

Maša Lakićević

Radio-evolucija ostatka supernove Cas A

Diplomski master rad

BEOGRAD, 2010.

Zahvalnica

Zahvaljujem se svom mentoru, prof. dr Dejanu Uroševiću na ideji za ovaj rad kao i na nesebičnoj i efikasnoj pomoći u izradi mog prvog rada i na strpljivom uvođenju u svet ostataka supernovih. Njegove sugestije i primedbe značajno su doprinele kvalitetu rada, kao i mom samopouzdanju. Zahvaljujem se i dr Bojanu Arbutini, koji mi je mnogo pomogao u pisanju rada i čije su ideje ovaj rad učinile ozbiljnijim i konkretnijim. Takođe se zahvaljujem mr Branislavu Vukotiću na pažljivom čitanju rukopisa i korisnim komentarima.

Sadržaj

1	Uvod	1
1.1	$\Sigma - D$ relacija	1
1.2	Kasiopeja A	1
1.3	Ukratko o ovom radu	4
2	$\Sigma - D$ relacija i posmatranja gustine fluksa Cas A	5
2.1	$\Sigma - D$ relacija (detaljniji prikaz)	5
2.2	Zavisnost gustine fluksa Cas A od vremena ili frekvencije	6
3	Faze evolucije ostataka supernovih i odgovarajuće $\Sigma - D$ relacije	9
3.1	Evolucija ostatka supernove	9
3.2	Zračenje primarno dolazi sa prednjeg udarnog talasa, faza slobodnog širenja	10
3.3	Zračenje primarno dolazi sa prednjeg udarnog talasa, Sedovljeva faza	12
3.4	Modeli iz rada Bereško i Folk (2004)	15
3.5	Zračenje dolazi iz oblasti koja (trenutno) nije vezana za udarni talas	16
4	Rezultati	18
4.1	Obrada podataka	18
4.2	Traženje parametara m ili δ i $\Sigma - D$ relacije	24
4.3	Provera da li je ostatak Cas A u nekoj od faza iz rada Bereško i Folk (2004)	25
5	Zaključak	27
6	Literatura	28
A	Prilog	31

1 Uvod

1.1 $\Sigma - D$ relacija

$\Sigma - D$ relacija je veza između površinskog sjaja u radio-području (Σ) i dijametra (D) ostatka supernove. Često se navodi u obliku:

$$\Sigma_\nu(D) = AD^{-\beta}, \quad (1)$$

gde ν označava frekvenciju zračenja. $\Sigma - D$ relacija je značajna jer opisuje evoluciju sjaja ostataka supernovih, ali upotrebljava se vrlo često i za procenu daljina do ostataka. Površinski sjaj se dobija iz posmatranja i on je nezavisan od rastojanja do objekta. Uglovni dijametar $\Theta[\text{rad}] = D/d$ se takođe dobija iz posmatranja. Daljina objekta je označena sa d , a dijametar ostatka sa D . Daljina se može dobiti ako izračunamo D iz $\Sigma - D$ relacije.

Iako postoje i druge, preciznije metode za određivanje rastojanja do ostataka kao na primer uz pomoć pulsara, kinematičkim metodama, istorijskim metodama, identifikacijom sa optičkim objektima, iz apsorpcije neutralnog vodonika, ili iz pripadnosti molekularnom oblaku, Urošević (2000) tvrdi da je ovaj metod i danas nezamenjiv, jer od ukupno 250 potvrđenih ostataka (Green, 2009), daljine do oko 170 ostataka mogu biti procenjene samo pomoću $\Sigma - D$ relacije.

Prvi teorijski rad o $\Sigma - D$ relaciji napisao je Šklovski (Shklovsky, 1960). On je svoju teoriju proverio na godišnjem opadanju sjaja ostatka Cas A (videti poglavlje 2.1), a u svom sledećem članku (Shklovsky, 1960b) je dao algoritam za računanje daljina do ostataka supernovih pomoću ove relacije.

1.2 Kasiopeja A

U ovom radu bavimo se radio-evolucijom ostatka supernove (SNR¹) Kasiopeja A (Cassiopeia A, u daljem tekstu Cas A). Taj ostatak je najsjajniji radio-izvor na nebu posle Sunca u aktivnoj fazi, pa prema tome možda i najproučeniji ostatak supernove. Cas A nalazi se u Galaktičkoj ravni i od nas je udaljen ~ 3.4 kpc (Reed et al. 1995).

¹engl. *supernova remnant*.

Fesen i saradnici (Fesen et al. 1988) procenjuju da je Cas A eksplodirala oko 1681 ± 15 . godine. Ovu eksploziju je možda posmatrao Džon Flemstid (John Flamsteed) 1680. godine, iako koordinate objekta koje je on izmerio znatno odstupaju od današnjeg položaja Cas A. Flemstid je zapisao da je posmatrao zvezdu pete ili šeste magnitude, koja nakon toga više nije bila vidljiva. Najnovija procena datuma eksplozije izračunata je na osnovu posmatranog kretanja izbačenog materijala². To je 1671.3 ± 0.9 godina, pod pretpostavkom da nema usporenja zbog prikupljanja materije iz međuzvezdane sredine (Thorstensen, Fesen & van den Bergh, 2001). Oni tvrde da ako bi usporenje bilo samo ~ 1.6 km s⁻¹/god, tada bi godina u kojoj se dogodila eksplozija bila 1680, što se slaže sa datumom Flemstidovog posmatranja. Reber je 1944. godine posmatrao ovaj objekat, ali u radio-području.

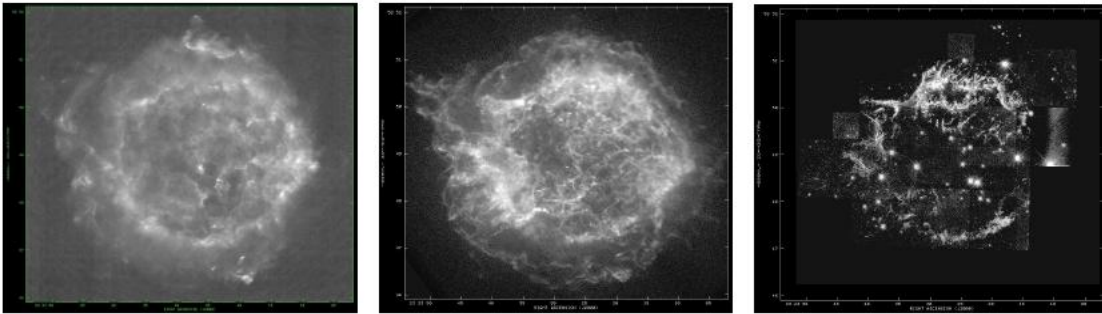
Šklovski (1960a) je prvi izračunao da je godišnje opadanje gustine fluksa Cas A oko 2% (videti poglavlje 2.1), a Hogbom i Šejkšaft (Högbom & Shakeshaft, 1961) su ustanovili da gustina fluksa Cas A opada za oko 1.06% po godini. Zbog tog opadanja se ovaj objekat ne koristi kao kalibrator za merenje gustine fluksa. U većini radova intenzitet fluksa Cas A meri se u relativnim jedinicama. Izvor sa kojim se Cas A poredi jeste radio-galaksija Cygnus A, koja je među najjačim radio-izvorima na nebu i čiji intenzitet radio-zračenja se smatra konstantnim za određenu frekvenciju u tako astronomski kratkom periodu u kome ga mi posmatramo (videti spektre Cyg A i Cas A u radu Barsa sa saradnicima (Baars et al. 1977)). Galaksija Cyg A je izabrana jer je njen intenzitet uporediv sa intenzitetom Cas A, ima mali ugaoni dijametar, a na nebu je od Cas A udaljena oko 53° , pa prema tome ima pogodan položaj za posmatranje. Osim toga, merenjem gustine fluksa Cyg A vrši se dodatna kontrola efektivne aperture antene.

Cas A se nalazi u gustoj međuzvezdanoj sredini, jak je izvor radio i X-zraka, a optički je vrlo bleđa. Bereško i Folk (Berezhko & Völk, 2004) tvrde da je Cas A najverovatnije ostatak supernove tipa Ib, čija zvezda-roditelj je bila Volf-Rajeova (Wolf-Rayetova), ali možda i supernove tipa II. Za SN³ tipa Ib važi da u spektru nema linija vodonika, a ima helijuma. Umeda sa saradnicima (Umeda et al., 2000) tvrdi da posmatrano prisustvo težih elemenata potvrđuje pretpostavku da je zvezda roditelj bila masivna i da je zbog znatnog prisustva azota zvezda roditelj najverovatnije masivna Volf-Rajeova zvezda (WN tipa), koja je u evoluciji pre eksplozije izgubila većinu svog vodoničnog omotača. Ostaci SN Ib/c i SN II nastaju od vrlo masivnih, mladih i vrelih zvezda, gravitacionim kolapsom jezgara. Zato se u jednačinama mora uzeti u obzir interakcija brzog udarnog talasa supernove sa sporim okozvezdanim materijalom (CSM⁴) koji je zvezda roditelj odbacila u poslednjim fazama evolucije (zvezdani vetar), pa tek onda interakcija

²engl. *ejecta knots*.

³skraćeno od supernova.

⁴engl. *circumstellar matter*.



Slika 1: Levo: radio, VLA, $\lambda = 6$ cm; sredina: Chandra (X), 0.3–10 keV; desno: u optičkom području. Iz rada Delanej sa saradnicima (DeLaney et al., 2005).

sa međuzvezdanom sredinom (ISM⁵).

Ostatak Cas A ima veoma komplikovanu strukturu. Ljuska sadrži mnogo grumenja (engl. *clumps*) koji se kreću različitim brzinama, imaju različitu gustinu, sjaj i polarizaciju magnetnog polja. U takvom okruženju dešavaju se procesi ubrzavanja/usporavanja elektrona, promena magnetnog polja itd. koji mogu biti razlog fluktuacija sinhrotronske emisije ostatka (Martirossyan et al. 2002). U opisu smo koristili rad Delanej sa saradnicima (DeLaney et al., 2005) kao i Delanej, privatna komunikacija. Tu je svetli prsten (bright ring), vidljiv u radio, optičkom i X-području, prečnika 200'' (Slika 1), koji je okružen bleđim, u X i radio-području vidljivim udarnim talasom (blast wave) koji se prostire do rastojanja oko 150'' od središnje oblasti prstena, tako da mu je prečnik oko 5'. Svetli prsten definiše gde su povratni udarni talas i kontaktni diskontinuitet ostatka (detaljnije o poprečnom preseku ljuskastog ostatka, tj. o elementima ostatka u početnim fazama evolucije pogledati kod Vukotića, 2006). Zatim, tu su mlazevi čije su dimenzije još oko 100'' izvan udarnog talasa, severoistočni mlaz (vidljiv i optički) i jugozapadni mlaz. Udarni talas se širi brzinom od oko $5000 \frac{\text{km}}{\text{s}}$, a brzina materije u mlazevima je oko $7000 - 14000 \frac{\text{km}}{\text{s}}$. Pošto je Cas A verovatno u fazi slobodnog širenja, naša prvobitna ideja je bila da ako postoje izmerene promene u dijametru ovog objekta, to iskoristimo za proveru $\Sigma - D$ relacije. Onda smo shvatili da posmatrači nisu primetili promenu dijametra zbog sporog razvoja preciznih teleskopa. Svetli prsten se širi veoma sporo i skoro je stacionaran (Delanej, privatna komunikacija). Iako se materijal koji čini svetli prsten širi različitim brzinama, u zavisnosti od gustine, sa minimalnom brzinom izbačene materije koja zrači u radio-području oko $2000 \frac{\text{km}}{\text{s}}$, brzina koja je merena je brzina materijala koji prolazi kroz stacionarni povratni udarni talas i tu se zagreva, pa se veličina svetlog prstena ne menja mnogo. Inače, Delanej i Rudnik (DeLaney & Rudnick, 2003) izmerili su da je širenje usrednjenog svetlog prstena u radio-području

⁵engl. *interstellar matter*.

$0.07 \pm 0.03\%$ po godini i da se stopa širenja svetlog prstena u optičkom, X i radio-području odnose kao 3:2:1.

Poznato je da je spektralni indeks definisan relacijom:

$$S_\nu \propto \nu^{-\alpha}, \quad (2)$$

u zavisnosti od promene gustine fluksa S_ν na različitim frekvencijama. Smanjenje spektralnog indeksa Cas A (tzv. spektralno poravnanje) iznosi 0.043 ± 0.026 za 40.5 godina, što odgovara godišnjem smanjenju spektralnog indeksa od $-(1.06 \pm 0.64) \times 10^{-3}$ (Vinyaikin, 2007). Njegove promene nisu velike, pa se zbog toga u ovom radu ne moraju uzimati u obzir. Dakle, iako se spektralni indeks menja u vremenu, mi ćemo ga smatrati konstantnim.

1.3 Ukratko o ovom radu

Na osnovu poznavanja najnovijih teorija koje opisuju ostatke supernovih u fazi slobodnog širenja ili Sedovljevoj fazi s jedne strane, a sa različitim pretpostavkama o mestu odakle zračenje potiče (iz prednjeg ili povratnog udarnog talasa ili iz oblasti koja nije vezana za udarni talas) s druge strane, teorijsku relaciju zavisnosti gustine fluksa od vremena $S_\nu(t)$ je moguće preuzeti iz literature ili izvesti. Zavisnost $S_\nu(t)$ u različitim modelima ima opšti oblik

$$S_\nu(t) \propto t^x. \quad (3)$$

Fitovanjem podataka dobijenih posmatranjima može se odrediti parametar x . Ovaj parametar zavisi od spektralnog indeksa, faze evolucije ostatka i zavisno od upotrebljenog modela zavisi i od stope usporavanja ili evolucije magnetnog polja ostatka koji su opisani parametrima m i δ , respektivno, a o kojima će biti još reči u daljem tekstu. Pošto znamo spektralni indeks dobijen u ranijim istraživanjima, $\alpha = 0.77$ (Green, 2009), tada možemo da na osnovu vrednosti x koje se dobiju iz fitovanja prodiskutujemo slaganje teorijskih modela i posmatranja, tj. bliže odredimo fazu evolucije u kojoj se ostatak nalazi, kao i parametar m ili δ .

Osim toga, za poznato α i u zavisnosti od pomenutih parametara m i δ iz teorije se može izvesti ili preuzeti izraz za $\Sigma - D$ relaciju za fazu slobodnog širenja, Sedovljevu fazu, kao i za model u kome zračenje dolazi iz oblasti koja (trenutno) nije vezana za udarni talas. Tako ćemo probati da nađemo $\Sigma - D$ relaciju ovog ostatka za model koji odgovara ostatku.

Mi smatramo na osnovu podataka iz literature da se ovaj ostatak najverovatnije nalazi u prelaznoj fazi između slobodnog širenja i Sedovljeve faze, da je u gustoj sredini i da je posmatran najverovatnije 1680. godine, a u ovom radu ćemo to pokušati da proverimo na gore opisan način.

2 $\Sigma - D$ relacija i posmatranja gustine fluksa Cas A

2.1 $\Sigma - D$ relacija (detaljniji prikaz)

Kao što znamo, prema dugotalasnoj aproksimaciji Plankovog zakona zračenja apsolutno crnog tela, Rejli-Džinsovom zakonu, važi:

$$B_\nu = \frac{2K_B T_b}{\lambda^2}, \quad (4)$$

gde je B_ν sjaj izvora, T_b temperatura po sjaju, a K_B Bolcmanova konstanta.

Površinski sjaj Σ_ν može se napisati kao:

$$\Sigma_\nu = S_\nu/\Omega = L_\nu/(\pi^2 D^2), \quad (5)$$

gde je $\Sigma_\nu \equiv B_\nu$, a

$$L_\nu = 4\pi d^2 S_\nu \quad (6)$$

luminoznost i $\Omega \approx \pi\Theta^2/4$ prostorni ugao izvora. Prema tome, važi izraz:

$$\Sigma_\nu \left[\frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{Hz sr}} \right] = 1.505 \times 10^{-19} \frac{S_\nu}{\Theta^2} \quad (7)$$

gde je gustina fluksa u Jy, a ugaoni dijametar u lučnim minutima. Gustina fluksa za izvor koji zahvata mali deo neba data je kao: $S_\nu = \int B_\nu d\Omega$.

Još je Šklovski (Shklovsky, 1960a) na osnovu sinhrotronskog mehanizma radio-emisije izračunao zavisnost gustine fluksa S_ν i površinskog sjaja Σ_ν od radijusa R ostatka koji se širi:

$$S_\nu \propto R^{-2\gamma_E}, \quad (8)$$

$$\Sigma_\nu \propto R^{-(2\gamma_E+2)}, \quad (9)$$

gde je energetska indeks

$$\gamma_E = 2\alpha + 1. \quad (10)$$

Poređenjem sa (1) dobija se da je $\beta = 4\alpha + 4$.

Šklovski (1960a) je proverio ovu teoriju na ostatku Cas A. Iz spektralnog indeksa Cas A, $\alpha = 0.8$ (Shklovsky 1968) i jednačine (10), sledi da je $2\gamma_E = 5.2$. Pošto je u vreme objavljivanja rada ostatak bio star oko 250 godina, iz relacije (8) zaključio je da bi fluks radio-emisije Cas A trebalo da se smanjuje godišnje za oko 2%. Posmatranja iz tog vremena pokazala su da fluks opada nešto sporije, za oko 1.5% godišnje (Urošević, 2000).

Na osnovu (9) $\Sigma - D$ relacija za prosečan spektralni indeks ostataka SN, $\alpha = 0.5$ ($\gamma = 2$), izgleda:

$$\Sigma_\nu \propto D^{-6}. \quad (11)$$

Nakon Šklovskog, mnogi naučnici bavili su se unapređivanjem i modeliranjem teorijskih i empirijskih $\Sigma - D$ relacija, kako na pojedinačnim ostacima, tako i na uzorcima od više ostataka. Detaljnije o njima videti u radu Urošević (2000). Najnovije i najznačajnije teorije, koje ćemo i mi ovde koristiti dali su Đurić i Sikvist (Duric & Seaquist, 1986), Ševalje (Chevalier, 1982) i Bereško i Folk (Berezhko & Völk, 2004).

Empirijski su prvi $\Sigma - D$ relaciju postavili Poveda i Voltjer (Poveda & Woltjer, 1968). Jedno od najvažnijih skorijih empirijskih razmatranja $\Sigma - D$ relacije za Galaktičke ostatke je dato u radu Kejsa i Batačarije (Case & Bhattacharya, 1998).

2.2 Zavisnost gustine fluksa Cas A od vremena ili frekvencije

U našem razmatranju radio-evolucije ostatka Cas A, korišćićemo podatke posmatranih gustina fluksa radio-zračenja iz radova koji se bave analizom ponašanja gustine fluksa ovog objekta u vremenu. U skladu sa podacima koje su imali, naučnici su analizirali ponašanje gustine fluksa u vremenu u cilju objašnjenja fizičkih procesa unutar ostatka, ali i ideje da ukoliko naprave dovoljno tačan model, jednog dana iskoriste Cas A kao kalibrator radio-posmatranja na niskim frekvencijama. U ovom radu ćemo fitovanjem teorijske zavisnosti $S_\nu(t) \propto t^x$ na posmatranja $S_\nu(t)$ izračunati x , pa nas zato zanima priroda ove zavisnosti.

Kao što smo već pomenuli, iz spektra Cas A (Baars et al., 1977) vidi se kako gustina fluksa opada po stepenom zakonu sa povećanjem frekvencije. Takođe, i stopa opadanja fluksa po godini ovog izvora po Barsu i saradnicima (Baars et al., 1977) zavisi od frekvencije.

Još prva merenja iz šezdesetih godina pokazala su da Cas A bleđi tokom vremena, to jest da se gustina fluksa smanjuje na svim radio-frekvencijama. Količina godišnjeg smanjenja gustine fluksa Cas A, njeno eventualno smanjenje tokom vremena i njena zavisnost od frekvencije bili su tema mnogih prošlih, a verovatno

će biti i predmet budućih posmatranja i radova. Bars sa saradnicima i Ris (Rees, 1990) utvrdili su da godišnje smanjenje gustine fluksa opada sa povećanjem frekvencije zračenja, kao i da ovo opadanje nije glatko već da sadrži značajne varijacije. Bars sa saradnicima (1977) izveo je izraz za sekularno (godišnje) smanjenje gustine fluksa Cas A u zavisnosti od frekvencije:

$$d(\nu)[\% \text{ god}^{-1}] = 0.97(\pm 0.04) - 0.30(\pm 0.04)\log \nu[\text{GHz}]. \quad (12)$$

Najčešće se za ovu veličinu koristi slovo d , od engleske reči *decrease* (smanjenje). Ovo ne treba mešati sa slovom d , kada ono označava udaljenost nebeskog objekta. Međutim, kasnije je pokazano da zavisnost godišnjeg opadanja od frekvencije nije tako izražena (O’Sullivan & Green, 1999). Osim toga, rezultati nekoliko radova (Rees, 1990, Martirossyan et al., 2002, Vinyaikin, 2006 i Helmboldt & Kassim, 2009) pokazali su da se na niskim frekvencijama ($\nu < 100$ MHz) iz pomenutog izraza dobijaju prevelike vrednosti godišnjeg smanjenja gustine fluksa.

Mnoge ranije procene godišnjeg smanjenja gustine fluksa su pogrešne (znatno veće nego što su posmatranja pokazala kasnije) jer su se zasnivale na premalom broju ne mnogo preciznih merenja. To je mnoge navelo na zaključak da godišnje smanjenje gustine fluksa opada tokom vremena. Na primer, Rejčart i Stivens (Reichart & Stephens, 2000) tvrde da se za visoke radio-frekvencije (od 7.8 do 16.5 GHz) procenat godišnjeg smanjenja sjaja Cas A nije značajno promenio u poslednjih 50 godina, ali da je na niskim frekvencijama (38–300 MHz) smanjenje gustine fluksa po godini opalo oko tri puta u poslednjih 50 godina. Još neki naučnici tvrdili su da se veličina godišnjeg opadanja fluksa smanjila na niskim frekvencijama u poslednjih 50 godina (Hook, Duffett-Smith & Shakeshaft, 1992, Agafonov, 1996 i Vinyajkin & Razin, 2004). Rejčart i Stivens (2000) smatraju da stopa smanjenja fluksa po godini za frekvenciju 1405 MHz opada s vremenom, ali ne tako brzo kao za niske frekvencije, pa su vrednosti godišnjeg smanjenja gustine fluksa za frekvencije 1405 i 927 MHz nešto između vrednosti za niske i za visoke frekvencije. Prihvatljiviji rezultat koji su oni u istom radu izračunali je da godišnje smanjenje na 1405 MHz iznosi oko 0.62% god^{-1} , na osnovu merenja od 1965. do 1999. godine.

U radu Ris (1990) može se videti da rezultati dobijenih godišnjih stopa opadanja gustine fluksa na području od 81 do 9400 MHz iznose od 0.63 do 1.29% god^{-1} . Osim toga, pokazano je da je rezultat za godišnje opadanje gustine fluksa na 15 GHz 0.6% god^{-1} (O’Sullivan & Green, 1999).

Vinijakin (Vinyaikin, 2006) je izračunao godišnje opadanje gustine fluksa, d na 38, 151.5 i 80 MHz i dobio rezultate $d_{38} = -0.79 \pm 0.14\% \text{ god}^{-1}$, na osnovu rezultata merenja od 1956. do 2004. godine, $d_{151.5} = -0.83 \pm 0.04\% \text{ god}^{-1}$, za merenja 1966–2004 i $d_{81.5} = -0.86 \pm 0.14\% \text{ god}^{-1}$ za merenja 1966–1998. Ovi rezultati se poklapaju u okviru grešaka, a slažu se i sa rezultatima dobijenim kada se izbace starija, manje pouzdana merenja. Iz ovoga je Vinijakin (2006)

zaključio da godišnje opadanje gustine fluksa ne zavisi od frekvencije na području 38-151.5 MHz. Agafonov (1994) je iz podataka merenja gustine fluksa od 1977. do 1992. godine izračunao da srednje godišnje opadanje gustine fluksa na 102 MHz iznosi $0.8 \pm 0.12\%$, što se slaže sa ovim zaključkom. Vinijakin (Vinyaikin, 2007) dobija za godišnje opadanje gustine fluksa nešto manje vrednosti na 290 i 927 MHz, $d_{290} = -0.67 \pm 0.04\% \text{ god}^{-1}$ (merenja od 1978. do 2005. godine) i $d_{927} = -0.71 \pm 0.03\% \text{ god}^{-1}$ (merenja od 1977. do 2004. godine), pa iz tih podataka i iz gorepomenutih podataka za 38, 151.5, kao i za 2924 MHz, izbacivši starija merenja, dobija izraz za zavisnost d od frekvencije:

$$d_{\nu}[\% \text{ god}^{-1}] = -(0.66 \pm 0.06) + (0.066 \pm 0.056) \ln \nu[\text{GHz}]. \quad (13)$$

Pomoću najnovijih merenja na 74 MHz i mnogih starih podataka, Helmbolt i Kazim (Helmboldt & Kassim, 2009) pokazali su da se gustina fluksa od 1991. do 2006. godine smanjila čak do oko 27%. Gustine fluksa koje su oni izmerili na 74 MHz, znatno su veće nego one koje Barsov izraz predviđa, jer taj izraz daje prevelike vrednosti godišnjeg opadanja gustine fluksa d . S druge strane, kada su upotrebili nekoliko setova starijih podataka, zajedno sa novima, uz izvršena potrebna skaliranja na određene frekvencije, Helmbolt i Kazim (2009) su dobili da gustina fluksa opada $(0.77 \pm 0.02)\% \text{ god}^{-1}$ na 81 MHz, a $(0.84 \pm 0.05)\% \text{ god}^{-1}$ na 38 MHz (slično sa opadanjem koje je izračunao Ris 1990. godine na 38 MHz, koje iznosi $0.8\% \text{ god}^{-1}$, ali i slično proračunu Vinijakina iz 2006. godine). Pored toga, Helmbolt i Kazim (2009) tvrde da je na frekvencijama $38 \leq \nu \leq 80$ MHz vrednost godišnje promene gustine fluksa nezavisna od frekvencije, da se nije značajno promenila u poslednjih 50 godina i iznosi $0.8\% \text{ god}^{-1}$. Zatim, da gustina fluksa Cas A na niskim frekvencijama osciluje na vremenskoj skali $\sim 5 - 10$ godina sa četiri ili više moda, i da je to uzrok pogrešne procene godišnjeg opadanja koju daje izraz iz rada Barsa sa saradnicima iz 1977. godine, jer nisu imali podatke iz dovoljno dugog vremenskog perioda. Iz ovoga se vidi da mnogi naučnici nisu bili u pravu, jer su verovali da se godišnje opadanje gustine fluksa na niskim frekvencijama smanjuje, usled nedovoljno podataka, zbog nepreciznih merenja, ali i zbog oslanjanja na pogrešne procene godišnjeg opadanja gustine fluksa iz starijih radova.

3 Faze evolucije ostataka supernovih i odgovarajuće $\Sigma - D$ relacije

3.1 Evolucija ostatka supernove

Kada masivna zvezda eksplodira kao supernova, oslobađa se kinetička energija reda 10^{51} erga. Brzina širenja izbačenog materijala zvezde je oko 20000 km/s, a gustina međuzvezdane sredine (ISM) je oko 1 cm^{-3} . Magnetno polje hvata protone oslobođene eksplozijom supernove, protoni počinju da kruže oko linija sila, i tako se stvara barijera između izbačenog gasa SN i ISM. Tako nastaju udarni talas i ostatak supernove. Udarni talas sabija okolno međuzvezdano magnetno polje i ubrzava elektrone do ultrarelativističkih brzina, što stvara jaku sinhrotronsku emisiju. Za više o hidrodinamičkoj evoluciji SNR, pogledati radove Arbutine (2005) i Vukotića (2006) i tamošnje reference.

Evolucija ostatka supernove odvija se u četiri faze:

1. faza slobodnog širenja,
2. Sedovljeva faza ili faza očuvanja energije,
3. radijativna ili izotermalna faza,
4. disipativna faza ili faza rasipanja.

U fazi slobodnog širenja, koja nastupa neposredno nakon eksplozije, udarni talas se širi gotovo slobodno, konstantnom brzinom, kao da ga okolne čestice materije uopšte ne usporavaju, jer je gustina ljuske (ljuska SNR je opna debljine najčešće mnogo manje od radijusa ostatka, u kojoj je koncentrisan najveći deo mase ostatka) mnogo veća od gustine okolne sredine. Radijus se menja sa vremenom po zakonu

$$R \propto t. \tag{14}$$

Vreme trajanja ove faze je od nekoliko desetina do par stotina godina. Ostatak se nalazi u ovoj fazi dok je masa međuzvezdanog gasa preko koje je udarni talas prošao manja ili jednaka početnoj masi omotača zvezde koji je eksplozijom odbačen. Kada taj uslov više nije zadovoljen, ostatak prelazi u Sedovljevu fazu, u kojoj znatno više usporava.

U Sedovljevoj fazi, udarni talas usporava, pa je: $R \propto t^{2/5}$. Sada je masa međuzvezdanog gasa preko koje je udarni talas prošao mnogo veća od početne mase koju je supernova izbacila u okolinu. Procesi u ovoj fazi su skoro adijabatski, to jest gubici na zračenje su zanemarivi u odnosu na količinu energije koju ostatak poseduje. Ostatak se adijabatski širi, energija ostaje očuvana unutar sistema, pa se unutar ostatka formira vrela sredina ($T \sim 10^6\text{K}$, $n_e \sim 10^{-3}\text{cm}^{-3}$). Ostatak može biti u ovoj fazi i do milion godina.

Kada temperatura iza udarnog talasa dovoljno opadne, počinju značajni gubici energije zračenjem. Ostatak prelazi u izotermalnu fazu kada polovinu energije koju je dobio eksplozijom izgubi zračenjem. Energija koju udarni talas preda međuzvezdanoj materiji biva izračena, pa je ljuska uvek na istoj temperaturi. Energija nije očuvana unutar sistema, ali je impuls očuvan. Radijus zavisi od vremena kao: $R \propto t^{1/4}$.

Disipativna faza, poslednja faza evolucije SNR, nastaje kada brzina udarnog talasa padne ispod vrednosti brzine zvuka za datu sredinu. Ostatak se deformiše, razgrađuje i utapa u okolnu međuzvezdanu sredinu.

U ovom radu, mi se bavimo slobodnim širenjem i Sedovljevom fazom, dakle ispitujemo primenljivost teorija za te faze na Cas A. Samim tim što je ostatak veoma mlad, može se zaključiti da on nije ni u izotermalnoj niti u fazi rasipanja.

Treba pomenuti da su Gothelf sa saradnicima (Gothelf et al., 2001) zaključili da Cas A trenutno prelazi iz faze slobodnog širenja u Sedovljevu fazu, kao i da je odnos između mase međuzvezdanog gasa kroz koji je udarni talas prošao i mase izbačene eksplozijom, $\eta \lesssim 1$.

3.2 Zračenje primarno dolazi sa prednjeg udarnog talasa, faza slobodnog širenja

Prvi model koji ćemo primeniti na ovaj ostatak je model u kome se pretpostavlja da zračenje primarno dolazi sa prednjeg udarnog talasa (forward shock), gde se trenutno ubrzavaju čestice i odnosi se na ostatke u fazi slobodnog širenja. Taj model je iz rada Ševalje (Chevalier, 1982, 1983a) i izveden je za radio-supernove, pod pretpostavkom da je odnos energije magnetnog polja i energije kosmičkog zračenja prema energiji termalnog gasa iza udarnog talasa, konstantan. Prema ovom modelu, gustina materije odbačene eksplozijom supernove u fazi slobodnog širenja opada po zakonu:

$$\rho_{\text{sn}} = t^{-3} \left(\frac{r}{tU_c} \right)^{-n}, \quad (15)$$

gde je r razdaljina od centra eksplozije, U_c konstantna brzina širenja ljuske prouzrokovana zvezdanim vetrom, a $n \in (7, 12)$ ceo broj (Urošević i Milogradov-Turin 2007). U pomenutom modelu, gustina okolne sredine je:

$$\rho = qr^{-s}, \quad (16)$$

a q i U_c zavise od parametara eksplozije, tj. gubitka mase i gustine okolne sredine. Radijus udarnog talasa zavisi od vremena kao:

$$R \propto \left(\frac{U_c^n}{q} \right)^{1/(n-s)} t^{(n-3)/(n-s)}, \quad (17)$$

gde je $s \in \{0, 2\}$. Ovde slučaj $s = 2$ odgovara interakciji SNR sa sporom okozvezdanom materijom (CSM), stvorenom zvezdanim vetrom, koja je prisutna kod ostataka SN II i SN Ib/c, čije su zvezde roditelji bili mlade, masivne i vrele zvezde (a tu spada i Cas A). Za ostatke SN Ia, uzima se u obzir samo interakcija sa ISM i ovde je $s = 0$.

Prema tome, za Cas A iz prethodne jednačine sledi:

$$R \propto t^m, \quad (18)$$

gde m opisuje brzinu porasta radijusa sa vremenom, i gde:

$$m = \frac{n-3}{n-2}. \quad (19)$$

Iz jednačina (14) i (18) sledi da je m parametar usporavanja, tako da je za $m = 1$ brzina udarnog talasa konstantna, a za ostale $m < 1$ (jednačina 19) ostatak usporava. Prema tome, naziv faze slobodnog širenja je više istorijskog karaktera, budući da i tokom ove faze može doći do značajnog usporavanja širenja ostatka. Za ostatke kao što je Cas A, na primer, u ovoj fazi očekujemo interakciju sa CSM, a zatim i interakciju sa ISM.

Za Cas A ćemo koristiti izraz koji je izveden u pomenutom radu Ševaljea (1982) za gustinu fluksa sinhrotronskog zračenja za radio-supernove:

$$S_\nu \propto t^{-(5+\gamma_E-6m)/2}, \quad (20)$$

gde je γ_E energetska indeks, a m između 0.8 i 0.9 (prema izrazu 19). Izraz je dobijen za $s = 2$, tj. dok se ljuska još uvek nalazi u oblasti okozvezdanog materijala, u kojoj je raspodela CSM ravnomerna.

Pokazaćemo kako se pomoću prethodne relacije i na osnovu podataka iz posmatranja $S_\nu(t)$ može dobiti $\Sigma - D$ relacija za dati ostatak za fazu slobodnog širenja. Ako se jednačina (20) logaritmuje, dobija se izraz:

$$\log S_\nu = x \log t + c, \quad (21)$$

u kome je

$$x = -\frac{5 + \gamma_E - 6m}{2}, \quad (22)$$

gde je m između 0.8 i 0.9.

Ako se x odredi kao koeficijent pravca fita jednačine (21) na posmatranja $S_\nu(t)$ i ako znamo da je $\gamma_E = 2\alpha + 1 = 2.54$, gde je $\alpha = 0.77$ (Green, 2009), tada se iz jednačine (22) može izračunati:

$$m = \frac{2x + \gamma_E + 5}{6}. \quad (23)$$

S druge strane, ako pretpostavimo vrednosti m_p ⁶ između 0.8 i 0.9, možemo razmotriti kakve se vrednosti za x dobijaju iz jednačine (22). Ove vrednosti treba uporediti sa vrednostima za x dobijenim fitovanjem.

Naš glavni rezultat za date podatke i ovu fazu, parametar m , dobićemo iz jednačine (23).

Sada ćemo iz izraza (20) izvesti $\Sigma - D$ relaciju za ovaj model. Iz jednačine (18) sledi da je $t \propto R_m^{\frac{1}{m}}$, a kada se to ubaci u jednačinu (20), dobija se

$$S_\nu \propto R^{-(5+\gamma_E-6m)/2m}, \quad (24)$$

Ako u dobro poznatu relaciju $\Sigma_\nu \propto S_\nu/R^2$ ubacimo jednačinu (24), dobijamo $\Sigma_{\nu,m} \propto R^{-\beta_m}$, gde je

$$\beta_m = \frac{5 + \gamma_E - 2m}{2m}. \quad (25)$$

Tako bi se mogla dobiti $\Sigma - D$ relacija za fazu slobodnog širenja:

$$\Sigma_{\nu,m} \propto D^{-\beta_m}, \quad (26)$$

za date podatke. Tražena $\Sigma - D$ relacija za slobodno širenje, za dati model i date podatke iz posmatranja $S_\nu(t)$, na frekvenciji ν , mogla bi se naći iz jednačina (25) i (26), pod uslovom da goredobijeno m zadovoljava relaciju $0.8 \leq m \leq 0.9$.

3.3 Zračenje primarno dolazi sa prednjeg udarnog talasa, Sedovljeva faza

U ovom modelu zračenje primarno dolazi sa prednjeg udarnog talasa, gde se trenutno ubrzavaju čestice i odnosi se na ostatke u Sedovljevoj fazi. Poći ćemo

⁶Indeks p označava da je ovo pretpostavljeno m .

od $\Sigma - D$ relacije koju su izveli Đurić i Sikvist (Duric & Seaquist, 1986). Prema njihovom modelu u slučaju da je ostatak stariji, brzina udarnog talasa je $v \ll v_0$, a $D \gg 1$ pc. Tada je $\Sigma - D$ relacija data kao:

$$\Sigma(D) \propto D^{-(3\alpha+\delta\alpha+\delta-1)}. \quad (27)$$

Ovde je $v_0 = c\sqrt{m_e/m_p} \approx 7000 \frac{\text{km}}{\text{s}}$, a m_e i m_p su mase elektrona i protona, respektivno.

Ako je, pak, ostatak mlađi, brzina udarnog talasa je $v \gg v_0$, a $D \ll 1$ pc i tada važi:

$$\Sigma(D) \propto D^{-(6\alpha+\delta\alpha+\delta-1)}. \quad (28)$$

Znamo da zbog premalog prečnika ($D \ll 1$ pc) ovo nije slučaj za Cas A i da ostaci ovako malog prečnika nisu još uvek ni posmatrani u Galaksiji (Duric & Seaquist, 1986), ali radi potpunosti, bavićemo se i ovim slučajem, kao da ne znamo prečnik Cas A. U navedenim jednačinama α je spektralni indeks, a δ jeste parametar zavisnosti magnetnog polja B od prečnika D :

$$B(D) = B_0 \left(\frac{D}{D_0} \right)^{-\delta} \quad (29)$$

i važi da je $1.5 \leq \delta \leq 2$ (Duric & Seaquist, 1986).

U radu Vukotića, Arbutine i Uroševića (Vukotić, Arbutina, & Urošević, 2007) diskutuje se o parametru δ u gore navedenim jednačinama, za slučaj starijih i mlađih ostataka⁷. Ovde se razmatra da ako su ostaci supernovih mladi (a mi znamo da je Cas A mlad ostatak), to jest u ranoj Sedovljevoj, ili fazi slobodnog širenja, tada je širenje adijabatsko, pa su gubici energije na zračenje zanemarivi. Pod pretpostavkom da je širenje adijabatsko, očuvane su energija kosmičkih zraka i energija magnetnog polja, pa je $\frac{dW}{dt} = 0$, gde je W ukupna energija ostatka. Takođe, zadovoljen je uslov ekviparticije (jednakog učešća), $w_{\text{CR}} \propto w_{\text{H}}$, gde su w_{CR} i w_{H} gustina energije kosmičkih zraka i gustina energije magnetnog polja. Tako da je:

$$\frac{d}{dt}(W) = \frac{d}{dt}(wV) \propto \frac{d}{dt}(w_{\text{H}}V) \propto \frac{d}{dt}(H^2 D^3), \quad (30)$$

$$\frac{d}{dt}(W) = 0 \Rightarrow H \propto D^{-3/2}, \quad (31)$$

gde je w gustina ukupne energije, a V zapremina ljuske. Ovo znači da ako su ostaci u fazi slobodnog širenja, ili ranoj Sedovljevoj fazi i ako je zadovoljen uslov ekviparticije, tada će biti $\delta = 1.5$.

⁷Ovo nije ista podela na starije i mlađe ostatke kao kod Đurić i Sikvist (1986).

Pošto je ostatak Cas A mlad, u skladu sa navedenom pretpostavkom rane Sedovljeve faze, uz zadovoljen uslov ekvipartacije, ispitaćemo $\Sigma - D$ relacije (jednačine 27 i 28), za $\delta = 1.5$. Pored toga, ispitaćemo $\Sigma - D$ relacije i za turbulentno magnetno polje, pa ćemo staviti $\delta = 2$, kao što su koristili Đurić i Sikvist. Zbog Alfenove teoreme, dok se ostatak sferno simetrično širi, fluks magnetnog polja će ostati konstantan, pa se odatle dobija $\delta = 2$.

Prema formuli koju su dali Đurić i Sikvist (1986):

$$V(t) \propto t^{6/5} \quad (32)$$

je izraz za zavisnost zapremine ljuske od vremena.

U ovom poglavlju na nekoliko mesta koristimo znak za proporcionalnost, dok u radu Đurić i Sikvist (1986) autori koriste jednačine u kojima su pisali sve potrebne članove, od kojih većina za naše izvođenje nemaju značaja.

Iskoristićemo i Bellov (Bell, 1978) analitički izraz za sinhrotronsku emisivnost na datoj frekvenciji (Duric & Seaquist 1986):

$$\epsilon_\nu \propto B^{1+\alpha} v^{4\alpha} \left[1 + \left(\frac{7 \times 10^8}{v} \right)^2 \right]^\alpha, \quad (33)$$

gde je v brzina širenja ostatka. Kako je luminoznost, $L_\nu = V\epsilon_\nu$, to iz izraza (33) sledi:

$$L_\nu \propto V B^{1+\alpha} v^{4\alpha} \left[1 + \left(\frac{7 \times 10^8}{v} \right)^2 \right]^\alpha. \quad (34)$$

Zatim, važe relacije iz Đurić i Sikvist (1986):

$$v(t) \propto t^{-\frac{3}{5}}, \quad (35)$$

kao i

$$B(t) \propto t^{-\frac{2}{5}\delta}, \quad (36)$$

koja se dobija kada se u jednačinu (29) ubaci $D \propto t^{2/5}$ (Duric & Seaquist, 1986).

Iz jednačina (6) i (34) može se dobiti:

$$S_\nu \propto \frac{1}{4\pi d^2} V B^{1+\alpha} v^{4\alpha} \left[1 + \left(\frac{7 \times 10^8}{v} \right)^2 \right]^\alpha. \quad (37)$$

Izraz (37) se u slučaju da je ostatak stariji i brzina mu je $v \ll 7000 \frac{\text{km}}{\text{s}}$, a $D \gg 1$ pc, može napisati kao

$$S_\nu \propto V B^{1+\alpha} v^{2\alpha}, \quad (38)$$

Kada se u izraz (38) ubace jednačine (32), (35) i (36), dobija se jednačina:

$$S_\nu \propto t^{\frac{6}{5} - \frac{2}{5}\delta(1+\alpha) - \frac{6}{5}\alpha}. \quad (39)$$

Ako je ostatak mlađi, brzina mu je $v \gg 7000 \frac{\text{km}}{\text{s}}$, a $D \ll 1$ pc i tada izraz (37) postaje:

$$S_\nu \propto VB^{1+\alpha}v^{4\alpha} \quad (40)$$

Kada se u izraz (40) ubace (32), (35) i (36), dobija se izraz:

$$S_\nu(t) \propto t^{\frac{6}{5} - \frac{2}{5}\delta(1+\alpha) - \frac{12}{5}\alpha}, \quad (41)$$

Za Sedovljevu fazu, dobili smo dva izraza za $S_\nu(t)$, u zavisnosti od parametra δ , spektralnog indeksa i starosti ostatka, jednačine (39) i (41).

Prvo ćemo logaritmovati izraze (39) i (41) i iz njih dobiti jednačine slične jednačini (21). Zatim, za x koje smo dobili fitovanjem i $\alpha = 0.77$ računamo odgovarajuće vrednosti parametra δ . Ako neki od ova dva slučaja odgovara našem ostatku, trebalo bi za isti da dobijemo da $1.5 \leq \delta \leq 2$. Takve vrednosti za δ bi mogle biti zanimljive i upotrebljive za diskusiju o $\Sigma - D$ relaciji, jednačine (27) i (28), za ostatak Cas A.

3.4 Modeli iz rada Bereško i Folk (2004)

Na osnovu poznatog α i iz fitovanja dobijenog x , prodiskutovaćemo da li za Cas A važe četiri teorijske $\Sigma - D$ relacije koje su izveli Bereško i Folk (2004). Oni razmatraju uglavnom supernove tipa Ia, to jest ostatke eksplozija manje masivnih zvezda (belih patuljaka) u dvojnim sistemima, koji interaguju sa međuzvezdanom materijom. $\Sigma - D$ relacije iz ovog rada, preuzimamo u obliku iz Arbutina (2005). Prva relacija je izvedena za kasno slobodno širenje:

$$\Sigma_\nu \propto D^{-\frac{3\alpha+1}{8}}. \quad (42)$$

Ubacivanjem jednačine (42) u $S_\nu \propto D^2\Sigma_\nu$, dobijamo $S_\nu \propto D^{-\frac{3\alpha-15}{8}}$. Zbog $R \propto t^m \Rightarrow$

$$S_\nu \propto t^{(15-3\alpha)\frac{m}{8}}. \quad (43)$$

Pošto x dobijamo iz fita, a α znamo, to iz jednačine (43) dobijamo m na osnovu koga ćemo videti da li je ostatak u ovoj fazi.

Proverićemo i $\Sigma - D$ jednačinu za slučaj ranog slobodnog širenja (Berezhko & Völk, 2004):

$$\Sigma_\nu \propto D. \quad (44)$$

Oдавде je $S_\nu \propto D^3 \propto t^{3m}$, tj. $x = 3m$, pa sledi da S_ν raste, a to nije posmatrano za ovaj ostatak. Zbog toga ostatak nije u ovoj fazi.

Da bismo proverili da li je Cas A u ranoj Sedovljevoj fazi, korišćićemo $S_\nu(t)$ relaciju za ovu fazu, koju ćemo izvesti iz $\Sigma - D$ relacije Bereška i Folka (2004) za istu fazu. Dakle, za ranu Sedovljevu fazu važi:

$$\Sigma_\nu \propto D^{-\frac{3\alpha+7}{2}}. \quad (45)$$

Kada se izraz (45) ubaci u $S_\nu \propto D^2 \Sigma_\nu$, dobijamo $S_\nu \propto D^{-(3\alpha+3)/2}$. Pošto je $D \propto t^{2/5}$, to dobijamo $S_\nu(t)$ relaciju za ranu Sedovljevu fazu u obliku:

$$S_\nu \propto t^{-(3+3\alpha)/5}. \quad (46)$$

Upoređivanjem x dobijenog iz fita sa eksponentom ove relacije proverićemo da li je ostatak u ovoj fazi.

I na kraju za kasnu Sedovljevu fazu, $\Sigma - D$ relacija, prema Bereško i Folk (2004) glasi:

$$\Sigma_\nu \propto D^{-2}, \quad (47)$$

pa je S_ν konstantno ili ne zavisi od D , a samim tim ni od vremena. To se ne poklapa sa posmatranjima gustine fluksa Cas A.

3.5 Zračenje dolazi iz oblasti koja (trenutno) nije vezana za udarni talas

Model iz rada Bereško sa saradnicima (Berezhko et al., 2003) zasniva se na teoriji Šklovskog (Shklovsky, 1960). U ovoj teoriji se pretpostavlja da se značajno ubrzavanje čestica odigralo u nekom ograničenom intervalu vremena u prošlosti, tako da sinhrotronsko zračenje sada dolazi iz oblasti u kojoj se ultra-relativistički elektroni više ne ubrzavaju, već samo adijabatski šire, pa zato ostatak bleđi.

Ovo ubrzavanje se moglo desiti ako je udarni talas naišao na ljusku nastalu u interakciji sporog vetra nastalog gubitkom mase u fazi superdžina i brzog vetra sa Volf-Rajeove zvezde koja je zatim ekspanzionalno kao SN Ib.

Na osnovu ovog modela može se pokazati (Urošević i Milogradov-Turin, 2007) da je

$$S_\nu \propto t^{-2m\gamma_E}, \quad (48)$$

odakle, na osnovu jednačine (3) sledi da je $m = -x/(2\gamma_E)$. Zbog jednačine (18) važi

$$S_\nu \propto R^{-2\gamma_E}, \quad (49)$$

a kada se to ubaci u relaciju $\Sigma_\nu \propto S_\nu/R^2$, dobija se $\Sigma - D$ relacija za ovaj ostatak u obliku:

$$\Sigma_\nu \propto D^{-2(\gamma_E+1)}. \quad (50)$$

4 Rezultati

4.1 Obrada podataka

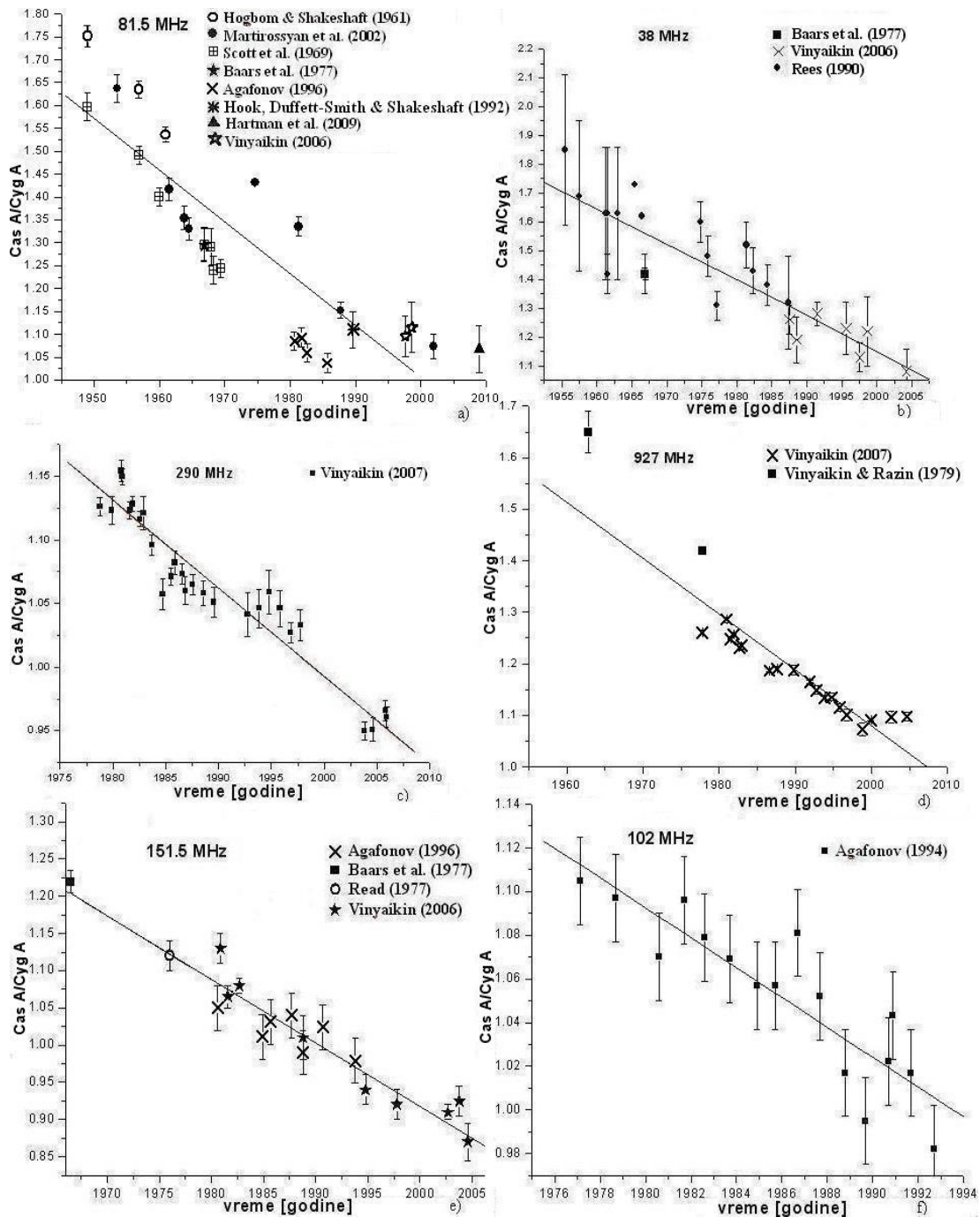
Koristili smo podatke iz posmatranja gustine fluksa u vremenu iz različitih radova, na raznim frekvencijama, bez obzira na njihovu starost. Da nismo izostavili neke dostupne značajne podatke, smatramo jer koristimo sve podatke iz posmatranja koje su koristili Helmbolt i Kazim (Helmboldt & Kassim, 2009), kao i još neke koje smo našli u literaturi. Za razliku od Helmbolt i Kazim (2009), mi nismo skalirali podatke, već su svi podaci upotrebljeni samo na frekvencijama na kojima su ih navodili autori radova iz kojih preuzimamo podatke.

U nekima od korišćenih radova je datum posmatranja dat u decimalnom zapisu, za neke podatke je dat mesec posmatranja, a za neke samo godina posmatranja. Kad god je bio dat neki vremenski interval posmatranja, mi smo uzimali sredinu tog intervala kao trenutak posmatranja. Koristili smo da je vreme eksplozije 1671.3 godina prema Torstensen, Fesen i van den Berg (Thorstensen, Fesen & van den Bergh, 2001).

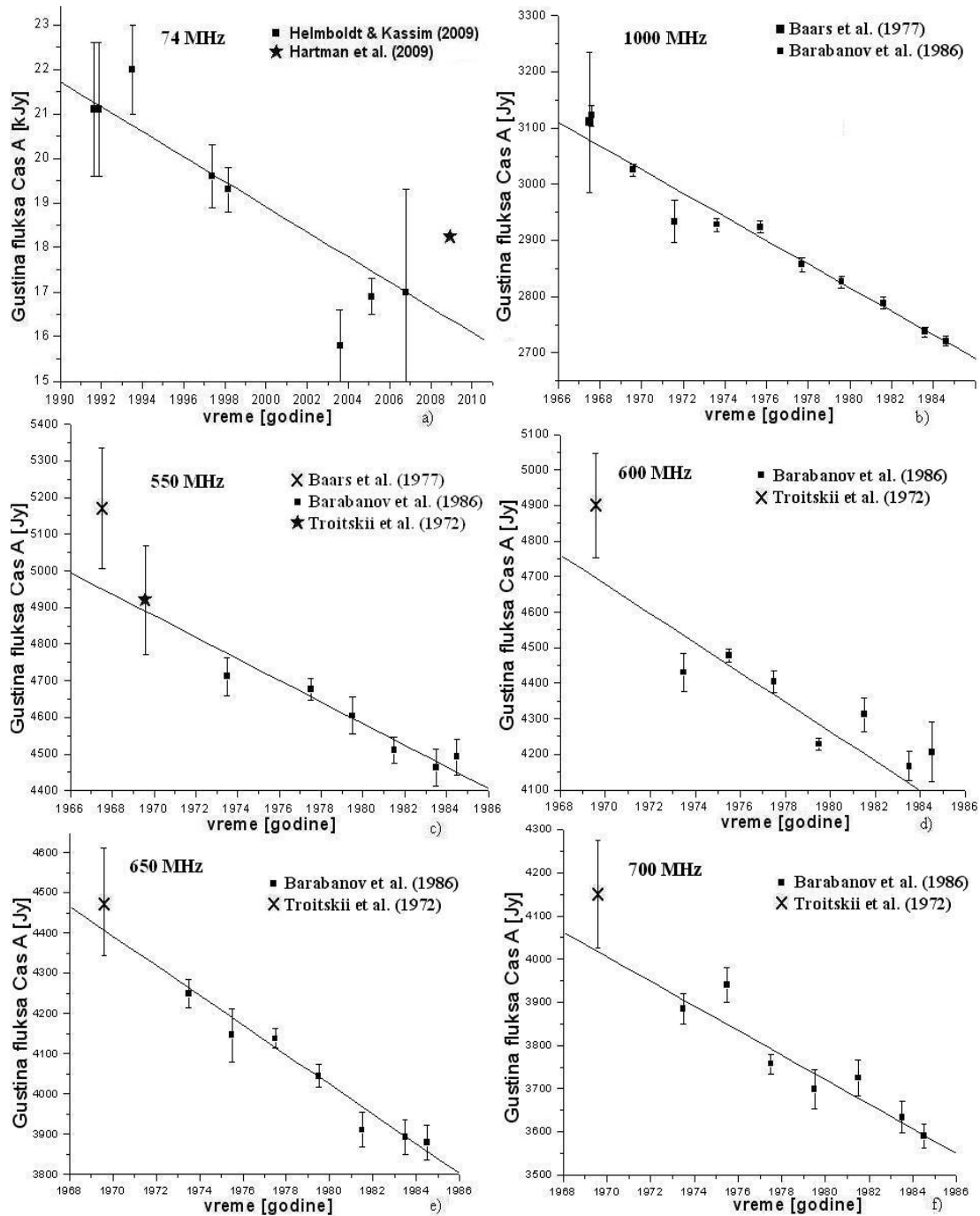
U Prilogu, na kraju rada smo prikazali sve podatke zavisnosti $S_\nu(t)$ koje smo upotrebili u ovom radu, od kojih su neki dobijeni tako što smo podatke iz literature u relativnim jedinicama $S_{\text{CasA}}/S_{\text{CygA}}$ pretvorili u S_{CasA} , množeći odnos $S_{\text{CasA}}/S_{\text{CygA}}$ sa S_{CygA} , uzetim iz rada Barsa sa saradnicima (1977), ili dobijenim preko formule za S_{CygA} iz istog rada.

Fitovanje je urađeno u programskom paketu za analizu i prikaz naučnih podataka, ORIGIN. Podaci su fitovani upotrebom neotežanog metoda najmanjih kvadrata. U Tabeli 1 prikazani su sledeći parametri fitova za različite frekvencije: x (koeficijent pravca zavisnosti $\log S_\nu(\log t)$), koeficijent korelacije R , standardna devijacija SD , a zatim i broj tačaka fita N , interval posmatranja i dobijeno godišnje opadanje gustine fluksa d (videti dole).

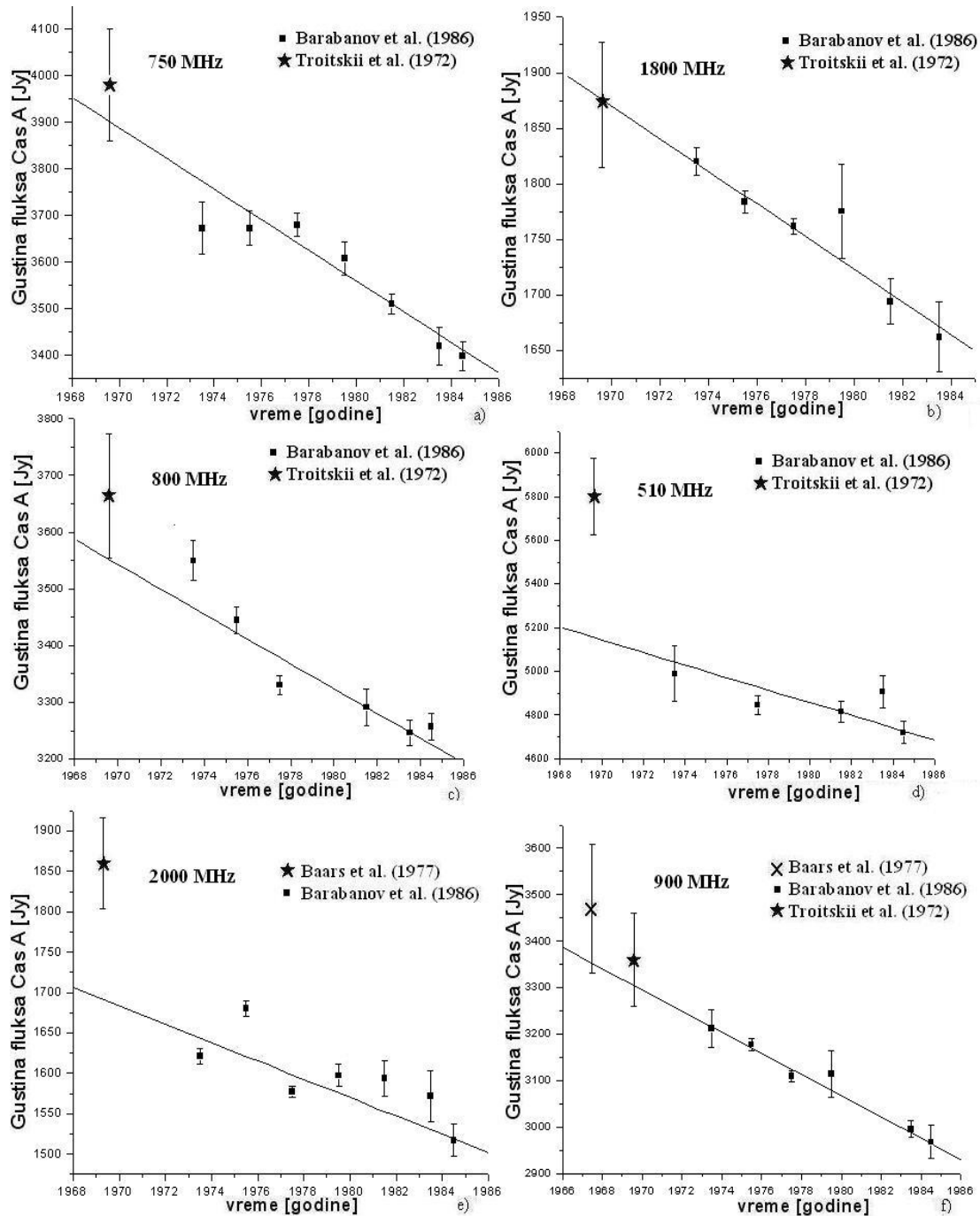
Prvi set podataka koji koristimo (Slika 2a) je odnos gustina fluksa Cas A i Cyg A u vremenu na 81.5 MHz (Högbom & Shakeshaft, 1961, Scott et al., 1969, Agafonov, 1996, Baars et al., 1977, Hook, Duffett-Smith & Shakeshaft, 1992, Vinyaikin, 2006), kao i na 80 MHz (Martirossyan et al., 2002 i Hartman et al., 2009). Na Slici 2b prikazan je odnos gustina fluksa Cas A i Cyg A u vremenu, na 38 MHz (Baars et al., 1977, Vinyaikin, 2006, Rees, 1990). Na Slici 2c su podaci na 290 MHz (Vinyaikin, 2007). Podaci na 927 MHz (Slika 2d) takođe su uzeti iz Vinijakin (2007), kao i Vinijakin i Razin (Vinyaikin & Razin, 1979). Za 151.5



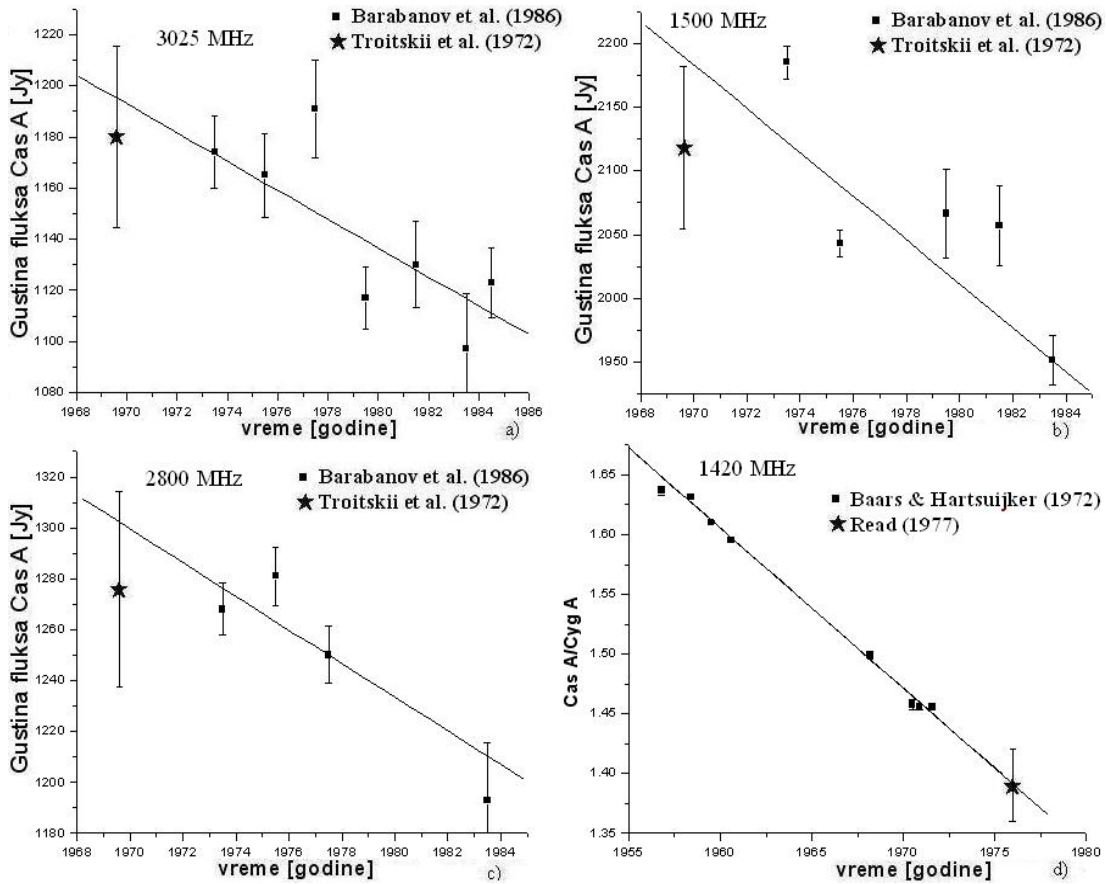
Slika 2: Odnos gustina fluksa Cas A i Cyg A: 2a: Podaci na 81.5 MHz (Högbom & Shakeshaft 1961, Scott et al. 1969, Agafonov 1996, Baars et al. 1977, Hook, Duffett-Smith, & Shakeshaft 1992, Vinyaikin 2006), kao i na 80 MHz (Martirosyan et al. 2002, Hartman et al. 2009); 2b: 38 MHz (Baars et al. 1977, Vinyaikin 2006, Rees 1990); 2c: 290 MHz (Vinyaikin 2007). 2d: 927 MHz (Vinyaikin 2007, Vinyaikin & Razin 1979); 2e: 151.5 MHz (Agafonov 1996, Baars et al. 1977, Read 1977a, Vinyaikin 2006); 2f: 102 MHz (Agafonov 1994).



Slika 3: Gustina fluksa Cas A: 3a: Podaci na 74 MHz (Helmboldt & Kassim 2009, Hartman et al. 2009); 3b: 1000 MHz (Baars et al. 1977, Barabanov et al. 1986); 3c: 550 MHz (Baars et al. 1977, Barabanov et al. 1986, Troitskii et al. 1972); 3d: 600 MHz (Barabanov et al. 1986, Troitskii et al. 1972); 3e: 650 MHz (Barabanov et al. 1986, Troitskii et al. 1972); 3f: 700 MHz (Barabanov et al. 1986, Troitskii et al. 1972).



Slika 4: Gustina fluksa Cas A: 4a: Podaci na 750 MHz (Barabanov et al. 1986, Troitskii et al. 1972); 4b: 1800 MHz (Barabanov et al. 1986, Troitskii et al. 1972); 4c: 800 MHz (Barabanov et al. 1986, Troitskii et al. 1972); 4d: 510 MHz (Barabanov et al. 1986, Troitskii et al. 1972); 4e: 2000 MHz (Barabanov et al. 1986, Troitskii et al. 1972); 4f: 900 MHz (Barabanov et al. 1986, Troitskii et al. 1972, Baars et al. 1977).



Slika 5: Gustina fluksa Cas A: 5a: Podaci na 3025 MHz (Barabanov et al. 1986, Troitskii et al. 1972); 5b: 1500 MHz (Barabanov et al. 1986, Troitskii et al. 1972); 5c: 2800 MHz (Barabanov et al. 1986, Troitskii et al. 1972). Zatim odnos gustina fluksa Cas A i Cyg A: 5d: 1420 MHz (Baars & Hartsuijker 1972, Read 1977).

MHz (Slika 2e), podaci su iz Agafonov (Agafonov, 1996), Bars sa saradnicima (1977), Rid (Read, 1977a) i Vinijakin (Vinyaikin, 2006). Na Slici 2f su podaci na 102 MHz (Agafonov, 1994).

Podaci o gustini fluksa Cas A u vremenu, na 74 MHz uzeti su iz radova Helmbolt i Kasim (2009) i Hartman sa saradnicima (Hartman et al., 2009) i prikazani su na Slici 3a. Vrednost gustine fluksa za jednu, poslednju tačku našega fita, iz rada Hartmana sa saradnicima (2009) je dobijena kao $S_\nu = 18.217 [\text{kJy}] = 1.05 \cdot 17.35 [\text{kJy}]$, gde je 1.05 ± 0.03 odnos gustina fluksa Cas A i Cyg A na 73.8 MHz, iz rada Hartmana sa saradnicima (2009), a 17.35 kJy je gustina fluksa Cyg A na 74 MHz iz Bars sa saradnicima (1977) (prema Helmbolt i Kasim, 2009). Pošto je ovo merenje trajalo od 7. septembra 2008. do 5. februara 2009, za trenutak posmatranja uzeli smo polovinu ovog intervala (2008.89 godina).

Podaci merenja gustine fluksa u vremenu na ostalim frekvencijama (videti

Tabelu 1 i Slike 3, 4 i 5) uzeti su iz radova Barabanov sa saradnicima (Barabanov et al., 1986), Troicki sa saradnicima (Troitskii et al., 1972), Bars i Hartsuijker (Baars & Hartsuijker, 1972) i Bars sa saradnicima (1977).

ν [MHz]	$x \pm \Delta x$	R	SD	N	interval[god]	d [% god ⁻¹]
81.5	-2.64 ± 0.26	-0.89	0.032	28	1948-2008	-0.86 ± 0.09
38	-2.70 ± 0.29	-0.89	0.029	24	1955-2004	-0.88 ± 0.09
290	-2.00 ± 0.13	-0.95	0.007	27	1978-2005	-0.62 ± 0.04
927	-2.97 ± 0.23	-0.95	0.014	21	1962-2004	-0.94 ± 0.08
151.5	-2.60 ± 0.18	-0.96	0.010	18	1966-2004	-0.82 ± 0.06
102	-2.04 ± 0.29	-0.88	0.007	16	1977-1992	-0.65 ± 0.09
74	-4.87 ± 1.13	-0.85	0.028	9	1991-2008	-1.48 ± 0.35
1000	-2.27 ± 0.14	-0.98	0.004	11	1967-1984	-0.74 ± 0.05
550	-2.34 ± 0.27	-0.96	0.006	8	1967-1984	-0.77 ± 0.09
600	-2.83 ± 0.51	-0.91	0.01	8	1969-1984	-0.92 ± 0.17
650	-2.92 ± 0.20	-0.98	0.004	8	1969-1984	-0.96 ± 0.07
700	-2.74 ± 0.32	-0.96	0.006	8	1969-1984	-0.90 ± 0.11
750	-2.89 ± 0.34	-0.96	0.006	8	1969-1984	-0.95 ± 0.11
1800	-2.47 ± 0.32	-0.96	0.005	7	1969-1983	-0.81 ± 0.10
800	-2.51 ± 0.29	-0.97	0.005	7	1969-1984	-0.82 ± 0.10
510	-3.21 ± 1.09	-0.83	0.02	6	1969-1984	-1.04 ± 0.36
2000	-3.17 ± 0.73	-0.87	0.014	8	1969-1984	-1.03 ± 0.24
900	-2.63 ± 0.18	-0.99	0.004	8	1967-1984	-0.86 ± 0.06
3025	-1.45 ± 0.43	-0.81	0.008	8	1969-1984	-0.47 ± 0.14
1500	-1.66 ± 0.71	-0.76	0.012	6	1969-1983	-0.55 ± 0.23
2800	-1.52 ± 0.47	-0.88	0.007	5	1969-1983	-0.50 ± 0.15
1420	-2.55 ± 0.07	-1	0.002	9	1956-1976	-0.87 ± 0.02

Tabela 1. *Parametri fitova na različitim frekvencijama.*

U Tabeli 1 primećujemo da se vrednosti x znatno razlikuju, a to je iz bar dva razloga. Prvo, jer linearno fitujemo opadanje sa periodičnim oscilacijama koristeći različite setove podataka koji su sa raznih delova sinusoida. Drugo, jer verovatno postoji blago opadanje nagiba sa povećanjem frekvencije, o čemu je već diskutovano. Zato smo za potrebe ovog rada, za sve te vrednosti x na raznim frekvencijama našli srednje x po formuli za srednju aritmetičku vrednost:

$$\bar{x} = \frac{\sum_i \frac{1}{(\Delta x_i)^2} x_i}{\sum_i \frac{1}{(\Delta x_i)^2}}, \quad (51)$$

gde je Δx_i greška od x_i . Za grešku od \bar{x} smo koristili formulu za srednju kvadratnu

grešku:

$$(\sigma_{\bar{x}})^2 = \frac{\sum_i \frac{1}{(\Delta x_i)^2} (x_i - \bar{x})^2}{(n-1) \sum_i \frac{1}{(\Delta x_i)^2}}, \quad (52)$$

gde je n broj frekvencija. Dobija se da je $\bar{x} = -2.5 \pm 0.1$. Ovakvu vrednost za srednje x smo koristili pri proveri modela. U idealnom slučaju za ovo usrednjavanje bi trebalo koristiti podatke na još više različitih frekvencija.

Takođe smo izračunali vrednosti godišnjeg opadanja gustine fluksa Cas A na raznim frekvencijama, na osnovu pomenutih podataka $S_\nu(t)$, pomoću formule:

$$d[\% \text{ god}^{-1}] = \frac{d \ln S_\nu}{dt}. \quad (53)$$

Drugim rečima, d smo dobili kao koeficijent pravca linearnog fita zavisnosti $\ln S_\nu$ od $t[JD]$. Dobijene vrednosti su prikazane u Tabeli 1. Kada uporedimo dobijene vrednosti d sa vrednostima iste veličine iz drugih radova opisanim u poglavlju 2.2, koje iznose oko $-0.8\% \text{ god}^{-1}$ (barem za frekvencije od 38-151.5 MHz, prema Vinijakin 2006), možemo zaključiti da se ove naše vrednosti uglavnom poklapaju sa rezultatima iz drugih radova u granicama grešaka. Najveće odstupanje od vrednosti d koje su određene u drugim radovima ima fit na 74 MHz, čiji previše strm nagib se može objasniti suviše kratkim intervalom dostupnih posmatranja.

Izbor tačaka za ovakvo fitovanje tj. posedovanje dovoljno gustih podataka sa dovoljno dugog vremenskog intervala veoma su bitni za primenu MNK metoda na ovakvu zavisnost, zbog značajnih oscilacija gustine fluksa (videti rad Helmbolta i Kazima, 2009). Primer za to su fitovi koji iako su vršeni na vremenskim intervalima koji mogu biti dovoljne dužine, nisu dobar uzorak za ovakvo fitovanje jer zahvataju samo jedan, nedovoljan deo sinusoide po kojoj osciluje gustina fluksa. U našem slučaju, takvi podaci su podaci za fit na 74 MHz (videti Tabelu 1 i Sliku 3a).

4.2 Traženje parametara m ili δ i $\Sigma - D$ relacije

Naš osnovni cilj je određivanje parametra m ili δ ukoliko nađemo odgovarajući model ovog ostatka. Prvi slučaj je mogućnost da zračenje primarno dolazi sa prednjeg udarnog talasa i da je ostatak u fazi slobodnog širenja (poglavljje 3.2). Drugi slučaj je da zračenje primarno dolazi sa prednjeg udarnog talasa i da je ostatak u Sedovljevoj fazi (poglavljje 3.3). Treća mogućnost je kad zračenje dolazi iz oblasti koja (trenutno) nije vezana za udarni talas (poglavljje 3.5). Ako ustanovimo model i fazu u kojoj se ostatak nalazi, zadatak nam je i nalaženje $\Sigma - D$ relacije iz vrednosti tog parametra, za tu fazu.

U prvom slučaju imajući u vidu $S - t$ relaciju (20) kao i dobijeno srednje x koje iznosi $\bar{x} = -2.5$, dobija se da je $m = 0.423$. S obzirom da ovaj model podrazumeva da je m između 0.8 i 0.9, dobijena vrednost za m se ne uklapa u model. Prema tome, pomenuti model ne odgovara ovom ostatku.

Razmotrimo sada mogućnost da je Cas A u Sedovljevoj fazi. Kada se u relaciju (39) ubace rezultat fita \bar{x} i poznato $\alpha = 0.77$, dobijamo vrednost $\delta = 3.92$. Zatim, kada se u jednačinu (41) ubace \bar{x} i poznato α , dobijamo $\delta = 2.61$. Ni jedan od dobijenih rezultata δ ne ispunjava uslov iz Đurić i Sikvist (1986) da je $1.5 \leq \delta \leq 2$. Ovo znači da teorija Đurića i Sikvista (1986) ne opisuje dobro evoluciju ostatka (ili ostatak nije u Sedovljevoj fazi ili pretpostavke teorije nisu odgovarajuće).

U trećem slučaju iz $S - t$ relacije prema modelu Šklovskog, na sličan način dobija se $m = 0.492$. Ova teorija je prema nekim autorima primenjiva za ovaj ostatak (Chevalier & Liang, 1989; Garcia-Segura et al., 1996; Borkowski et al., 1996).

Pošto nismo sa sigurnošću našli model koji odgovara ovom ostatku, ne možemo odrediti ni vrednosti odgovarajućih parametara m ili δ , pa prema tome ni $\Sigma - D$ relaciju za ovaj ostatak. Primećujemo da od svih modela koje smo pomenuli, model Šklovskog (Berezhko & Völk, 2003) ima najviše sličnosti po rezultatu m sa vrednošću koja se očekuje na osnovu teorije. Taj rad predstavlja jednu od verovatnih hipoteza o ovom ostatku.

Međutim, ostaje mogućnost da je zračenje vezano za povratni udarni talas i kontakti diskontinuitet (što smatra značajan broj autora), ali ne postoji dovoljno precizna teorija koja bi ovo zračenje opisala.

Rezultati fitova kao i računanje parametara koje smo pokazali u ovom radu mogli bi se upotrebiti kao kontrola neke buduće teorije za ovaj ostatak.

4.3 Provera da li je ostatak Cas A u nekoj od faza iz rada Bereško i Folk (2004)

Razmotrimo mogućnosti da je Cas A u nekoj od dve faze iz rada Bereško i Folk (2004), kasnom slobodnom širenju, ili ranoj Sedovljevoj fazi.

Imajući u vidu eksponent iz relacije (43) koja je izvedena za kasno slobodno širenje, i srednjeg rezultata fita, kao i $\alpha = 0.77$, dobijamo da je $m = -1.565$, a to je besmislen rezultat. Kako je u ovoj fazi $D \propto t^m$, to bi značilo da D opada sa t , pa bi ovo bilo skupljanje, a ne širenje ostatka. Zbog toga teorija za kasno slobodno širenje iz Bereško i Folk (2004) ne može biti podržana našim rezultatima.

Kada se umesto eksponenta jednačine (46) koja je dobijena za ranu Sedovljevu fazu, zameni vrednost usrednjenog x , dobija se da je $\alpha = 3.138$, što se jako razlikuje od tačne vrednosti. Zaključak je da se podaci za Cas A ne slažu sa

relacijom za ranu Sedovljevu fazu.

Kao što smo već napomenuli, sve relacije iz Bereško i Folk (2004) su izvedene uglavnom za SN Ia, odnosno ostatke koji interaguju samo sa međuzvezdanom materijom (a ne za mlade ostatke, SN Ib ili II, koji interaguju i sa CSM i sa ISM, kakav je Cas A), pa se verovatno zbog toga Cas A ponaša na drugačiji način. Ovo je u saglasnosti sa tvrdnjom iz Bereško i Folk (2004) da se te relacije ne odnose na Cas A.

5 Zaključak

U ovom radu videli smo da prema analiziranim podacima iz posmatranja ne možemo tvrditi sa sigurnošću da neki od pomenutih modela odgovara u potpunosti ostatku Cas A. Ostatak je verovatno na prelazu iz faze slobodnog širenja u Sedovljevu fazu, kao što se navodi u literaturi. Postupak naveden u ovom radu mogao bi poslužiti kao provera nekom budućem modelu ovog ili nekog drugog ostatka.

Jedna od mogućnosti koja daje relativno dobre rezultate je da je do ubrzanja čestica došlo u nekom trenutku u prošlosti pri nailasku udarnog talasa na gustu ljusku u CSM i da sinhrotronsko zračenje sada dolazi iz oblasti u kojoj se ultra-relativistički elektroni više ne ubrzavaju, već samo adijabatski šire (teorija Šklovskog). Ovakva $S - t$ relacija bi dala da je parametar $m = 0.5$, što je između $2/5$ (Sedovljeva faza) i $m \approx 1$ (rano slobodno širenje).

S druge strane, ostaje mogućnost koju smatra verovatnom značajan broj istraživača da je zračenje na neki način vezano za povratni udarni talas i kontaktni diskontinuitet i da su oni u stvari "svetli prsten". Ne postoji dovoljno precizna teorija koja bi ovo zračenje opisala.

Jedna od posledica toga što primenjujemo linearni fit na posmatranu gustinu fluksa je da je fit vrlo osetljiv na izbor podataka zbog velikih oscilacija gustine fluksa, čiji su periodi 5 do 10 godina. Zato je potrebno imati podatke sa dovoljno dugog vremenskog perioda.

Određivanje parametara m i δ bilo bi od velikog značaja za opis evolucije nekih SNR. Za neki ostatak čiji model je približno dobro određen mogao bi se u nekom budućem radu koristeći postupak kao u ovom radu, iz $S - t$ relacije naći parametar m ili δ , a zatim i $\Sigma - D$ relacija.

Tek budućim posmatranjima, kada bude bio povećan vremenski period kontinuiranog posmatranja ostatka Cas A, na što različitim frekvencijama, biće moguće sa većom pouzdanošću odrediti empirijsku $S - t$ relaciju, a samim tim preciznije opisati radio-evoluciju ovog ostatka.

6 Literatura

- Agafonov, M. I. 1994, *Astron. Zh.*, 20, 18.
- Agafonov, M. I. 1996, *A&A*, 306, 578.
- Arbutina, B. 2005, *Magistarska teza*, Univerzitet u Beogradu.
- Baars, J. W. M., Genzel, R., Pauliny-Toth, I. I. K. & Witzel, A. 1977, *A&A*, 61, 99.
- Baars, J. W. M., & Hartsuijker, A., P. 1972, *A&A*, 17, 172.
- Barabanov, A. P., Ivanov, V. P., Stankevich, K. S., & Stolyarov, S. P. 1986, *Astron. Zh.*, 63, 926.
- Bell, A. R. 1978, *MNRAS*, 182, 443.
- Berezhko, E. G., Pühlhofer, G., & Völk, H. J. 2003, *A&A*, 400, 971.
- Berezhko, E. G., & Völk, H. J. 2004, *A&A*, 427, 525.
- Borkowski, K. J., Szymkowiak, A. E., Blondin, J. M., & Sarazin, C. L. 1996, *ApJ*, 466, 866.
- Case, G. L., & Bhattacharya, D. 1998, *ApJ*, 504, 761.
- Chevalier, R. A. 1982, *ApJ*, 258, 790.
- Chevalier, R. A. 1983a, *ApJ*, 272, 765.
- Chevalier, R. A., & Liang, E. P. 1989, *ApJ*, 344, 332.
- DeLaney, T., Rudnick, L., Jones, T. W., Fesen, R., Hwang, U., Petre, R., Morse, J. 2005, *X-Ray and Radio Connections*, Published electronically by NRAO, <http://www.aoc.nrao.edu/events/xraydio>, Held 3-6 February 2004 in Santa Fe, New Mexico, USA.
- DeLaney, T., Rudnick, L. 2003, *ApJ*, 589, 818.
- Duric, N., Seaquist, E. R. 1986, *ApJ*, 301, 308.
- Fesen, R. A., Becker, R. H., & Goodrich, R. W. 1988, *ApJ*, 329, L89.
- Garcia-Segura, G., Langer, N., Low, M.-M. M. 1996, *A&A*, 316, 133.
- Gotthelf, E. V., Koralesky, B., Rudnick, L., Jones, T. W., Hwang, U., & Petre R. 2001, *ApJ*, 552, L39.

- Green, D. A. 2009, A Catalog of Galactic Supernova Remnants (March 2009 version), Mullard Radio Astronomy Observatory, Cambridge, United Kingdom (available on the World Wide Web at: <http://www.mrao.cam.ac.uk/surveys/snrs/index.html>).
- Hartman, J., et al. 2009, Long Wavelength Array Memo Series (Blacksburg, VA: Virginia Polytechnic Institute and State Univ.), 155.
- Helmholtz, J. F., & Kassim, N. E. 2009, AJ, 138, 838.
- Högbom, J. A., & Shakeshaft, J. R. 1961, Nature, 189, 561.
- Hook, I. M., Duffett-Smith, P. J., & Shakeshaft, J. R. 1992, A&A, 255, 285.
- Martirossyan, R. M., Goulyan, A. G., Sanamyan, V. A., & Manaselyan, Kh. A. 2002, Astrophysics, 45, 365.
- O'Sullivan, C., & Green, D. A. 1999, MNRAS, 303, 575.
- Poveda, A., Woltjer, L. 1968, AJ 73(2), 65.
- Read, P. L. 1977a, MNRAS, 178, 259.
- Reed, J. E., Hester, J. J., Fabian, A. C., & Winkler, P. F. 1995, ApJ, 440, 706.
- Rees, N. 1990, MNRAS, 243, 637.
- Reichart, D. E., & Stephens, A. W. 2000, ApJ, 537, 904.
- Shklovsky, I. S. 1960a, Astron. Zh., 37, 256.
- Shklovsky, I. S. 1960b, Astron. Zh., 37, 369.
- Shklovsky, I. S. 1968, *Supernovae*, John Wiley & Sons, New York, London.
- Thorstensen, J., Fesen, R., & van den Bergh, S. 2001, AJ, 122, 297.
- Troitskii, V. S., Stankevich, K. S., Tseitlin, N. M., Krotikov, V. D., Bondar', L. N., Strezhneva, K. M., Rakhlin, V. L., Ivanov, V. P., Pelyushenko, S. A., Zubov, M. M., Samoilov, R. A., Titov, G. K., Porfir'ev, V. A., & Chekalev, S. P. 1972, Astron. Zh., 48, 1150.
- Umeda, H., Nomoto, K., Tsuruta, S., Mineshige, S. 2000, ApJ, 534, L193.
- Urošević, D. 2000, Doktorska disertacija, Univerzitet u Beogradu.
- Urošević, D., Milogradov-Turin, J: 2007, Teorijske osnove radio-astronomije, Matematički fakultet, Beograd.
- Vinyaikin, E. N. 2006, Astron. Rep., 50, 143.
- Vinyaikin, E. N. 2007, Astron. Rep., 84, 105.
- Vinyaikin, E. N., & Razin, V. A. 1979, Astron. Zh., 56, 913.

- Vinyajkin, E. N., & Razin, V. A. astro-ph/0412593 v1 (2004).
Vukotić, B., Arbutina, B., & Urošević, D. 2007, *RevMexAA*, 43, 33.
Vukotić, B. 2006, Magistarska teza, Univerzitet u Beogradu.

A Prilog

U donjoj Tabeli su prikazani svi podaci upotrebljeni u ovom radu.

broj	S_ν [Jy]	ν [MHz]	epoha	ΔS_ν [Jy]	rad
1	21100.0	74	1991.65	1500.00	Helmboldt & Kassim, 2009
2	21100.0	74	1991.90	1500.00	Helmboldt & Kassim, 2009
3	22000.0	74	1993.52	1000.00	Helmboldt & Kassim, 2009
4	19600.0	74	1997.38	700.000	Helmboldt & Kassim, 2009
5	19300.0	74	1998.18	500.000	Helmboldt & Kassim, 2009
6	15800.0	74	2003.59	800.000	Helmboldt & Kassim, 2009
7	16900.0	74	2005.14	400.000	Helmboldt & Kassim, 2009
8	17000.0	74	2006.82	2300.00	Helmboldt & Kassim, 2009
9	18217.5	74	2008.89	30.0000	Hartman et al., 2009
10	47175.0	38	1955.50	8611.35	Rees, 1990
11	43095.0	38	1957.50	8439.99	Rees, 1990
12	41565.0	38	1961.29	7610.73	Rees, 1990
13	36210.0	38	1961.50	3305.82	Rees, 1990
14	41565.0	38	1961.54	7610.73	Rees, 1990
15	41565.0	38	1962.96	7610.73	Rees, 1990
16	44115.0	38	1965.50	—	Rees, 1990
17	41310.0	38	1966.50	—	Rees, 1990
18	36210.0	38	1966.89	3305.82	Rees, 1990
19	36199.8	38	1966.90	1698.89	Baars et al., 1977
20	40800.0	38	1974.80	3498.60	Rees, 1990
21	37740.0	38	1975.90	3370.08	Rees, 1990
22	33405.0	38	1977.20	2678.01	Rees, 1990
23	38760.0	38	1981.40	3667.92	Rees, 1990
24	36465.0	38	1982.30	3571.53	Rees, 1990
25	35190.0	38	1984.40	3262.98	Rees, 1990
26	33660.0	38	1987.40	5493.72	Rees, 1990
27	32130.0	38	1987.53	2624.46	Vinyaikin, 2006
28	30345.0	38	1988.52	3314.49	Vinyaikin, 2006
29	32640.0	38	1991.51	2390.88	Vinyaikin, 2006
30	31365.0	38	1995.60	3612.33	Vinyaikin, 2006

broj	S_ν [Jy]	ν [MHz]	epoha	ΔS_ν [Jy]	rad
31	28815.0	38	1997.57	2485.23	Vinyaikin, 2006
32	31110.0	38	1998.68	4366.62	Vinyaikin, 2006
33	27540.0	38	2004.22	3196.68	Vinyaikin, 2006
34	28541.3	81	1948.96	1589.93	Högbom & Shakeshaft, 1961
35	26031.1	81	1949.00	1582.31	Scott et al., 1969
36	28541.3	81	1949.04	1589.93	Högbom & Shakeshaft, 1961
37	26683.1	81	1953.54	1609.69	Martirossyan et al., 2002
38	26650.5	81	1956.87	1429.02	Högbom & Shakeshaft, 1961
39	24303.3	81	1956.90	1346.74	Scott et al., 1969
40	22836.3	81	1960.00	1285.12	Scott et al., 1969
41	25036.8	81	1960.96	1328.65	Högbom & Shakeshaft, 1961
42	23097.1	81	1961.50	1377.58	Martirossyan et al., 2002
43	22070.2	81	1963.79	1334.45	Martirossyan et al., 2002
44	21679.0	81	1964.54	1318.02	Martirossyan et al., 2002
45	21108.5	81	1966.90	1212.56	Scott et al., 1969
46	21098.7	81	1966.90	1163.25	Baars et al., 1977
47	21027.0	81	1967.90	1535.13	Scott et al., 1969
48	20212.0	81	1968.30	1337.90	Scott et al., 1969
49	20277.2	81	1969.40	1161.34	Scott et al., 1969
50	23341.6	81	1974.62	996.647	Martirossyan et al., 2002
51	17685.5	81	1980.60	1068.79	Agafonov, 1996
52	21760.5	81	1981.29	930.241	Martirossyan et al., 2002
53	17815.9	81	1981.70	1074.27	Agafonov, 1996
54	17278.0	81	1982.60	1067.98	Agafonov, 1996
55	16903.1	81	1985.70	1035.93	Agafonov, 1996
56	18777.6	81	1987.71	1114.66	Martirossyan et al., 2002
57	18093.0	81	1989.60	1085.91	Hook et al., 1992
58	17848.5	81	1997.60	1026.74	Vinyaikin, 2006
59	18174.5	81	1998.60	1415.33	Vinyaikin, 2006
60	17506.2	81	2001.92	1468.76	Martirossyan et al., 2002
61	17410.0	81	2008.87	1627.72	Hartman et al., 2009
62	12799.5	151.5	1966.50	705.579	Baars et al., 1977
63	11760.0	151.5	1976.00	703.920	Read, 1977
64	11025.0	151.5	1980.60	778.050	Agafonov, 1996
65	11865.0	151.5	1980.90	708.330	Vinyaikin, 2006
66	11182.5	151.5	1981.60	627.165	Vinyaikin, 2006
67	11340.0	151.5	1982.70	581.280	Vinyaikin, 2006

broj	S_ν [Jy]	ν [MHz]	epoha	ΔS_ν [Jy]	rad
68	10615.5	151.5	1984.90	760.851	Agafonov, 1996
69	10825.5	151.5	1985.70	769.671	Agafonov, 1996
70	10920.0	151.5	1987.70	773.640	Agafonov, 1996
71	10605.0	151.5	1988.80	760.410	Vinyaikin, 2006
72	10395.0	151.5	1988.80	751.590	Agafonov, 1996
73	10752.0	151.5	1990.70	766.584	Agafonov, 1996
74	10279.5	151.5	1993.80	746.739	Agafonov, 1996
75	9870.00	151.5	1994.80	624.540	Vinyaikin, 2006
76	9660.00	151.5	1997.80	615.720	Vinyaikin, 2006
77	9555.00	151.5	2002.70	506.310	Vinyaikin, 2006
78	9712.50	151.5	2003.80	617.925	Vinyaikin, 2006
79	9135.00	151.5	2004.60	646.170	Vinyaikin, 2006
80	7525.87	290	1978.80	591.792	Vinyaikin, 2007
81	7505.82	290	1979.90	617.075	Vinyaikin, 2007
82	7713.01	290	1980.80	612.028	Vinyaikin, 2007
83	7682.94	290	1980.90	596.483	Vinyaikin, 2007
84	7505.82	290	1981.60	590.340	Vinyaikin, 2007
85	7539.24	290	1981.90	586.076	Vinyaikin, 2007
86	7459.03	290	1982.60	580.268	Vinyaikin, 2007
87	7492.45	290	1982.90	629.474	Vinyaikin, 2007
88	7325.36	290	1983.70	583.955	Vinyaikin, 2007
89	7064.69	290	1984.72	591.813	Vinyaikin, 2007
90	7158.26	290	1985.50	565.171	Vinyaikin, 2007
91	7231.79	290	1985.87	587.204	Vinyaikin, 2007
92	7171.63	290	1986.58	572.823	Vinyaikin, 2007
93	7084.74	290	1986.87	586.582	Vinyaikin, 2007
94	7118.16	290	1987.56	568.951	Vinyaikin, 2007
95	7071.38	290	1988.57	575.588	Vinyaikin, 2007
96	7024.59	290	1989.58	588.909	Vinyaikin, 2007
97	6957.75	290	1992.75	617.488	Vinyaikin, 2007
98	6991.17	290	1993.84	606.540	Vinyaikin, 2007
99	7078.06	290	1994.78	626.200	Vinyaikin, 2007
100	6991.17	290	1995.81	599.856	Vinyaikin, 2007
101	6864.18	290	1996.85	550.558	Vinyaikin, 2007
102	6904.28	290	1997.73	580.197	Vinyaikin, 2007
103	6349.53	290	2003.82	506.605	Vinyaikin, 2007

broj	S_ν [Jy]	ν [MHz]	epoha	ΔS_ν [Jy]	rad
104	6356.22	290	2004.60	520.456	Vinyaikin, 2007
105	6456.47	290	2005.80	521.033	Vinyaikin, 2007
106	6423.06	290	2005.91	518.612	Vinyaikin, 2007
107	3959.60	927	1962.79	469.518	Vinyaikin & Razin, 1979
108	3407.66	927	1977.79	289.754	Vinyaikin & Razin, 1979
109	3026.10	927	1977.80	258.385	Vinyaikin, 2007
110	3086.09	927	1980.95	265.717	Vinyaikin, 2007
111	2994.90	927	1981.50	255.820	Vinyaikin, 2007
112	3016.50	927	1981.90	257.595	Vinyaikin, 2007
113	2956.50	927	1982.65	257.463	Vinyaikin, 2007
114	2963.70	927	1982.90	258.055	Vinyaikin, 2007
115	2848.52	927	1986.56	241.385	Vinyaikin, 2007
116	2855.71	927	1987.59	244.377	Vinyaikin, 2007
117	2850.91	927	1989.78	258.381	Vinyaikin, 2007
118	2795.72	927	1991.91	239.445	Vinyaikin, 2007
119	2757.32	927	1992.74	245.887	Vinyaikin, 2007
120	2721.33	927	1993.84	233.328	Vinyaikin, 2007
121	2723.73	927	1994.71	240.725	Vinyaikin, 2007
122	2675.73	927	1995.81	239.179	Vinyaikin, 2007
123	2642.14	927	1996.78	243.616	Vinyaikin, 2007
124	2574.94	927	1998.81	240.492	Vinyaikin, 2007
125	2618.14	927	1999.92	220.045	Vinyaikin, 2007
126	2630.14	927	2002.58	242.630	Vinyaikin, 2007
127	2634.94	927	2004.64	235.825	Vinyaikin, 2007
128	2559.36	1420	1956.80	226.622	Baars & Hartsuijker, 1972
129	2551.01	1420	1958.40	—	Baars & Hartsuijker, 1972
130	2518.14	1420	1959.50	218.382	Baars & Hartsuijker, 1972
131	2494.04	1420	1960.60	216.307	Baars & Hartsuijker, 1972
132	2344.48	1420	1968.20	206.557	Baars & Hartsuijker, 1972
133	2279.54	1420	1970.50	202.529	Baars & Hartsuijker, 1972
134	2276.22	1420	1970.90	199.116	Baars & Hartsuijker, 1972
135	2276.22	1420	1971.60	199.116	Baars & Hartsuijker, 1972
136	2173.64	1420	1976.00	234.069	Read, 1977
137	15522.4	102	1977.10	1283.87	Agafonov, 1994
138	15410.0	102	1978.70	1276.61	Agafonov, 1994
139	15030.7	102	1980.60	1252.10	Agafonov, 1994

broj	S_ν [Jy]	ν [MHz]	epoha	ΔS_ν [Jy]	rad
140	15396.0	102	1981.70	1275.70	Agafonov, 1994
141	15157.1	102	1982.60	1260.27	Agafonov, 1994
142	15016.7	102	1983.70	1251.19	Agafonov, 1994
143	14848.1	102	1984.90	1240.30	Agafonov, 1994
144	14848.1	102	1985.70	1240.30	Agafonov, 1994
145	15185.2	102	1986.70	1262.08	Agafonov, 1994
146	14777.9	102	1987.70	1235.76	Agafonov, 1994
147	14286.2	102	1988.80	1204.00	Agafonov, 1994
148	13977.2	102	1989.70	1184.03	Agafonov, 1994
149	14356.4	102	1990.70	1208.53	Agafonov, 1994
150	14651.4	102	1990.90	1227.59	Agafonov, 1994
151	14286.2	102	1991.70	1204.00	Agafonov, 1994
152	13794.5	102	1992.70	1172.23	Agafonov, 1994
153	3110.00	1000	1967.50	124.400	Baars et al., 1977
154	3122.00	1000	1967.60	18.1070	Barabanov et al., 1986
155	3025.00	1000	1969.60	10.8900	Barabanov et al., 1986
156	2934.00	1000	1971.60	37.8490	Barabanov et al., 1986
157	2928.00	1000	1973.60	11.4190	Barabanov et al., 1986
158	2924.00	1000	1975.70	11.1110	Barabanov et al., 1986
159	2857.00	1000	1977.70	12.2850	Barabanov et al., 1986
160	2826.00	1000	1979.60	11.0210	Barabanov et al., 1986
161	2788.00	1000	1981.60	10.5940	Barabanov et al., 1986
162	2737.00	1000	1983.60	9.03200	Barabanov et al., 1986
163	2721.00	1000	1984.60	8.97900	Barabanov et al., 1986
164	5170.00	550	1967.50	165.440	Baars et al., 1977
165	4920.00	550	1969.60	147.600	Troitskii et al., 1972
166	4711.00	550	1973.50	51.8210	Barabanov et al., 1986
167	4677.00	550	1977.50	30.4000	Barabanov et al., 1986
168	4604.00	550	1979.50	50.6440	Barabanov et al., 1986
169	4510.00	550	1981.50	36.0800	Barabanov et al., 1986
170	4463.00	550	1983.50	49.0900	Barabanov et al., 1986
171	4492.00	550	1984.50	49.4120	Barabanov et al., 1986
172	5800.00	510	1969.60	174.000	Troitskii et al., 1972
173	4990.00	510	1973.50	124.750	Barabanov et al., 1986
174	4844.00	510	1977.50	43.5960	Barabanov et al., 1986
175	4817.00	510	1981.50	48.1700	Barabanov et al., 1986
176	4908.00	510	1983.50	73.6200	Barabanov et al., 1986
177	4720.00	510	1984.50	51.9200	Barabanov et al., 1986

broj	S_ν [Jy]	ν [MHz]	epoha	ΔS_ν [Jy]	rad
178	3664.00	800	1969.60	109.920	Troitskii et al., 1972
179	3550.00	800	1973.50	35.5000	Barabanov et al., 1986
180	3445.00	800	1975.50	23.4260	Barabanov et al., 1986
181	3330.00	800	1977.50	16.6500	Barabanov et al., 1986
182	3291.00	800	1981.50	32.9100	Barabanov et al., 1986
183	3246.00	800	1983.50	22.7220	Barabanov et al., 1986
184	3257.00	800	1984.50	22.7990	Barabanov et al., 1986
185	2118.00	1500	1969.60	63.5400	Troitskii et al., 1972
186	2185.00	1500	1973.50	13.1100	Barabanov et al., 1986
187	2043.00	1500	1975.50	10.0110	Barabanov et al., 1986
188	2066.50	1500	1979.50	35.1300	Barabanov et al., 1986
189	2057.00	1500	1981.50	30.8550	Barabanov et al., 1986
190	1952.00	1500	1983.50	19.5200	Barabanov et al., 1986
191	4900.00	600	1969.60	147.000	Troitskii et al., 1972
192	4431.00	600	1973.50	53.1720	Barabanov et al., 1986
193	4478.50	600	1975.50	17.9140	Barabanov et al., 1986
194	4405.00	600	1977.50	30.8350	Barabanov et al., 1986
195	4229.00	600	1979.50	16.9160	Barabanov et al., 1986
196	4312.00	600	1981.50	47.4320	Barabanov et al., 1986
197	4166.00	600	1983.50	41.6600	Barabanov et al., 1986
198	4206.00	600	1984.50	84.1200	Barabanov et al., 1986
199	4477.00	650	1969.60	134.310	Troitskii et al., 1972
200	4249.00	650	1973.50	34.4170	Barabanov et al., 1986
201	4146.00	650	1975.50	66.3360	Barabanov et al., 1986
202	4138.00	650	1977.50	24.8280	Barabanov et al., 1986
203	4044.00	650	1979.50	28.3080	Barabanov et al., 1986
204	3911.00	650	1981.50	43.0210	Barabanov et al., 1986
205	3893.00	650	1983.50	42.8230	Barabanov et al., 1986
206	3879.00	650	1984.50	42.6690	Barabanov et al., 1986
207	4150.00	700	1969.60	124.500	Troitskii et al., 1972
208	3885.00	700	1973.50	34.9650	Barabanov et al., 1986
209	3940.00	700	1975.50	39.4000	Barabanov et al., 1986
210	3757.00	700	1977.50	22.5420	Barabanov et al., 1986
211	3698.00	700	1979.50	44.3760	Barabanov et al., 1986
212	3725.00	700	1981.50	40.9750	Barabanov et al., 1986
213	3633.00	700	1983.50	36.3300	Barabanov et al., 1986
214	3590.00	700	1984.50	28.7200	Barabanov et al., 1986

broj	S_ν [Jy]	ν [MHz]	epoha	ΔS_ν [Jy]	rad
215	3980.00	750	1969.60	119.400	Troitskii et al., 1972
216	3673.00	750	1973.50	55.0950	Barabanov et al., 1986
217	3673.00	750	1975.50	36.7300	Barabanov et al., 1986
218	3680.00	750	1977.50	25.7600	Barabanov et al., 1986
219	3607.50	750	1979.50	36.0750	Barabanov et al., 1986
220	3510.00	750	1981.50	21.0600	Barabanov et al., 1986
221	3420.00	750	1983.50	41.0400	Barabanov et al., 1986
222	3398.00	750	1984.50	30.5820	Barabanov et al., 1986
223	1871.00	1800	1969.60	56.1300	Troitskii et al., 1972
224	1820.00	1800	1973.50	12.7400	Barabanov et al., 1986
225	1784.00	1800	1975.50	9.99000	Barabanov et al., 1986
226	1762.00	1800	1977.50	7.04800	Barabanov et al., 1986
227	1775.00	1800	1979.50	42.6000	Barabanov et al., 1986
228	1694.00	1800	1981.50	20.3280	Barabanov et al., 1986
229	1662.00	1800	1983.50	31.5780	Barabanov et al., 1986
230	1860.00	2000	1969.30	55.8000	Baars et al., 1977
231	1621.00	2000	1973.50	9.72600	Barabanov et al., 1986
232	1680.00	2000	1975.50	10.0800	Barabanov et al., 1986
233	1577.00	2000	1977.50	6.30800	Barabanov et al., 1986
234	1597.00	2000	1979.50	11.9700	Barabanov et al., 1986
235	1594.00	2000	1981.50	22.3160	Barabanov et al., 1986
236	1572.00	2000	1983.50	31.4400	Barabanov et al., 1986
237	1517.00	2000	1984.50	19.7210	Barabanov et al., 1986
238	3470.00	900	1967.50	138.800	Baars et al., 1977
239	3360.00	900	1969.60	100.800	Troitskii et al., 1972
240	3212.00	900	1973.50	40.1500	Barabanov et al., 1986
241	3177.00	900	1975.50	12.7080	Barabanov et al., 1986
242	3109.00	900	1977.50	12.4360	Barabanov et al., 1986
243	3114.00	900	1979.50	49.8240	Barabanov et al., 1986
244	2995.00	900	1983.50	17.9700	Barabanov et al., 1986
245	2967.00	900	1984.50	35.6040	Barabanov et al., 1986
246	1180.00	3025	1969.60	35.4000	Troitskii et al., 1972
247	1174.00	3025	1973.50	14.0880	Barabanov et al., 1986
248	1165.00	3025	1975.50	16.3100	Barabanov et al., 1986
249	1191.00	3025	1977.50	19.0560	Barabanov et al., 1986
250	1117.00	3025	1979.50	12.2870	Barabanov et al., 1986
251	1130.00	3025	1981.50	16.9500	Barabanov et al., 1986

broj	S_ν [Jy]	ν [MHz]	epoha	ΔS_ν [Jy]	rad
252	1097.00	3025	1983.50	21.9400	Barabanov et al., 1986
253	1123.00	3025	1984.50	13.4760	Barabanov et al., 1986
254	1276.00	2800	1969.60	38.2800	Troitskii et al., 1972
255	1268.00	2800	1973.50	10.1440	Barabanov et al., 1986
256	1281.00	2800	1975.50	11.5290	Barabanov et al., 1986
257	1250.00	2800	1977.50	11.2500	Barabanov et al., 1986
258	1193.00	2800	1983.50	22.6670	Barabanov et al., 1986