiv \nabla \cdot \{\mathbf{A}, \mathbf{B}\} = \mathbf{B}\operatorname{div}\mathbf{A} + (\mathbf{A} \cdot \nabla)\mathbf{B}, \quad (\text{P } 36)$$

$$\operatorname{grad}(\mathbf{A} \cdot \mathbf{B}) \equiv \nabla(\mathbf{A} \cdot \mathbf{B}) = \mathbf{A} \times \operatorname{rot}\mathbf{B} + \mathbf{B} \times \operatorname{rot}\mathbf{A} + (\mathbf{A} \cdot \nabla)\mathbf{B} + (\mathbf{B} \cdot \nabla)\mathbf{A}, \quad (\text{P } 37)$$

$$\operatorname{div}\operatorname{rot}\mathbf{A} \equiv \nabla \cdot (\nabla \times \mathbf{A}) = 0, \quad (\text{P } 38)$$

$$\operatorname{rot}\operatorname{grad}T \equiv \nabla \times (\nabla T) = 0, \quad (\text{P } 39)$$

$$\operatorname{div}\operatorname{grad}T \equiv \nabla \cdot (\nabla T) \equiv \Delta T, \quad (\text{P } 40)$$

$$\operatorname{rot}\operatorname{rot}\mathbf{A} = \operatorname{grad}\operatorname{div}\mathbf{A} - \Delta\mathbf{A}. \quad (\text{P } 41)$$

Biografija autora

Dušan Onić je rođen 4. oktobra 1982. godine u Beogradu. Nakon završene Pete beogradske gimnazije upisuje Matematički fakultet u Beogradu, smer astrofizika. Po završetku redovnih, upisuje doktorske studije na pomenutom fakultetu i smeru. Od 2007. do 2009. godine zaposlen je kao saradnik u nastavi za užu naučnu oblast astrofizika na Matematičkom fakultetu u Beogradu. Nakon civilnog služenja vojne obaveze, od 2010. godine je zaposlen na Matematičkom fakultetu u Beogradu, kao asistent za užu naučnu oblast astrofizika.

Kao student doktorskih studija učestvovao je na nekoliko letnjih škola i radionica (Druga škola multifrekvencione astronomije, Amsterdam, 2010; 11. XMM-SAS radionica, Madrid, 2011; Kosmički akceleratori, Korzika, 2013). Takođe, učestvovao je na četiri konferencije međunarodnog karaktera (kratko izlaganje u okviru 15. nacionalne konferencije astronoma Srbije, Beograd, 2008; poster u okviru 27. generalnog zasedanja Međunarodne astronomske unije, JD14, Rio de Žaneiro, 2009; poster u okviru 24. letnje škole i internacionalog simpozijuma o fizici jonizovanih gasova, Donji Milanovac, 2010; kratko izlaganje u okviru 16. nacionalne konferencije astronoma Srbije, Beograd, 2011). Autor je četiri naučna rada objavljena u međunarodnim časopisima sa tzv. SCI liste od kojih su dva samostalna (*Astrophysical Journal*, *Astrophysics and Space Science*, *Journal of Plasma Physics*, *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica*). Takođe, prvi je autor jednog naučnog rada i koautor drugog naučnog rada objavljenog u domaćem časopisu (*Serbian Astronomical Journal*). Autor je i dva recenzirana rada sa naučnih konferencija objavljenih u *Publications of the Astronomical Observatory of Belgrade*.

Autor ove teze je mlađi član Američkog astronomskeg društva od 2009. godine i član Društva astronoma Srbije od 2007. godine. Takođe, član je i saradnik Astronomskeg društva „Ruđer Bošković” od 1997. godine. Angažovan je na naučno istraživačkom projektu Ministarstva obrazovanja, nauke i tehnološkog razvoja Republike Srbije pod nazivom „Emisione magline: struktura i evolucija” (br. 176005).

Bio je član lokalnog organizacionog komiteta 15. i 16. nacionalne konferencije astronoma Srbije, 2008., i 2011. godine. Učestvovao je kao polaznik seminara as-

tronomije u Istraživačkoj stanici Petnica tokom 2000. i 2001. godine koju je kasnije posećivao i u svojstvu stručnog predavača (2008-). U kratkom periodu tokom 2008. godine učestvovao je i u pripremi učenika srednjih škola za Astronomsku olimpijadu. Dva puta tokom 2009. godine boravio je na Astronomskoj opservatoriji Rožen, Bugarska, u cilju posmatranja ostataka supernovih u drugim galaksijama. Konačno, kao saradnik u nastavi, odnosno asistent, boravio je na Astronomskoj opservatoriji u Ondrejovu, Češka Republika, i to na odeljenju za fiziku zvezda i fiziku Sunca u okviru letnje prakse studenata Katedre za astronomiju Matematičkog fakulteta u Beogradu (leto 2008-2011. godine).

Изјава о ауторству

Потписани-а Душан Онић

број уписа _____

Изјављујем

да је докторска дисертација под насловом

Термално зрачење остатака супернових у радио-подручју

- резултат сопственог истраживачког рада,
- да предложена дисертација у целини ни у деловима није била предложена за добијање било које дипломе према студијским програмима других високошколских установа,
- да су резултати коректно наведени и
- да нисам кршио/ла ауторска права и користио интелектуалну својину других лица.

Потпис докторанда

У Београду, 27. 05. 2013.

Душан Онић

Изјава о истоветности штампане и електронске верзије докторског рада

Име и презиме аутора Душан Онић

Број уписа _____

Студијски програм Астрономија и астрофизика

Наслов рада Термално зрачење остатака супернових у радио-подручју

Ментор проф. др Дејан Урошевић

Потписани Душан Онић

изјављујем да је штампана верзија мог докторског рада истоветна електронској верзији коју сам предао/ла за објављивање на порталу **Дигиталног репозиторијума Универзитета у Београду**.

Дозвољавам да се објаве моји лични подаци везани за добијање академског звања доктора наука, као што су име и презиме, година и место рођења и датум одбране рада.

Ови лични подаци могу се објавити на мрежним страницама дигиталне библиотеке, у електронском каталогу и у публикацијама Универзитета у Београду.

Потпис докторанда

У Београду, 27. 05. 2013.

Душан Онић

Изјава о коришћењу

Овлашћујем Универзитетску библиотеку „Светозар Марковић“ да у Дигитални репозиторијум Универзитета у Београду унесе моју докторску дисертацију под насловом:

Термално зрачење остатака супернових у радио-подручју

која је моје ауторско дело.

Дисертацију са свим прилозима предао/ла сам у електронском формату погодном за трајно архивирање.

Моју докторску дисертацију похрањену у Дигитални репозиторијум Универзитета у Београду могу да користе сви који поштују одредбе садржане у одабраном типу лиценце Креативне заједнице (Creative Commons) за коју сам се одлучио/ла.

1. Ауторство
2. Ауторство - некомерцијално
3. Ауторство – некомерцијално – без прераде
4. Ауторство – некомерцијално – делити под истим условима
5. Ауторство – без прераде
6. Ауторство – делити под истим условима

(Молимо да заокружите само једну од шест понуђених лиценци, кратак опис лиценци дат је на полеђини листа).

Потпис докторанда

У Београду, 27. 05. 2013.

Душан Олић

1. Ауторство - Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце, чак и у комерцијалне сврхе. Ово је најслободнија од свих лиценци.

2. Ауторство – некомерцијално. Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце. Ова лиценца не дозвољава комерцијалну употребу дела.

3. Ауторство - некомерцијално – без прераде. Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, без промена, преобликовања или употребе дела у свом делу, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце. Ова лиценца не дозвољава комерцијалну употребу дела. У односу на све остале лиценце, овом лиценцом се ограничава највећи обим права коришћења дела.

4. Ауторство - некомерцијално – делити под истим условима. Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце и ако се прерада дистрибуира под истом или сличном лиценцом. Ова лиценца не дозвољава комерцијалну употребу дела и прерада.

5. Ауторство – без прераде. Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, без промена, преобликовања или употребе дела у свом делу, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце. Ова лиценца дозвољава комерцијалну употребу дела.

6. Ауторство - делити под истим условима. Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце и ако се прерада дистрибуира под истом или сличном лиценцом. Ова лиценца дозвољава комерцијалну употребу дела и прерада. Слична је софтверским лиценцама, односно лиценцама отвореног кода.