

UNIVERZITET U BEOGRADU

MATEMATIČKI FAKULTET

Velibor Velović

Optička detekcija emisionih maglina u galaksiji IC 1613

Master rad

Beograd, 2017.

Sadržaj

1	Uvod	1
1.1	H II regioni	1
1.2	Ostaci supernovih	2
2	Mehanizmi zračenja H II regiona.....	2
2.1	Fotojonizaciona ravnoteža H II regiona.....	4
2.2	Fotojonizacija i rekombinacija	5
2.2.1	Proces zagrevanja fotojonizacijom	5
2.2.2	Proces hlađenja rekombinacijom.....	6
2.3	Ostali procesi hlađenja H II regiona	7
2.3.1	Zakočno zračenje	7
2.3.2	Linije finih prelaza u infracrvenom delu spektra	7
2.3.3	Zabranjene linije u optičkom delu spektra	10
2.3.4	Interkombinacione linije u UV delu spektra	11
3	Klasifikacija supernovih	13
4	Evolucija ostataka supernovih	14
4.1	Sedov-Tejlorova faza ostataka supernovih.....	14
4.2	Faza radijativnog udarnog talasa.....	15
5	Optičko zračenje ostataka supernovih u radijativnoj fazi	17
6	Metod optičke detekcije ostataka supernovih	18
7	Obrada posmatranja i rezultati.....	18
8	Zaključak.....	28
9	Literatura.....	29

1 Uvod

Emisione magline predstavljaju lokalna nehomogena zgušnjenja međuzvezdane materije (MZM). Po načinu na koji je MZM pobuđena u njima mogu se podeliti u dva osnovna tipa:

1. fotojonizovane magline (H II regioni i planetarne magline),
2. sudarno jonizovane magline (OSN - ostaci supernovih).

Spektrima emisionih maglina uglavnom je svojstven slab kontinuum u vidljivoj i UV oblasti, dok su izražene emisione linije. Emisione linije nastaju u procesima rekombinacije i radijativne deekscitacije kojoj je prethodila sudarna ekscitacija. Rekombinacione linije su dominantnije kod elemenata koji imaju veliku zastupljenost u gasu (vodonik i helijum), dok su sudarne ekscitacije verovatnije u gušćim maglinama.

1.1 H II regioni

H II regioni su gasni oblaci u čijem centru se nalaze vrele zvezde, uglavnom O ili B spektralne klase. Čini ih vodonik, helijum i metali u tragovima. Usled velikog broja UV fotona koji dolaze iz centralne zvezde, vodonik se jonizuje kao i ostali elementi koji čine region. U vidljivom delu spektra karakteristične su jake emisione linije, slab kontinuum i zabranjene linije jona težih elemenata, kao što su [O III] $\lambda 495.9/500.7$, [N II] $\lambda 575.4$ i [S II] $\lambda 671.6/673.1$. Kod zabranjenih linija verovatnoća za radijativnu deekscitaciju je veoma mala, ali se zbog male gustine, u emisionim maglinama ipak događa emisija fotona u optičkom delu spektra. Do ekscitacije na ove nivoe uglavnom dolazi sudarima između elektrona i jona.

Tabela 1. *Osobine H II regiona. (preuzeto iz Maciel 2013)*

H II regioni	
Spektralni tip centralne zvezde	O ili B
Efektivna temperatura centralne zvezde	30000-50000 K
Elektronska temperatura	10000 K
Elektronska koncentracija	$10 - 10^2 \text{ cm}^{-3}$
Masa	$10^2 - 10^4 M_{\odot}$
Dimenzije	$\sim 10 \text{ pc}$
Srednja termalna brzina	10 km/s

Prilikom rekombinacionog procesa javljaju se emisione linije, uglavnom iz Balmerove serije vodonikovih atoma ($H\alpha$ 656.3, $H\beta$ 486.1, $H\gamma$ 434.0). Rekombinacija se javlja i kod težih hemijskih elemenata, od kojih su najzastupljeniji He, C, N, O. Pored emisionih linija, moguće je posmatrati i kontinuum u radio-domenu, kao i na infracrvenim i optičkim talasnim dužinama. Radio-zračenje uglavnom potiče od slobodno-slobodnih prelaza (termalno zakočno zračenje elektrona). Na radio-kontinuum superponirane su radio-rekombinacione linije vodonika i helijuma.

H II regioni mogu imati raznovrsne fizičke osobine. Najčešće H II regioni imaju dimenzije reda veličine 10 pc. Objekti čije su dimenzije veće od 100 pc nazivamo džinovskim H II regionima, a kompaktni H II regioni su oni sa dimenzijama ispod 1 pc, čije elektronske koncentracije mogu dostići vrednosti od 10^6 cm^{-3} (Maciel 2013). H II regioni su važni za mapiranje spiralnih struktura galaksija. Kao objekti populacije I, koncentrišu se u galaktičkoj ravni, na malim galaktičkim latitudama i uglavnom se nalaze u spiralnim granama. Njihove rotacione brzine dobro definišu rotacionu krivu galaksije. Najveći doprinos imaju u proučavanju hemijske evolucije u galaksiji, jer zastupljenost elemenata u H II regionima dobro oslikava zastupljenosti u ostalim mladim galaktičkim objektima.

1.2 Ostaci supernovih

Najmasivnije zvezde ($M \gtrsim 10 M_{\odot}$) svoju evoluciju završavaju u eksploziji supernove, stvarajući oko sebe jonizovane magline – ostatak supernove (OSN). Nakon eksplozije, stvara se udarni talas, koji zagreva međuzvezdani gas na temperature reda 10^6 K (Maciel 2013). Na ovim temperaturama dešavaju se visokoenergetski sudari između atoma i elektrona jonizujući vodonik, helijum, kao i ostale teže elemente, uz emitovanje X-zraka. Pored emitovanja linija u X-području, imamo i termalno zakočno zračenje. Za OSN je karakteristično jako sinhrotronsko zračenje u radio-području, dok se uglavnom kod mladijih ostataka može detektovati i u X-području. Pored visokoenergetskih imamo i elektrone različitih energija koji zrače u drugim područjima. Ostaci supernovih su važan činilac u galaksijama jer predstavljaju glavni izvor obogaćivanja međuzvezdanog gasa metalima nastalim u eksplozijama supernove, kao i njegovog zagrevanja.

Ukoliko se masivna zvezda roditelj ne udalji od molekuskog oblaka u kom je stvorena, tada OSN koji potom nastaje može indukovati nove procese stvaranja zvezda u toj oblasti. Sredine preko kojih je prešao udarni talas imaju veliki opseg temperatura i jonizacionih stanja elemenata, a kao posledicu imamo veliki broj sudarno pobuđenih UV i vidljivih emisionih linija. Vidljivi spektar karakterišu linije zabranjenih prelaza koji doprinose hlađenju ostatka supernove. Najintenzivnije emisione linije u spektrima OSN su: [O II] $\lambda 372.7$, H β $\lambda 486.1$, [O III] $\lambda 436.3$, $\lambda 495.9$, $\lambda 500.7$, [O I] $\lambda 630.0$, $\lambda 636.4$, N II $\lambda 654.8$, H α $\lambda 656.3$, N II $\lambda 658.3$, [S II] $\lambda 671.7$, $\lambda 673.1$ (Maciel 2013).

Za razliku od H II regiona koji su uglavnom jonizovani radijativnim putem, ostaci supernovih su sudarno jonizovani.

2 Mehanizmi zračenja H II regiona

Kako se oblaci međuzvezdanog gasa sažimaju, dolazi do stvaranja zvezda i zvezdanih jata. Unutar velikih molekuskih oblaka uglavnom se formiraju masivne zvezde, spektralnog tipa O i B ($M > 10 M_{\odot}$, $3 \times 10^4 \text{ K} < T < 5 \times 10^4 \text{ K}$). Ove zvezde predstavljaju jake izvore UV zračenja i emituju veliki broj fotona sa energijama većim od 13.6 eV (jonizujući potencijal vodonika) koji jonizuju oblak. Što je veća luminoznost i temperatura centralne zvezde veći je stepen jonizacije sredine. Pored vodonika koji čini najveći deo H II regiona, u jonizovanom

stanju nalaze se i teži hemijski elementi, najčešće He, O, N, C, Ne, S, koji su jednom ili više puta jonizovani. UV fotoni centralne zvezde ne samo da jonizuju gas, već ga i zagrevaju predajući mu energiju u vidu kinetičke energije oslobođenih elektrona:

$$h\nu = E_{\text{jon}} + \frac{1}{2} mv^2. \quad (1)$$

To doprinosi povećanju termalne energije magline. S druge strane, maglina se raznim radijativnim procesima (rekombinacije, slobodno-slobodni prelazi, emisija u linijama koje su sudarno ekscitovane) hladi. U maglini se ovim procesima uspostavlja fotojonizaciona ravnoteža u relativno malom temperaturskom opsegu od 5000 K do 25000 K. U međusobnim sudarima elektrona uspostavlja se njihova Maksvelova raspodela po brzinama, a u sudarima elektrona sa jonima pobuđuju se joni drugih elemenata u regionu, koji emituju fotone u zabranjenim linijama (Emerson 1996). Najzastupljenije zabranjene linije u spektru H II regiona su [O II], [O III], [N II], [S II] i [S III]. Rekombinacija elektrona kod ekscitovanih jona vodonika i helijuma, praćena je kaskadnom deekscitacijom do osnovnog stanja, povećavajući emisiju u rekombinacionim linijama, koje pored zabranjenih linija dominiraju u spektru H II regiona (proces fluorescencije).

Vodonik je uglavnom u jonizovanom stanju i čini više od 75% mase ovih objekata. Ukoliko idealizujemo H II region kao sferu sa uniformnom raspodelom gustine i zapreminom $V = \frac{4}{3} \pi R^3$, unutar koje je broj jonizujućih fotona (Lajmanov kontinuum) u jedinici vremena (N_{Ly}) emitovan sa zvezde jednak broju rekombinacija elektrona na jonima, možemo da izračunamo radijus H II regiona. Neprozračnost H II regiona na jonizujuće fotone mnogo je manja. Tako će zvezda u regionu neutralnog vodonika konstantne gustine potpuno jonizovati gas unutar sfere čiji radijus u toku vremena raste dok se ne uspostavi ravnoteža između jonizacije i rekombinacije, a delimično jonizovana granica ove sfere biće izuzetno tanka. Ovaj radijus R_S odgovara granici regiona i naziva se Stromgrenov radijus.

Da bismo izračunili Stromgrenov radijus pretpostavljamo da je region optički gust i da postoji velika verovatnoća da se jonizujući foton apsorbuje, a zatim i desi rekombinacija do osnovnog stanja na susednom atomu. Onda možemo predstaviti ukupan broj rekombinacija na neki ekscitovan nivo kao $\frac{4}{3} \pi R_S^3 N_p N_e \alpha_{\text{rec}}$, gde je α_{rec} rekombinacioni koeficijent za sva ekscitovana stanja vodonika, a N_p i N_e koncentracije jona i elektrona. Pošto smo pretpostavili da je vodonik potpuno jonizovan imamo da je $N_e = N_p \sim N_H$ i dobijamo:

$$N_{\text{Ly}} = \frac{4}{3} \pi R_S^3 N_H^2 \alpha_{\text{rec}}, \quad (2)$$

gde je N_H koncentracija vodonika. Tada Stromgrenov radijus iznosi :

$$R_S = \left(\frac{3N_{\text{Ly}}}{4\pi N_H^2 \alpha_{\text{rec}}} \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (3)$$

Stromgrenov radijus R_S ovih objekata dobro definiše granicu između potpuno jonizovanog i neutralnog vodonika međuzvezdane sredine. Debljina graničnog sloja između H II i H I regiona je reda srednjeg slobodnog puta fotona, $\sim 10^{14}$ cm (Emerson 1996).

Stepen jonizacije ostalih elemenata u regionu zavisi od razdaljine do centralne zvezde i njene efektivne temperature. Drugi element po zastupljenosti je He. Energija potrebna za njegovu prvu jonizaciju iznosi 24.6 eV. Fotoni sa energijom između 13.6 – 24.6 eV jonizuju vodonik. U zavisnosti od temperature, javljaju se joni i manje zastupljenih elemenata kao što su O III, N III, Ne III. Da bi se helijum dvostruko jonizovao potrebni su fotoni sa energijom većom od 54.4 eV koji su veoma retki čak i kod vrelih O zvezda.

Zapremina jonizovanog gasa koji okružuje centralnu zvezdu proporcionalna je jonizujućem zračenju a obrnuto proporcionalna kvadratu koncentracije gasa, što je pokazano u jednačini (3). Radijus ovih regiona nije ograničen veličinom oblaka neutralnog vodonika već brojem jonizujućih fotona emitovanih sa centralne zvezde. Izvan Stromgrenovog radijusa oblak ostaje neutralan, te se ovako ograničeni regioni nazivaju jonizaciono ograničeni H II regioni. Treba napomenuti da su jonizaciono ograničeni regioni idealizovan slučaj i da uvek postoji jonizujuće zračenje koje napušta H II region.

Pored jonizaciono ograničenih regiona postoje i gustinom ograničeni H II regioni. Takvi oblaci su malih dimenzija i ne mogu da apsorbuju sve jonizujuće fotone sa zvezde. Kao posledicu imamo potpuno jonizovan vodonik unutar oblaka i oko 20-40% visokoenergetskih fotona sa zvezde koji napuštaju oblak (Iglesias-Páramo & Muñoz-Tuñón 2002). Najbolji indikator za regione ograničene gustinom su emisije linije kiseonika [O I] $\lambda 630.0$ i [O II] $\lambda 372.7, \lambda 372.9$ i njihovi odnosi sa H β linijom. Fluks linije [O II] ima isti red veličine za oba tipa regiona dok linija [O I] ima znatno manji fluks kod gustinom ograničenih regiona.

2.1 Fotojonizaciona ravnoteža H II regiona

Posmatrajmo toplotnu energiju gasa:

$$U = \frac{3}{2} nkT, \quad (4)$$

gde je n ukupan broj čestica. Za potpuno jonizovan vodonik podrazumevamo $n = 2n_H$ (jedan elektron i jedan proton). Kada uzmemo u obzir i jonizovani helijum dobijamo:

$$n = 2(1 + f_{He})n_H, \quad (5)$$

gde je f_{He} odnos broja jona helijuma i vodonika. Kinetička energija se menja u zavisnosti od svih procesa zagrevanja i hlađenja sredine:

$$\dot{U} = G - L, \quad (6)$$

gde G predstavlja ukupno povećanje energije, a L ukupan gubitak energije u sistemu.

Usredsređićemo se na zagrevanje i hlađenje gasa povezano sa atomskim procesima koji preovlađuju u H II regionima. Zagrevanje se vrši uglavnom fotojonizacijom, a procesi hlađenja su sledeći:

- rekombinacija,
- zakočno zračenje (slobodno – slobodna emisija),
- linije finih prelaza u IC delu spektra,
- zabranjene linije u vidljivom delu spektra,
- UV linije (na visokim temperaturama).

Jednačinu (6) možemo zapisati u vidu jednačine kao:

$$\dot{U} = G_{\text{pi}} - L_{\text{rec}} - L_{\text{ff}} - L_{\text{line,IC}} - L_{\text{line,opt}} - L_{\text{line,UV}}. \quad (7)$$

Pošto su vremenske skale atomskih procesa znatno kraće od karakterističnog vremena evolucije H II regiona, maglinu možemo da posmatramo kao stacionarnu. Levu stranu jednačine (7) uzimamo kao nulu. Fotojonizacija i rekombinacija dominiraju kod vodonika i helijuma i ne zavise mnogo od temperature. Kod slobodno – slobodnih prelaza takođe dominira vodonik i helijum, ali sada brzina rekombinacije zavisi od temperature. Zračenje u vidljivim i infracrvenim zabranjenim linijama predstavlja glavni mehanizam hlađenja kod fotojonizovanih maglina. Pošto zabranjene linije u vidljivom delu spektra postoje samo kod metala (N, O, S) koji čine samo mali udeo sastava magline, one predstavljaju dominantan način hlađenja, i samim tim čine veliki deo luminoznosti magline.

2.2 Fotojonizacija i rekombinacija

Sada ćemo proceniti stopu zagrevanja i hlađenja u procesima jonizacije i rekombinacije. Radi jednostavnosti, posmatraćemo samo vodonik, iako je helijum takođe bitan u unutrašnjim delovima magline, ali je razmatranje slično.

2.2.1 Proces zagrevanja fotojonizacijom

Glavni izvor toplote u H II regionima predstavlja fotojonizacija. Energija koja se preda sistemu u procesu fotojonizacije iznosi $\frac{1}{2}m_e V_e^2 = h(\nu - \nu_0)$, gde $h\nu_0$ predstavlja potencijal jonizacije vodonikovog atoma (H^0).

Sada posmatrajmo stopu jonizacije vodonikovih atoma po jedinici zapremine:

$$\dot{n}_{\text{pi}} = n(H^0) \int_{\nu_i(H^0)}^{\infty} \frac{4\pi J_\nu(r)}{h\nu} a_\nu d\nu, \quad (8)$$

gde je \dot{n}_{pi} stopa jonizacije, J_ν srednji intenzitet zračenja, a a_ν verovatnoća fotojonizacije. Kako je količina kinetičke energije koja se preda oslobađanjem elektrona razlika između energije fotona i jonizacionog potencijala atoma, imamo:

$$G_{\text{pi}} = n(H^0) \int_{\nu_i(H^0)}^{\infty} \frac{4\pi J_\nu(r)}{h\nu} [\nu - \nu_i(H^0)] a_\nu d\nu, \quad (9)$$

gde G_{pi} predstavlja povećanje energije u sistemu usled procesa fotojonizacije. Ako je stopa jonizacije stacionarna, onda je i \dot{n}_{pi} jednak broju rekombinacija. U unutrašnjosti magline imamo uslov fotojonizacione ravnoteže kao $\dot{n}_{\text{pi}} = \alpha_{\text{rec}}(H^0, T)n_{\text{H}}^2$, gde α_{rec} predstavlja koeficijent potpune rekombinacije, te imamo:

$$G_{\text{pi}} = \alpha_{\text{rec}}(H^0, T) n_{\text{H}}^2 \frac{\int_{\nu_i(H^0)}^{\infty} \frac{4\pi J_{\nu}(r)}{h\nu} [\nu - \nu_i(H^0)] a_{\nu} d\nu}{\int_{\nu_i(H^0)}^{\infty} \frac{4\pi J_{\nu}(r)}{h\nu} a_{\nu} d\nu}. \quad (10)$$

Odnos ovih integrala predstavlja srednju toplotnu energiju fotoelektrona, a kako je na temperaturama $T \approx 10^4$ K, $\frac{1}{2} m_e V_e^2 = \frac{3}{2} kT_e$ ukupan doprinos zagrevanju sredine kao:

$$G_{\text{pi}} = \frac{3}{2} kT_{\text{init}} \times \alpha_{\text{rec}}(H^0, T) n_{\text{H}}^2. \quad (11)$$

T_{init} predstavlja početnu elektronsku temperaturu regiona. Ako je centralni izvor zvezda sa efektivnom temperaturom T_* i pretpostavimo da zrači u vidu crnog tela, onda dobijamo aproksimativnu početnu vrednost temperature magline $T_{\text{init}} \approx T_*$ (Osterbrock & Ferland 2006).

2.2.2 Proces hlađenja rekombinacijom

Kada se atom vodonika rekombinuje, kinetička energija koju je elektron predao atomu izrači se u vidu fotona i na taj način hladi maglinu. Količina utroška energije (hlađenja) iznosi:

$$L_{\text{rec}} = \alpha_{\text{rec}}(H^0, T) n_{\text{H}}^2 \langle E_e \rangle, \quad (12)$$

gde $\langle E_e \rangle$ predstavlja srednju energiju elektrona koji je rekombinovan. Srednja energija elektrona je $\frac{3}{2} kT$, ali pošto protoni lakše zahvate sporije elektrone u procesu rekombinacije $\langle E_e \rangle$ iznosi oko $0.7kT$. Vrednost $\alpha_{\text{rec}} \langle E_e \rangle / kT$ se obično predstavlja kao β_{rec} , pa jednačina (10) postaje:

$$L_{\text{rec}} = \beta_{\text{rec}}(H^0, T) n_{\text{H}}^2 kT. \quad (13)$$

Onda se proces hlađenja na osnovu jonizacije i rekombinacije može predstaviti kao:

$$G_{\text{pi}} - L_{\text{rec}} = \alpha_{\text{rec}}(H^0, T) n_{\text{H}}^2 k \left[T_* - \frac{\beta_{\text{rec}}(H^0, T)}{\alpha_{\text{rec}}(H^0, T)} T \right] \approx \alpha_{\text{rec}}(H^0, T) n_{\text{H}}^2 k (T_* - 0.7T). \quad (14)$$

Primećujemo da je izraz pozitivan za manje vrednosti T , a negativan za veće, ukazujući na stabilnu ravnotežu regiona. Da su ovo jedini procesi koji se događaju, maglina bi dostigla termalnu ravnotežu na temperaturi $\sim 1.4T_*$, odnosno $\sim 6 \times 10^4$ K za maglinu sa centralnom zvezdom spektralne klase O tipa.

2.3 Ostali procesi hlađenja H II regiona

Pored fotojonizacije i rekombinacije postoje i drugi procesi hlađenja H II regiona, koji smanjuju ravnotežnu temperaturu između jonizacije i rekombinacije.

2.3.1 Zakočno zračenje (slobodno – slobodna emisija)

Slobodno – slobodna emisija nastaje pri interakciji naelektrisanih čestica, elektrona i jona (protona), koja ne rezultuje rekombinacijom. Stopa hlađenja slobodno-slobodnim mehanizmom zračenja za jon sa naelektrisanjem Z iznosi:

$$L_{\text{ff}}(Z) = 4\pi j_{\text{ff}} = \frac{32\pi e^6 Z^2}{3^{3/2} h m_e c^3} \left(\frac{2\pi k T}{m_e} \right)^{\frac{1}{2}} n_e n_p g_{\text{ff}}(T, Z, \nu), \quad (15)$$

a kada zamenimo vrednosti konstanti dobijamo:

$$L_{\text{ff}}(Z) \sim \left(1.42 \times 10^{-27} Z^2 T^{\frac{1}{2}} \right) n_e n_p g_{\text{ff}}, \quad (16)$$

gde je j_{ff} koeficijent emisije, a g_{ff} gaunt faktor koji predstavlja korekcije kvantne mehanike na klasično zakočno zračenje. Slobodno–slobodno zračenje nije efikasan mehanizam hlađenja ali ipak doprinosi hlađenju magline i smanjivanju T_{init} .

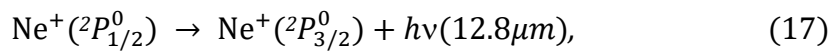
Zakočno zračenje dominira u radio-kontinuumu. Hlađenje ovim putem ima veći temperaturni eksponent nego rekombinaciono hlađenje i kod veoma vrelih gasova je dominantan faktor za gubitak energije.

2.3.2 Linije finih prelaza u infracrvenom delu spektra

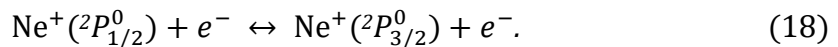
Hlađenje sredine putem zračenja u infracrvenom (IC) delu spektra dominira na niskim temperaturama. Mehanizam hlađenja zasniva se na prelazima između nivoa fine strukture, tj. prelazima između nivoa sa istom konfiguracijom i istim kvantnim brojevima L i S , a različitim J . Promene u energiji pri ovim prelazima su veoma male, pa se talasne dužine nalaze u IC ili dalekoj IC oblasti. Zabranjene [O III] linije nastaju prelazima: $^3P_2 \rightarrow ^3P_1$ na $52 \mu\text{m}$ i $^3P_1 \rightarrow ^3P_0$ na $88 \mu\text{m}$ (videti sliku 1).

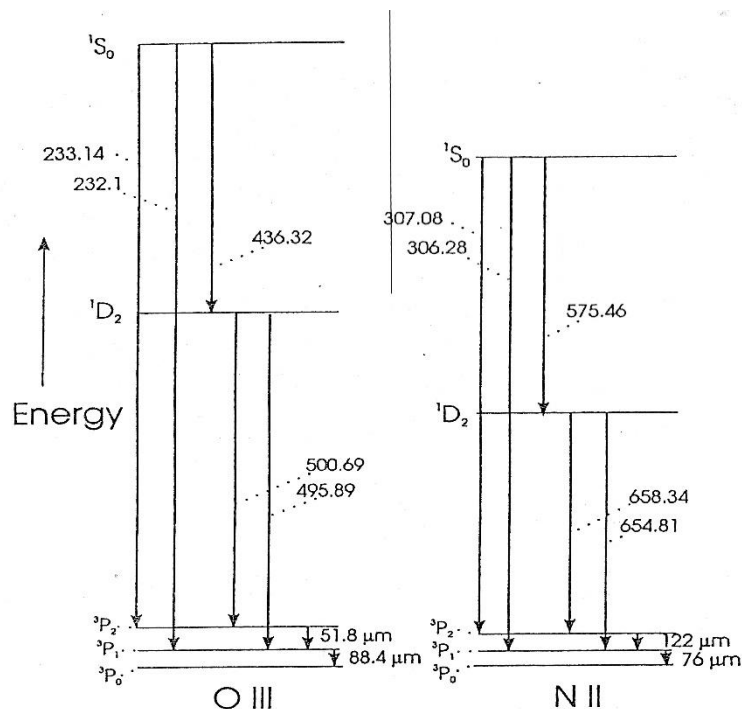
Analiziraćemo sada primer zabranjene linije [Ne II] $\lambda 12.8 \mu\text{m}$. Osnovna konfiguracija je pocepana na dva podnivoa: osnovni $^2P_{3/2}^0$ i prvi pobuđeni $^2P_{1/2}^0$. Kod sistema sa dva nivoa događaju se dva procesa:

- radijativna deekscitacija



- sudarna deekscitacija u interakciji sa brzim elektronima





Slika 1. Energetski nivoi jona O III i N II i njihovi zabranjeni prelazi (preuzeto iz Emerson 1996).

U ovim sudarima, spin elektrona se ne menja, a elektron najčešće zameni mesto sa elektronom iz atoma, ili preda deo orbitalnog ugaonog momenta. Koeficijent sudarne deekscitacije (q_{ul}) predstavljen je kao proizvod verovatnoće sudara i brzine elektrona.

Vrednosti poprečnog preseka za sudare iznose $\sigma \sim 10^{-15} \text{cm}^2$, brzine elektrona pri temperaturi 10^4K su reda 10^8cm s^{-1} pa očekujemo $q_{ul} \sim 10^{-7} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$. Ukupna stopa deekscitacije sa pobuđenog nivoa je onda jednaka zbiru stopa radijativne (A) i sudarne deekscitacije (q_{ul}). Definisaćemo kritičnu koncentraciju kao:

$$n_{cr} = \frac{A}{q_{ul}}. \quad (19)$$

Za vrednosti $n < n_{cr}$ pobuđeni nivo ${}^2P_{1/2}^0$ se radijativno deekscituje, dok za vrednosti $n > n_{cr}$ imamo sudarnu deekscitaciju. Kritična koncentracija i koeficijent sudarne deekscitacije zavise od temperature, a vrednosti n_{cr} su veće za kraće talasne dužine.

Koristeći uslov lokalne termodinamičke ravnoteže izračunaćemo koeficijent verovatnoće za sudarnu ekscitaciju. Odnos čestica u pobuđenom i osnovnom stanju dat je Bolcmanovom formulom:

$$\frac{n_u}{n_l} = \frac{g_u}{g_l} e^{-\Delta E/kT}, \quad (20)$$

gde su g_u i g_l – statističke težine nivoa (broj načina na koje elektron može da se nađe u određenom stanju ili broj podnivoa datog nivoa, $2J+1$).

Pošto emisijske linije u IC delu spektra uglavnom potiču od zabranjenih prelaza možemo zanemariti ekscitaciju radijativnim putem i posmatramo samo sudarnu ekscitaciju, dobijamo odnos koeficijenta ekscitacije i deekscitacije (Osterbrock & Ferland 2006).

$$q_{lu} = q_{ul} \frac{g_u}{g_l} e^{-\Delta/kT}, \quad (21)$$

Stacionarno stanje popunjenosti ekscitovanog nivoa može se odrediti ako pretpostavimo isti broj sudarnih ekscitacija i radijativnih deekscitacija.

$$n_l n_e q_{lu} = n_u (n_e q_{ul} + A_{ul}). \quad (22)$$

$$\frac{n_u}{n_l} = \frac{n_e q_{lu}}{n_e q_{ul} + A_{ul}}, \quad (23)$$

Odnosno

$$\frac{n_u}{n_{ion}} = \frac{n_e q_{lu}}{n_e (q_{lu} + q_{ul}) + A_{ul}}. \quad (24)$$

Sada možemo da odredimo stopu emisije fotona ovog jona, kao $A_{ul} n_u$. Računajući količinu izgubljene energije ($h\nu$) za svaki foton, dobijamo stopu hlađenja sredine:

$$L_{line} = \frac{A_{ul} n_e n_{ion} q_{lu}}{n_e (q_{lu} + q_{ul}) + A_{ul}} \Delta E. \quad (25)$$

Ovde se javljaju dva granična slučaja. Kada je koncentracija mala $n \ll n_{cr}$, radijativna deekscitacija dominira, i kada je koncentracija velika uticaj radijativne deekscitacije je zanemarljiv, odakle dobijamo:

$$L_{line} \rightarrow \begin{cases} q_{lu} n_e n_{ion} \Delta E & n < n_{cr} \\ \frac{1}{1 + \frac{g_l}{g_u} e^{-\Delta E/kT}} n_{ion} \Delta E & n \geq n_{cr} \end{cases}. \quad (26)$$

U sredinama sa malom elektronskom koncentracijom skoro svaka sudarna ekscitacija praćena je radijativnom deekscitacijom.

Zračenje u IC delu spektra emitovano prelazima između linija finih struktura nije dominantan mehanizam hlađenja u jonizovanim sredinama jer se emituju fotoni malih energija. U hladnijim regionima gde zbog male temperature ne postoje vidljive zabranjene linije ovaj mehanizam postaje dominantan.

Najveći doprinos u H II regionima imaju linije [O III] $\lambda 52, \lambda 88 \mu m$, pre svega zbog velikog prisustva kiseonika u regionu i kritičnih koncentracija 510 i 3600 cm^{-3} . Stopa hlađenja za ove linije iznosi:

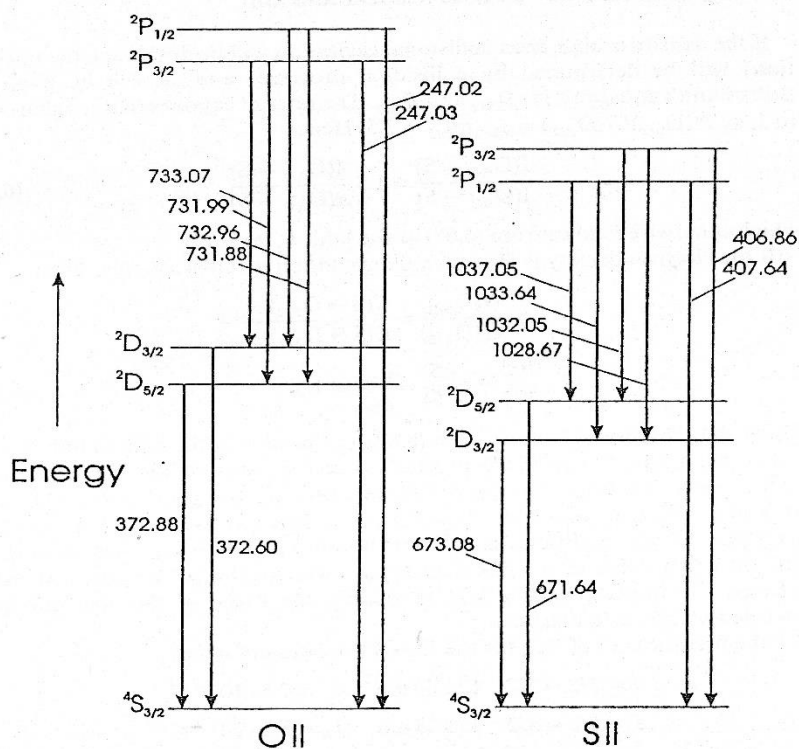
$$L_{line,IC} (O^{2+}) \sim (1 \times 10^{-21} \text{ erg cm}^3 \text{ s}^{-1}) \frac{n(O^{2+})}{n_H} T^{-1/2} n_H^2. \quad (27)$$

2.3.3 Zabranjene linije u vidljivom delu spektra

Za zabranjene linije u vidljivom delu spektra važi slična fizika kao i kod zračenja u infracrvenim zabranjenim linijama. Jedina razlika koja postoji u odnosu na infracrvene zabranjene linije jeste ekscitacioni potencijal, koji iznosi nekoliko eV, tako da Bolcmanov faktor $e^{-\Delta E/kT}$ ukazuje da stopa hlađenja sredine strmo raste sa porastom temperature.

Iako su metali slabo zastupljeni u poređenju sa vodonikom, zabranjeni prelazi metala imaju značajnu ulogu u hlađenju H II regiona. Zbog malih ekscitacionih potencijala dovoljne su interakcije sa termalnim elektronima za pobuđivanje atoma/jona. Kako je verovatnoća da ovako emitovan foton bude apsorbovan veoma mala, napustiće region i sa sobom izneti deo energije iz sistema.

Na osnovu zastupljenosti elemenata u H II regionima najbolji faktori hlađenja su zabranjene linije [N II], [O II] i [O III]. U tabeli 2 su navedene najznačajnije zabranjene linije u infracrvenom i vidljivom delu spektra.



Slika 2. Energetski nivoi jona O II i S II i njihovi zabranjeni prelazi (preuzeto iz Emerson 1996).

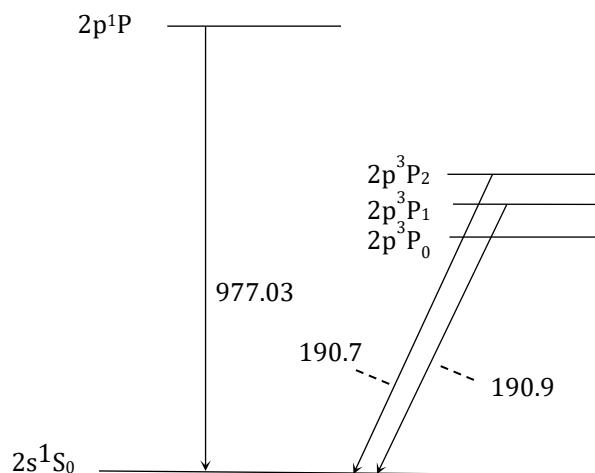
2.3.4 Interkombinacione linije u UV delu spektra

Kada gas dostigne veoma visoku temperaturu, mogu se emitovati poluzabranjene linije u ultraljubičastom delu spektra. To se može desiti kod gasova sa veoma malom metaličnošću, koji se zbog nedostatka drugih mehanizama hlađenja zagrevaju sve dok Lajman α emisija ne postane moguća (energija za početak zračenja je 10.2 eV). Prelazi su između podnivoa koji pripadaju različitim konfiguracijama, a imaju različite vrednosti kvantnog broja S , tako da narušavaju selekciono pravilo $\Delta S = 0$. Verovatnoće ovih prelaza su reda veličine 100 s^{-1} . Takvi interkombinacioni prelazi se nazivaju i poluzabranjeni. Primer je prelaz dva puta jonizovanog ugljenika: $1s^2 2s^2 1S \rightarrow 1s^2 2s2p \ ^3P$, koji daje liniju C III] $\lambda 190.0 \text{ nm}$ (videti sliku 3).

Drugi slučaj u kom se javljaju interkombinacione linije su gasovi velikih gustina gde je mehanizam zabranjenih linija u IC i vidljivom delu spektra oslabljen. Pošto velike koncentracije u regionu ($n > n_{\text{cr}}$) sprečavaju radijativnu deekscitaciju zabranjenih linija u vidljivom i IC delu spektra, mehanizam interkombinacionih linija dolazi do izražaja. Tada jednačinu (7) možemo napisati kao:

$$\frac{G_{\text{pi}} - L_{\text{rec}}}{n_{\text{H}}^2} = \frac{L_{\text{ff}} - L_{\text{line,IR}} - L_{\text{line,opt}} - L_{\text{line,UV}}}{n_{\text{H}}^2}. \quad (28)$$

Sa porastom temperature vrednost leve strane jednačine opada, dok sa desne strane raste, i uspostavlja se ravnotežno stanje. Za H II regione, tipične temperature su reda 10^4 K i zavise logaritamski od temperature centralne zvezde i od zastupljenosti hemijskih elemenata unutar regiona.



Slika 3. Energetski nivoi jona C III i poluzabranjeni prelazi (preuzeto iz Emerson 1996).

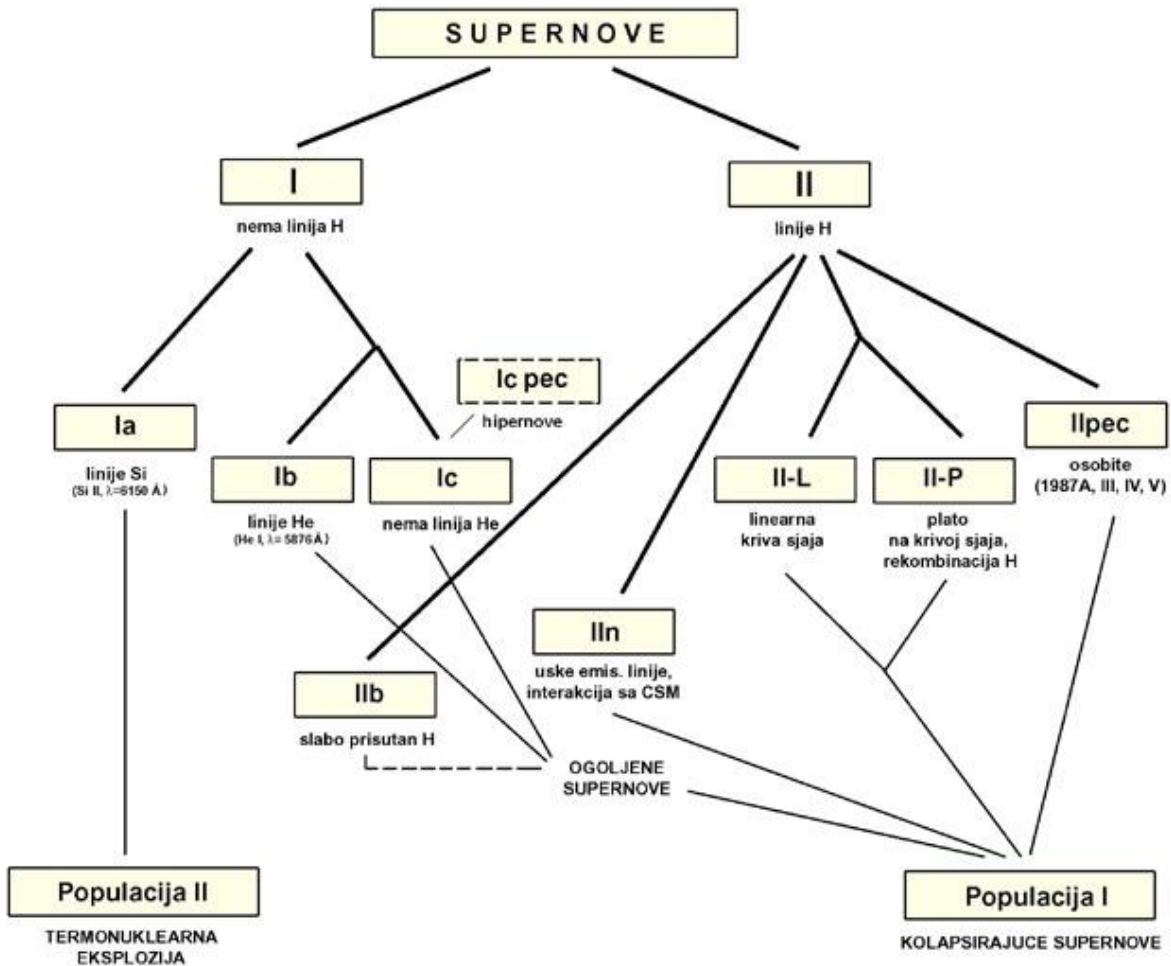
Tabela 2. Najčešće zabranjene linije u infracrvenom i vidljivom delu spektra i njihove osobine.

Atom / Jon	Prelaz	Talasna dužina λ [μm]	Verovatnoća prelaza [s^{-1}]	Kritična koncentracija* n_{crit} [cm^{-3}]
C I	$3P_1 \rightarrow 3P_0$	609.1345	7.93×10^{-8}	(500)
	$3P_2 \rightarrow 3P_1$	370.4351	2.65×10^{-7}	(3000)
C II	$2P_{3/2} \rightarrow 2P_{1/2}$	157.741	2.4×10^{-6}	47 (3000)
N II	$3P_1 \rightarrow 3P_0$	205.3	2.07×10^{-6}	41
	$3P_2 \rightarrow 3P_1$	121.889	7.46×10^{-6}	256
	$1D_2 \rightarrow 3P_2$	0.65834	2.73×10^{-3}	7700
	$1D_2 \rightarrow 3P_1$	0.65481	9.20×10^{-4}	7700
N III	$2P_{3/2} \rightarrow 2P_{1/2}$	57.317	4.8×10^{-5}	1880
O I	$1D_2 \rightarrow 3P_2$	0.63003	8.95×10^{-5}	2.3×10^4 (5×10^5)
	$3P_1 \rightarrow 3P_2$	63.184	1.7×10^{-5}	3400 (10^5)
	$3P_0 \rightarrow 3P_1$	145.525	6.3×10^{-3}	1.8×10^6
O II	$2D_{5/2} \rightarrow 4S_{3/2}$	0.37288	3.6×10^{-5}	1160
	$2D_{3/2} \rightarrow 4S_{3/2}$	0.37260	1.8×10^{-4}	3890
O III	$3P_1 \rightarrow 3P_0$	88.356	2.62×10^{-5}	461
	$3P_2 \rightarrow 3P_1$	51.815	9.76×10^{-5}	3250
	$1D_2 \rightarrow 3P_2$	0.50069	1.81×10^{-2}	6.4×10^5
	$1D_2 \rightarrow 3P_1$	0.49589	6.21×10^{-3}	6.4×10^5
	$1S_0 \rightarrow 1D_2$	0.43632	1.70	2.4×10^7
Ne II	$2P_{3/2} \rightarrow 2P_{1/2}$	12.8136	8.6×10^{-3}	2.9×10^5
Ne III	$3P_1 \rightarrow 3P_2$	15.5551	3.1×10^{-2}	1.27×10^5
	$3P_0 \rightarrow 3P_1$	36.0135	5.2×10^{-3}	1.28×10^4
Si II	$2P_{3/2} \rightarrow 2P_{1/2}$	34.8152	2.17×10^{-4}	(3.4×10^5)
S II	$2D_{5/2} \rightarrow 4S_{3/2}$	0.67164	2.60×10^{-4}	1240
	$2D_{3/2} \rightarrow 4S_{3/2}$	0.67308	8.82×10^{-4}	3270
S III	$3P_2 \rightarrow 3P_1$	18.7130	4.72×10^{-4}	1780
	$3P_1 \rightarrow 3P_0$	33.4810	2.07×10^{-3}	1.4×10^4
S IV	$2P_{3/2} \rightarrow 2P_{1/2}$	10.5105	7.1×10^{-3}	5×10^4
Ar II	$2P_{3/2} \rightarrow 2P_{1/2}$	6.9853	5.3×10^{-2}	1.72×10^6
Ar III	$3P_1 \rightarrow 3P_2$	8.9914	3.08×10^{-2}	2.75×10^5
	$3P_1 \rightarrow 3P_0$	21.8293	5.17×10^{-3}	3×10^5
Fe II	$6D_{5/2} \rightarrow 6S_{7/2}$	35.3491	1.57×10^{-3}	(3.3×10^6)
	$6D_{7/2} \rightarrow 6S_{9/2}$	25.9882	2.13×10^{-3}	(2.2×10^6)

*Linija je najintenzivnija kada je koncentracija MZM oko ove kritične koncentracije. Pretpostavljen je slučaj sudara sa elektronima na temperaturi $T = 10000$ K, ili H_2 molekulima kada su na temperaturi $T \cong 100$ K (preuzeto iz Lequeux 2005).

3 Klasifikacija supernovih

Klasifikacija supernovih (SN) je istorijski urađena na osnovu karakteristika njihovih spektara. Supernove tipa I nemaju linije vodonika u svojim spektrima dok SN tipa II pokazuju prisustvo vodonika. SN tipa I deli se na tri potklase, ali samo tip Ia nastaje termonuklearnom eksplozijom, dok tipovi Ib i Ic, kao i sve SN tipa II predstavljaju kolapsirajuće supernove.



Slika 4. Klasifikacija supernovih na osnovu njihovih spektara (preuzeto iz Arbutina 2005).

Pretpostavlja se da SN tipa Ia predstavljaju termonuklearne eksplozije C/O belog patuljka u tesno dvojnog sistema. Kada pri transferu mase sa zvezde pratioca beli patuljak pređe Čandrasekarevu granicu, koja iznosi $1.4M_{\odot}$, započne termonuklearnu eksploziju ili prilikom sudara sa drugim belim patuljkom iz tesno dvojnog sistema.

Nedostatak linija vodonika kod tipova Ib i Ic objašnjen je gubitkom spoljnih slojeva vodonika i helijuma u poslednjem stadijumu evolucije masivnih mladih zvezda usled zvezdanih vetrova ili usled pretakanja/gubitka mase u tesno dvojnog sistemu.

4 Evolucija ostataka supernovih

Za razliku od fenomena supernove, koji je vezan za zvezde i može za sobom da ostavi kompaktne objekte – neutronske zvezde i crne rupe, pojam ostatka supernove vezuje se za prostiranje udarnog talasa, formiranog nakon eksplozije supernove, kroz međuzvezdanu sredinu. Evolucija OSN zavisi od početnih uslova eksplozije i osobina okolne međuzvezdane materije.

Kada se kroz sredinu prostire udarni talas, onda se relacije između parametara sredine (gustine, pritiska, temperature, magnetnog polja) ispred i iza udarnog talasa mogu dobiti iz tzv. Rankin-Igonioovih jednačina. U opštem slučaju, u prisustvu magnetnog polja normalnog na brzinu udarnog talasa i uz gubitke energije zračenjem, a bez prisustva spoljašnih sila ove jednačine mogu se napisati u sledećem obliku (Allen et al. 2008, Vučetić 2017):

$$\rho v = \rho_0 v_0 , \quad (29)$$

$$\rho v^2 + P + \frac{B^2}{8\pi} = \rho_0 v_0^2 + P_0 + \frac{B_0^2}{8\pi} , \quad (30)$$

$$\frac{B}{\rho} = \frac{B_0}{\rho_0} , \quad (31)$$

$$\frac{v^2}{2} + U + \frac{P}{\rho} + \frac{B^2}{4\pi\rho} + \bar{Q}(t) = \frac{v_0^2}{2} + U_0 + \frac{P_0}{\rho_0} + \frac{B_0^2}{4\pi\rho_0} . \quad (32)$$

Indeks nula se odnosi na neporemećenu sredinu ispred udarnog talasa, a $\rho, v, P, U, i B$ su gustina, brzina, pritisak, gustina unutrašnje energije po jedinici mase i intenzitet magnetnog polja sredine normalno na brzinu udarnog talasa, a \bar{Q} predstavlja stopu hlađenja sredine usrednjenu na nekom vremenskom intervalu t .

Klasična slika evolucije ostataka supernovih podrazumeva četiri osnovne faze:

1. faza slobodnog širenja,
2. adijabatska, Sedovljeva ili Sedov-Tejlorova faza,
3. radijativna ili izotermalna faza,
4. disipativna ili faza rasipanja.

Nakon same eksplozije SN, odbačeni zvezdani materijal se kreće gotovo slobodno kroz MZM, konstantnom brzinom tj. bez otpora – $R \propto t$, jer ima daleko veću gustinu od okoline (faza slobodnog širenja). Pravo slobodno širenje traje veoma kratko i predstavlja prvu fazu u evoluciji OSN.

4.1 Sedov-Tejlorova faza

Kada udarni talas prebriše zapreminu čija masa značajno prevazilazi masu zvezdanog materijala oslobođenog u SN, nastupa sledeća faza u evoluciji OSN. U Ovoj fazi udarni talas usporava prema analitičkom rešenju Sedova za sfernosimetričnu eksploziju u homogenoj sredini, bez gubitka energije na zračenje (Sedov 1959):

$$R = 1.17 \left(\frac{E_0}{\rho_0} \right)^{1/5} t^{2/5}, \quad (33)$$

gde su E_0 energija eksplozije i ρ_0 gustina okolne MZM. Procesi koji se dešavaju su gotovo adijabatski, tako da energija ostaje očuvana unutar sistema, što obezbeđuje da se formira vrela sredina unutar OSN ($T \sim 10^6$ K, $n_e \sim 10^{-3}$ cm⁻³).

Kada postoji vektor magnetnog polja koji je kolinearan sa vektorom brzine toka fluida (tzv. paralelni udarni talasi) Rankin-Igonioove jednačine su identične kao kod slučaja gde magnetno polje može da se zanemari. Ako pretpostavimo da za sredinu kroz koju se prostire udarni talas važi jednačina stanja idealnog gasa $P/\rho = (\gamma - 1)U = kT/\mu m_H$, i kada su zanemarljivi gubici energije, iz pojednostavljenih Rankin-Igonioovih jednačina možemo dobiti sledeće relacije:

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{(\gamma + 1)M_0^2}{2 + (\gamma - 1)M_0^2}, \quad (34)$$

$$\frac{P}{P_0} = \frac{\gamma + 1 + 2\gamma(M_0^2 - 1)}{\gamma + 1}, \quad (35)$$

gde je $M_0 = \frac{v_s}{c_s}$ Mahov broj, v_s brzina prostiranja udarnog talasa, a $c_s = \sqrt{\gamma P_0/\rho_0}$ adijabatska brzina zvuka u sredini ispred udarnog talasa. Uz pretpostavku da je $\gamma = 5/3$ za jednoatomski gas, kao i da je u slučaju jakog udarnog talasa $M_0 \gg 1$, dobija se da skok gustine u adijabatskoj fazi evolucije OSN iznosi $\rho/\rho_0 = 4$, a da je temperatura iza udarnog talasa

$$T = \frac{3}{16k} \mu m_H v_s^2. \quad (36)$$

U ovoj fazi OSN ostaje najduže u toku svoje evolucije. Po modelu Mekija i Ostrajkera može dostići radijus od $10^{2.26} \approx 182$ pc (McKee & Ostriker 1977). Pretpostavlja se da je većina posmatranih OSN u ovoj fazi.

4.2 Faza radijativnog udarnog talasa

Kada gubici energije putem zračenje počnu značajnije da utiču na dinamiku OSN, tada govorimo o radijativnoj ili izotermalnoj fazi. Iz pojednostavljenih Rankin-Igonioovih jednačina za paralelne udarne talase, uz pretpostavku da se temperature na nekoj udaljenosti iza i ispred udarnog talasa mogu izjednačiti, dobija se da je skok gustine kod

izotermalnog udarnog talasa $\rho/\rho_0 = M_0'^2$, gde je $M_0'^2 = v_s/c_s'$ izotermalni Mahov broj, a $c_s = \sqrt{P_0/\rho_0}$ izotermalna brzina zvuka u sredini ispred udarnog talasa. Iz ovog izraza vidimo da skok gustine u radijativnoj fazi može biti mnogo veći nego u adijabatskoj fazi.

Za ovu fazu evolucije OSN uvodi se model „tanke ljuske“ (Ostriker & McKee 1988; Bisnovatyi-Kogan & Silich 1995). Ovaj pristup pretpostavlja da je celokupna masa prebrisanog materijala kao i impuls koncentrisana u tankoj ljusci, odmah iza udarnog talasa, dok je unutrašnjost ispunjena vrelim i veoma razređenim gasom, u kome je sadržana sva unutrašnja energija OSN. Numerički proračuni evolucije OSN u radijativnoj fazi pokazuju da je ova pretpostavka u značajnoj meri verodostojna (Cioffi, McKee & Bertschinger 1988; Blondin et al. 1998).

Meki i Ostrajker prvi uvode pojam „grtalice za sneg“ (eng. *pressure driven snowplough*), odnosno model u kome visok pritisak u unutrašnjosti gura tanku, gustu ljusku stvorenu iza udarnog talasa (McKee & Ostriker 1977). Tada se za jednoatomske gas ($\gamma = 5/3$) dinamička evolucija može opisati zakonom $R \propto t^{2/7}$. Za izotermalnu tanku ljusku iza udarnog talasa, koja se širi daleko od centra eksplozije, izvedeno je opšte rešenje metodom sličnosti (Ostriker & McKee 1988). Za uniformnu MZM gustine ρ_0 , adijabatskog indeksa γ , i početne energije eksplozije E_0 , radijus udarnog talasa je:

$$R(t) = R_c \left(\frac{\xi E_0}{\rho_0 R_c^5} \right)^{\eta/2} t^\eta, \quad (37)$$

gde je R_c karakteristični radijus na kome je ostatak izračio polovinu početne energije eksplozije E_0 . Bezdimenzioni koeficijenti η i ξ daju dve grane rešenja, jednu za fazu „grtalice za sneg“, kada pritisak vrela unutrašnjosti gura ljusku:

$$\eta = \frac{2}{2 + 3\gamma}; \quad \xi = \frac{3(\gamma - 1)(2 + 3\gamma)^2}{8\pi}, \quad (38)$$

a drugu za fazu održanja impulsa:

$$\eta = \frac{1}{4}; \quad \xi = \frac{24}{\pi}, \quad (39)$$

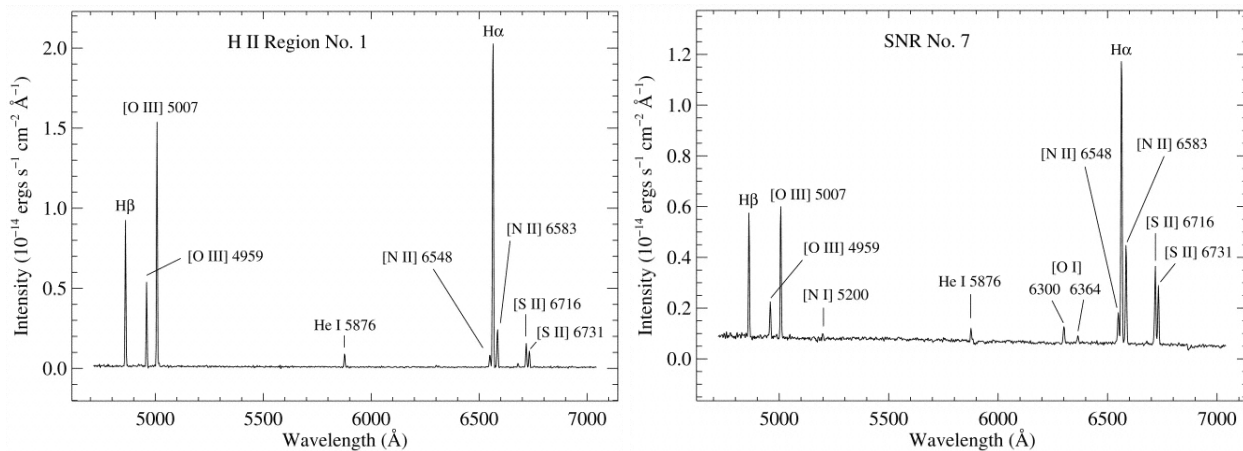
kada je unutrašnjost hladna i ljuska se kreće po inerciji.

Udarni talasi koji gube energiju zračenjem se mogu naći u različitim astrofizičkim objektima, ali su najčešće pominjani kod OSN. Energiju gube zračenjem i ubrzavanjem kosmičkih zraka. Kao što je već pomenuto, gubici energije kod materije preko koje je prešao udarni talas imaju za posledicu stvaranje tanke ljuske velike gustine.

Kada brzina širenja padne ispod lokalne brzine zvuka, $v^2 \sim c_s^2 = \gamma P_0/\rho_0$, nastupa disipativna faza. U njoj ostatak gubi svoj identitet i polako se razgrađuje i sjedinjuje sa okolnom međuzvezdanom sredinom.

5 Optičko zračenje ostataka supernovih u radijativnoj fazi

Spektar OSN uglavnom zavisi od metaličnosti okolne međuzvezdane materije i brzine udarnog talasa, ali i jačine magnetnog polja. Sredine preko kojih prelazi talas imaju veliki opseg temperatura, a samim tim i veliki broj jonizacionih stanja elemenata pa imamo veoma bogat spektar sudarno ekscitovanih emisionih linija kiseonika, sumpora, azota i vodonika. Vidljivi deo spektra karakterišu linije zabranjenih prelaza, koje predstavljaju efikasan mehanizam hlađenja. Do ekscitacije dolazi sudarima sa elektronima, u delimično jonizovanoj plazmi neposredno iza udarnog talasa. Najintenzivnije emisije linije u spektrima OSN su: [O II] λ 372.7, H β λ 486.1, [O III] λ 436.3, λ 495.9, λ 500.7, [O I] λ 630.0, λ 636.4, N II λ 654.8, H α λ 656.3, N II λ 658.3, [S II] λ 671.7, λ 673.1. Karakteristična osobina u spektrima OSN jeste da je linija [O II] λ 372.7 nm deset puta jača od linije H β , dok su dubleti linija [O I] λ 630.0, λ 636.4 i [S II] λ 671.7, λ 673.1 sličnog reda veličine kao H α linija (Vučetić 2017). Upravo ovi odnosi nam omogućavaju da razdvojimo sudarno ekscitovane ostatke supernovih od fotojonizovanih emisionih maglina.



Slika 5. Uporedan prikaz spektra H II regiona (levo) i ostatka supernove (desno) u galaksiji NGC 2403 (preuzeto iz Matonick & Fesen 1997).

Kod OSN koji se kreću kroz nehomogenu MZM (naročito kod supernovih tipa II), kada udarni talas pređe preko zgušnjnja i/ili oblaka u MZM, oko njih se stvaraju radijativni segmenti udarnog talasa. Kako je vreme hlađenja obrnuto proporcionalno gustini, tamo gde udarni talas naiđe na zgušnjnja, ranije će krenuti efikasno hlađenje, a samim tim i zračenje u vidljivom i UV delu spektra. Zato treba da se očekuje da se optički sjajni OSN nalaze u sredinama veće gustine i da su samim tim kompaktniji.

Za radijativni udarni talas koji se prostire kroz MZM brzinom 200 km/s, sa zastupljenošću elemenata kao na Suncu i koncentracijom čestica $n = 1 \text{ cm}^{-3}$, Allen sa saradnicima je dobio da minimalni odnos linija [S II]/H α iznosi 0.42 (Allen et al. 2008). Zračenje OSN u vidljivom delu spektra se vidi i u ranijim evolutivim fazama, kada brz udarni talas pređe preko delimično neutralne plazme.

6 Metod optičke detekcije ostataka supernovih

Metod optičke detekcije, koji je korišćen u ovom radu, vangalaktičkih OSN osmislili su Metjusen i Klark (Mathewson & Clarke 1973). Oni su iskoristili činjenicu da OSN imaju povišen intenzitet zabranjenih linija [S II] $\lambda 671.7, \lambda 673.1$ nm u odnosu na vodonikovu liniju $H\alpha$ $\lambda 656.3$ nm. Odnosi ovih emisionih linija se koriste kako bi se razdvojili sudarno pobuđeni OSN od fotojonizovanih H II regiona. Kod OSN odnos ovih linija je veći od 0.4, dok H II regioni imaju odnos linija manji od 0.4, ali često iznosi i ispod 0.2.

Način ekscitacije magline je upravo uzrok razlike odnosa [S II]/ $H\alpha$. Kod OSN, sudarna ekscitacija je indukovana prolaskom udarnog talasa, dok kod H II regiona imamo fotojonizaciju kao posledicu zračenja centralne zvezde, zbog čega je kod H II regiona sumpor uglavnom u dva puta jonizovanom stanju S III, što ima za posledicu niske odnose [S II]/ $H\alpha$. Kod OSN, kada je u radijativnoj fazi, sumpor postoji u raznim stanjima jonizacija, pa i kao S II. Elektronska temperatura od oko 10 000 K u S II rekombinacionoj zoni iza udarnog talasa koja je van termodinamičke ravnoteže, zajedno sa velikim preseccima za sudarnu ekscitaciju ovih zabranjenih prelaza [S II] daje dosta jače linije [S II] u OSN nego što je to slučaj u H II regionima.

Tačna donja granica za odnos [S II]/ $H\alpha$ kod OSN nije strogo utvrđena. Najčešće upotrebljavani kriterijum za optičku detekciju je [S II]/ $H\alpha > 0.4$. Za detekciju OSN u vidljivom delu spektra koriste se uskopojasni [S II] i $H\alpha$ filteri, kao i dodatni filter koji se koristi za eliminisanje zračenja u kontinuumu u blizini ovih linija. Savremeni instrumenti, kako teleskopi, tako i CCD kamere, su značajno unapredili mogućnost za ovakvu vrstu detekcije. Zbog toga je primetan značajan porast u broju optički detektovanih OSN.

7 Obrada posmatranja i rezultati

Galaksija IC 1613 je nepravilna patuljasta galaksija najslabijeg sjaja u lokalnoj grupi, nalazi se na udaljenosti od 730 kpc (Karachentsev et al. 2004). Formiranje zvezda koncentrisano je u prvom kvadrantu, gde je veliki broj H II regiona formirao kompleksnu džinovsku ljusku (Meaburn, Clayton & Whitehead 1988). Posmatrali su je i Hodž, Li i Gurvel 1990. godine (Hodge, Lee & Gurwell 1990 – HLG u daljem tekstu) i detektovali 77 H II regiona i jedan ostatak supernove. Radio posmatranja ovog ostatka su iskorišćena za proveru i analizu $\Sigma - D$ relacije (Urošević et al. 2005).

Snimci galaksije IC 1613 ($\alpha = 04^{\text{h}} 04^{\text{m}} 54.2^{\text{s}}$, $\delta = +02^{\circ} 08' 00''$) koji su korišćeni u radu dobijeni su sa Nacionalne astronomske opservatorije u Turskoj (TUBITAK), koja poseduje 1.5m Riči-Kretijen teleskop. Opservatorija se nalazi na geografskoj širini $\varphi = 36^{\circ} 49' 27''$ i dužini $\lambda = 30^{\circ} 20' 08''$, na 2500 m nadmorske visine. Teleskop je opremljen CCD kamerom sa čipom od 2048×2048 piksela veličine 15 μm . U primarnom Riči-Kretijen fokusu jedan piksel ima ugaonu veličinu od $0.39''$, čime se dobija vidno polje od $13' \times 13'$.

Za posmatranja su korišćeni uskopojasni filteri $H\alpha$, [S II] i dva kontinuum filtera na talasnim dužinama bliskim talasnim dužinama ove dve linije. Obrada posmatranja rađena je u softverskom paketu IRIS¹. Procedura je slična onoj opisanoj u radovima Arbutina sa saradnicima i Vučetićeve sa saradnicima (Arbutina et al. 2009, Vučetić et al. 2015). Prvo je

¹ Besplatan softver za obradu astronomskih snimaka. Dostupan na <http://www.astrosurf.com/buil/>.

urađena osnovna redukcija posmatračkih podataka, koja podrazumeva korekciju snimkom nulte ekspozicije i ravnomerno osvetljenog polja (eng. *bias frame i flat-field frame*), a zatim i poravnavanje snimaka, sabiranje i uklanjanje sjaja pozadine.

Po pet snimaka, sa ekspozicijama od 1200 sekundi, snimljenih kroz isti filter su sumirani iterativnom metodom (eng. *sigma-clipping*) kojom se vrlo uspešno odbacuju kosmički zraci, kao i nepoželjni artefakti CCD čipa, a potom je sa zbirnog snimka uklonjen sjaj neba (komanda SUBSKY). Komandama MAX, MIN su izvršene takozvane kozmetičke korekcije na snimcima - uklanjanje loših piksela, piksela pogođenih kosmičkim zracima i sl. Astrometrijska redukcija snimaka je urađena korišćenjem USNO-A2.0 astronomskog kataloga (Monet et al. 1998). U sledećem koraku obrade sa snimaka dobijenih kroz filtere H α i [S II] uklonjeno je zračenje koje potiče iz kontinuuma, tj. od zbirnih snimaka u liniji oduzet je skalirani snimak u kontinuumu (iskorišćen je samo jedan kontinuum filter).

Nakon oduzimanja skaliranog snimka u kontinuumu od zbirnih snimaka u liniji, upoređujemo sva tri zbirna snimka i registrujemo regione. Kandidatima za ostatke supernovih smatramo sve objekte koji su svetli na snimku koji je dobijen oduzimanjem snimaka u liniji: [S II] – 0.4H α , a koji nisu vidljivi na snimku u kontinuumu. H II regioni su izrazito jaki na H α snimku, i takođe nisu vidljivi u kontinuumu. Kada odredimo izvore, kružnom aperturom odgovarajućeg prečnika merimo bezdimenzioni odbroj fotona pojedinačnih izvora, a fitovanjem elipse u programu SAO-Image DS9 dobijamo njihove ugaone poluprečnike, a sa poznatim rastojanjem do galaksije i stvarne poluprečnike u parsecima i koordinate geometrijskog centra.

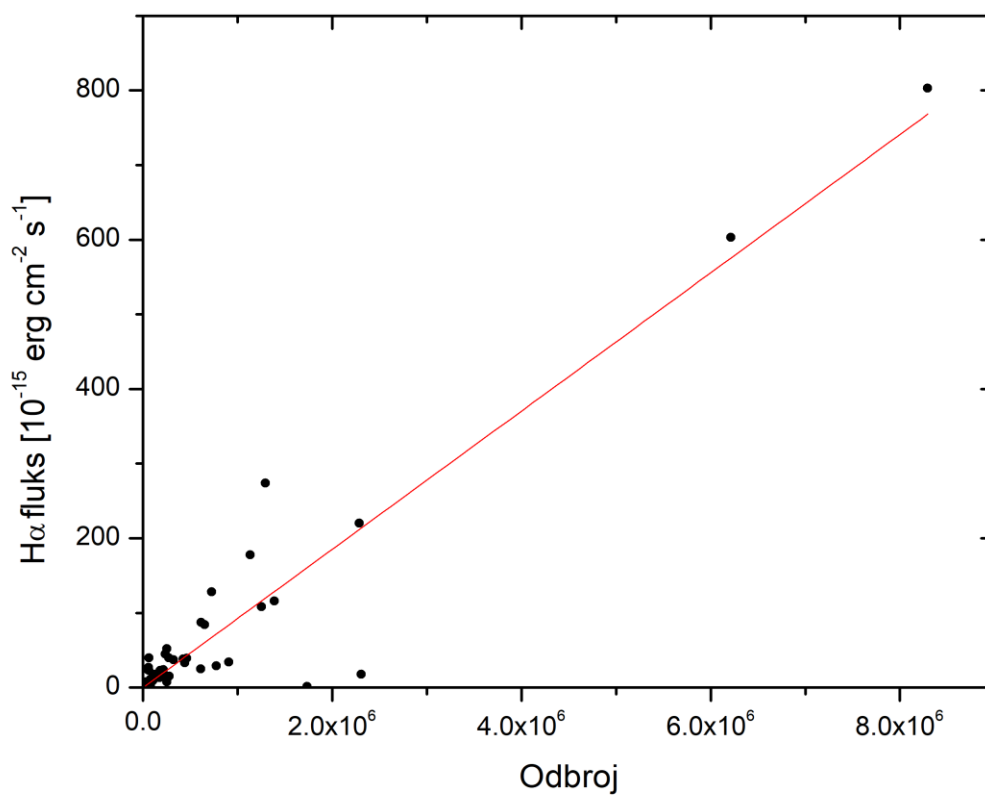
Da bismo dobili apsolutni fluks izračen u liniji H α , usled nedostatka podataka o propusnosti filtera i posmatranja standardne zvezde, korišćeni su rezultati za apsolutni fluks H II regiona iz rada HLG (1990). Svi objekti za koje se pokazalo da imaju jako zračenje u kontinuumu, a u radu su navedeni kao H II regioni nisu uzeti u obzir. Na osnovu korelacije vrednosti odbroja na snimku i vrednosti apsolutnog fluksa iz pomenutog rada, dobijamo da vrednost kojom treba da pomnožimo odbroj fotona (kako bismo dobili vrednost apsolutnog fluksa za nove objekte) iznosi $k = 9.262 \times 10^{-5} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, što je predstavljeno ispod, na grafiku 1.

U radu HLG (1990) jedini detektovani OSN ima redni broj 49 i H α fluks iznosi $18 \times 10^{-15} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Prvi put je klasifikovan kao OSN u radu D'Odorico, Dopita & Benvenuti (1980), a potvrđen pet godina kasnije uz pomoć VLA posmatranja na 20 cm i 6 cm kada je dobijena vrednost spektralnog indeksa $\alpha = -0.9 \pm 0.3$. Rezultati su objavljeni u radu Dickel, D'Odorico & Silverman (1985).

U ovom radu izračunali smo fluks OSN u liniji H α i iznosi $219.75 \times 10^{-15} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, a odnos linija [S II]/H α = 0.46. Odakle na osnovu korelacije sa radom HLG (1990) dobijamo da fluks u liniji [S II] iznosi $101.09 \times 10^{-15} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

U tabeli 3. predstavljeni su detektovani objekti, njihov redni broj iz HLG (1990), koordinate, poluprečnici i fluksevi preuzeti iz HLG (1990). Objekti sa rednim brojem 1 i 2 su dva nova H II regiona u galaksiji IC 1613, za koje je fluks izračunat na osnovu već pomenute korelacije.

U tabeli 4. predstavljeni su objekti koji su u radu HLG (1990) klasifikovani kao H II regioni, a nakon završene obrade, na našim snimcima se vidi jako zračenje u kontinuumu tih objekata, te verovatno predstavljaju zvezde (promenljive ili sa pojačanom H α emisijom).



Grafik 1. Korelacija odbroja sa H α snimka i apsolutnog fluksa H II regiona iz rada HLG (1990).

Tabela 3. *Emisione magline u nepravilnoj galaksiji IC 1613.*

Redni broj izvora	Redni broj izvora (HLG)	Rektascenzija α J2000 [h: m: s]	Deklinacija δ J2000 [°: ': '']	Poluprečnik* R [pc]	H α Fluks [10 ⁻¹⁵ erg cm ⁻² s ⁻¹]
1	-	01:04:28	+02:04:29.3	7.4 × 7.4	2.66
2	-	01:04:31	+02:11:54.6	8.3 × 8.3	2.74
3	2	01:04:31	+02:04:10.5	77.2 × 77.2	25
4	1	01:04:32	+02:09:38.5	11.0 × 15.2	4
5	5	01:04:32	+02:09:29.1	27.0 × 9.6	16
6	3	01:04:32	+02:09:45.6	18.0 × 18.0	13
7	7	01:04:37	+02:10:23.2	20.9 × 37.6	15
8	10	01:04:39	+02:07:39.0	18.8 × 17.6	38
9	11	01:04:41	+02:08:59.3	9.6 × 7.0	3.6
10	13	01:04:44	+02:06:35.1	54.2 × 49.8	220
11	12	01:04:45	+02:09:54.4	7.0 × 8.2	2.6
12	16	01:04:53	+02:03:27.8	48.8 × 65.2	33
13	19	01:04:56	+02:09:14.2	9.8 × 11.6	7.6
14	21	01:04:57	+02:09:28.7	19.8 × 43.6	11
15	20	01:04:57	+02:10:08.7	24.8 × 34.6	7.6
16	23	01:04:58	+02:09:57.7	9.8 × 9.8	2.3
17	26	01:04:59	+02:10:34.2	53.4 × 20.6	23
18	30	01:04:59	+02:08:58.4	26.2 × 11.0	9.2
19	27	01:04:59	+02:09:47.9	19.4 × 15.2	15
20	29	01:05:00	+02:09:05.6	58.0 × 18.0	87.3
21	33	01:05:00	+02:09:40.5	18.0 × 12.8	3.1
22	32	01:05:00	+02:10:41.6	9.6 × 12.4	15
23	36	01:05:00	+02:09:23.2	25.8 × 35.8	108
24	34	01:05:00	+02:09:23.3	47.4 × 16.0	34
25	31	01:05:00	+02:10:40.8	22.2 × 39.0	116
26	37	01:05:01	+02:04:23.1	121.4 × 121	803
27	38	01:05:01	+02:09:47.1	28.4 × 25.8	37
28	41	01:05:01	+02:08:25.6	38.6 × 15.6	24
29	39	01:05:02	+02:08:56.2	19.2 × 11.0	40
30	42	01:05:02	+02:07:36.3	45.6 × 12.0	20
31	40	01:05:02	+02:08:49.5	19.4 × 12.4	84
32	46	01:05:02	+02:09:24.8	63.6 × 60.8	603
33	50	01:05:02	+02:08:34.6	16.6 × 12.4	7.5
34	49	01:05:02	+02:08:40.9	18.0 × 13.8	18
35	52	01:05:02	+02:08:01.7	24.8 × 26.2	39
36	48	01:05:03	+02:08:40.9	18.0 × 15.2	27
37	47	01:05:03	+02:08:53.1	9.6 × 9.6	18
38	45	01:05:03	+02:10:05.2	41.8 × 24.8	178
39	56	01:05:03	+02:09:03.6	42.8 × 12.4	52
40	59	01:05:03	+02:07:36.3	23.8 × 19.4	45
41	57	01:05:03	+02:08:50.3	20.8 × 11.0	24

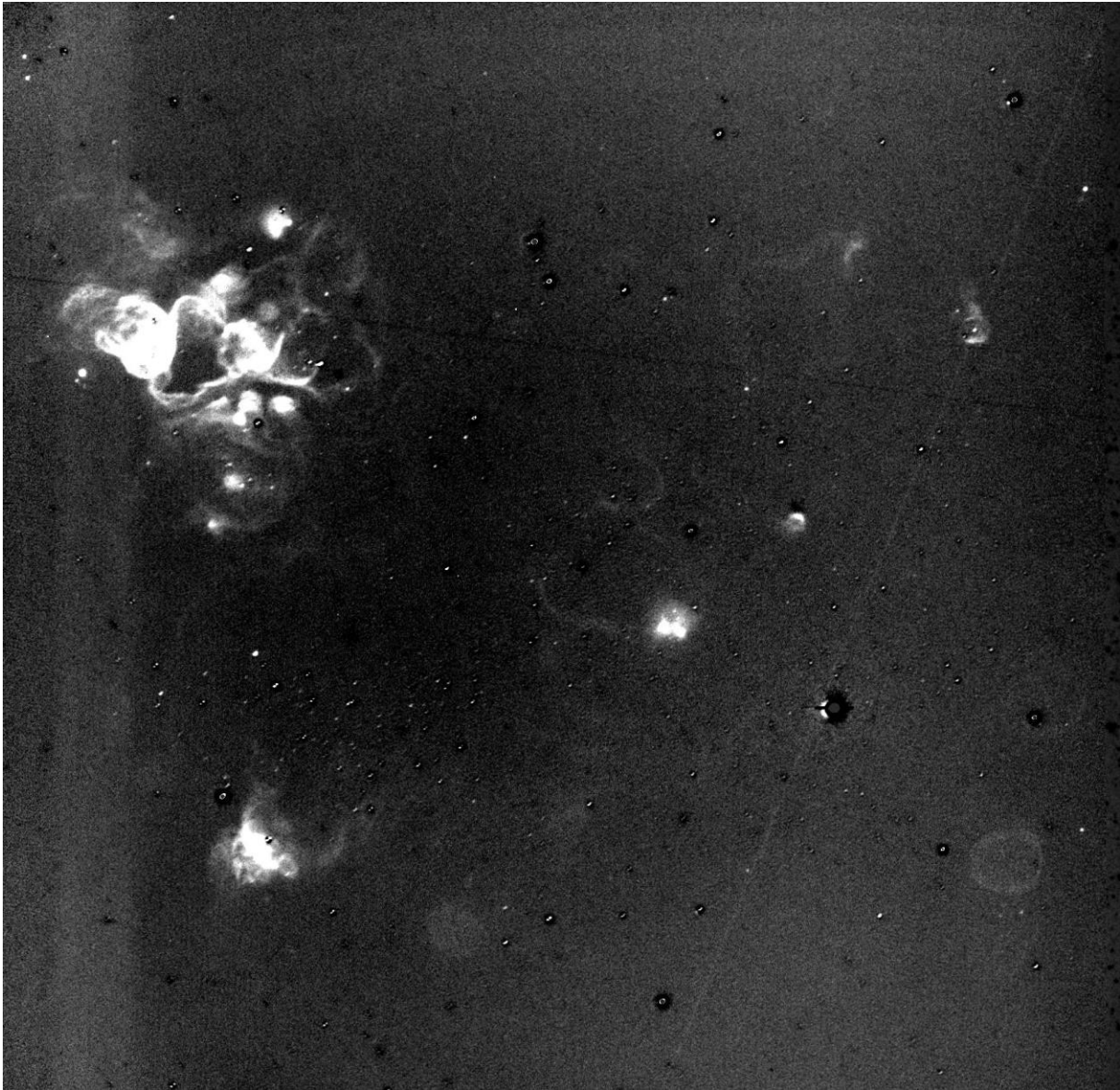
Redni broj izvora	Redni broj izvora (HLG)	Rektascenzija α J2000 [h: m: s]	Deklinacija δ J2000 [°: ' : '']	Poluprečnik* R [pc]	H α fluks [10 ⁻¹⁵ erg cm ⁻² s ⁻¹]
42	58	01:05:03	+02:08:41.3	20.8 × 13.8	40
43	55	01:05:04	+02:09:46.8	68.0 × 48.4	1.6
44	61	01:05:04	+02:08:44.4	26.8 × 9.2	23
45	64	01:05:05	+02:08:54.6	59.4 × 19.2	128
46	63	01:05:05	+02:09:06.0	18.8 × 17.6	7.9
47	66	01:05:06	+02:10:34.9	102.6 × 90.6	274
48	67	01:05:06	+02:09:31.5	82.0 × 90.6	1119
49	69	01:05:08	+02:09:56.2	62.0 × 26.8	29

*Za izračunavanje poluprečnika objekata korišćena razdaljina do galaksije IC 1613 iznosi 730kpc, preuzeta iz rada (Karachentsev et al. 2004). Na ovoj razdaljini je 1'' = 3.54 pc.

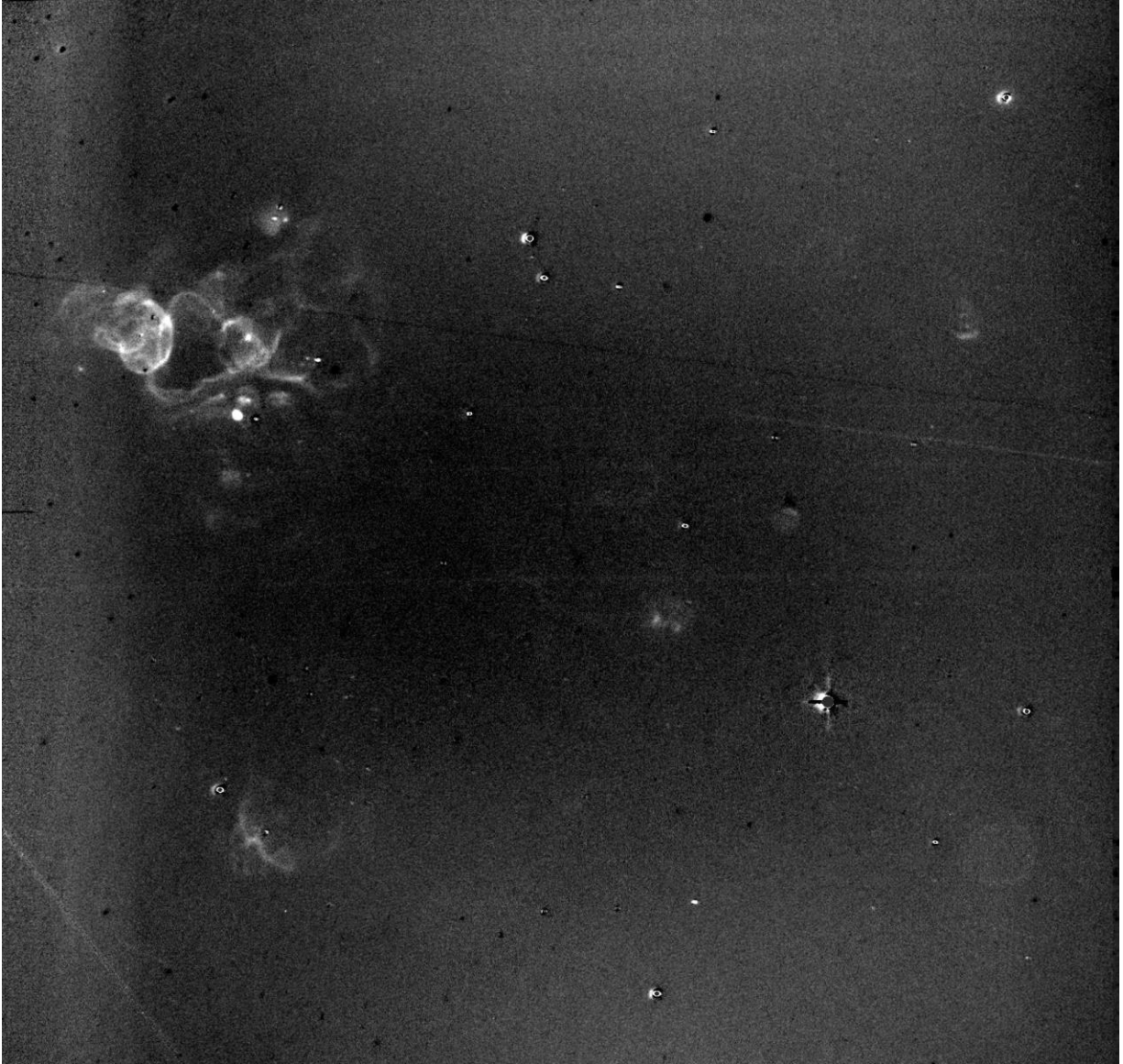
Tabela 4. *Objekti koji imaju jako zračenje u kontuumu, a prethodno su klasifikovani kao H II regioni.*

Redni broj izvora	Redni broj izvora (HLG)	Rektascenzija α J2000 [h: m: s]	Deklinacija δ J2000 [°: ' : '']	Poluprečnik* R [pc]
s1	15	01:04:53	+02:08:29.6	11.0 × 9.6
s2	32	01:04:58	+02:08:59.3	15.2 × 11
s3	28	01:04:59	+02:09:34.2	9.6 × 7.0
s4	43	01:05:01	+02:06:17.1	12.4 × 12.4
s5	44	01:05:02	+02:10:25.2	9.6 × 9.6
s6	53	01:05:02	+02:07:59.8	8.4 × 9.6
s7	51	01:05:02	+02:08:13.1	20.8 × 11.0
s8	54	01:05:03	+02:05:01.9	12.4 × 9.6
s9	62	01:05:05	+02:12:46.6	12.4 × 11.0
s10	65	01:05:05	+02:05:52.8	12.0 × 11.6
s11	68	01:05:06	+02:08:14.3	11.0 × 8.4
s12	70	01:05:08	+02:09:09.5	12.4 × 11.0
s13	73	01:05:09	+02:09:04.4	9.6 × 9.6
s14	75	01:05:11	+02:12:09.8	11.0 × 11.0
s15	74	01:05:11	+02:12:23.1	9.6 × 12.4

*Za izračunavanje poluprečnika objekata korišćena razdaljina do galaksije IC 1613 iznosi 730kpc, preuzeta iz rada (Karachentsev et al. 2004). Na ovoj razdaljini je 1'' = 3.54 pc.



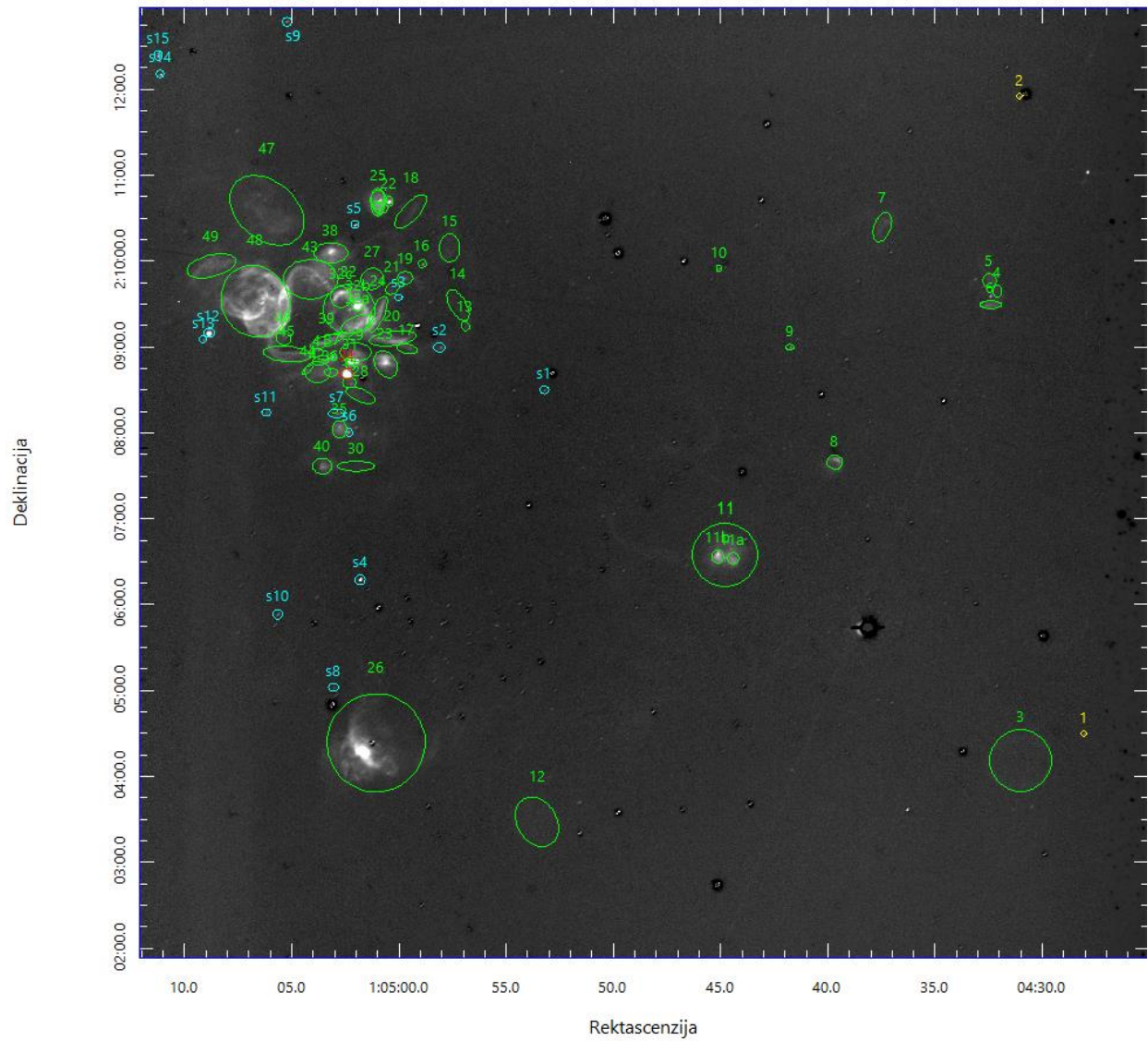
Slika 6. Krajnji snimak galaksije IC 1613 kroz $H\alpha$ filter sa oduzetim kontinuumom.



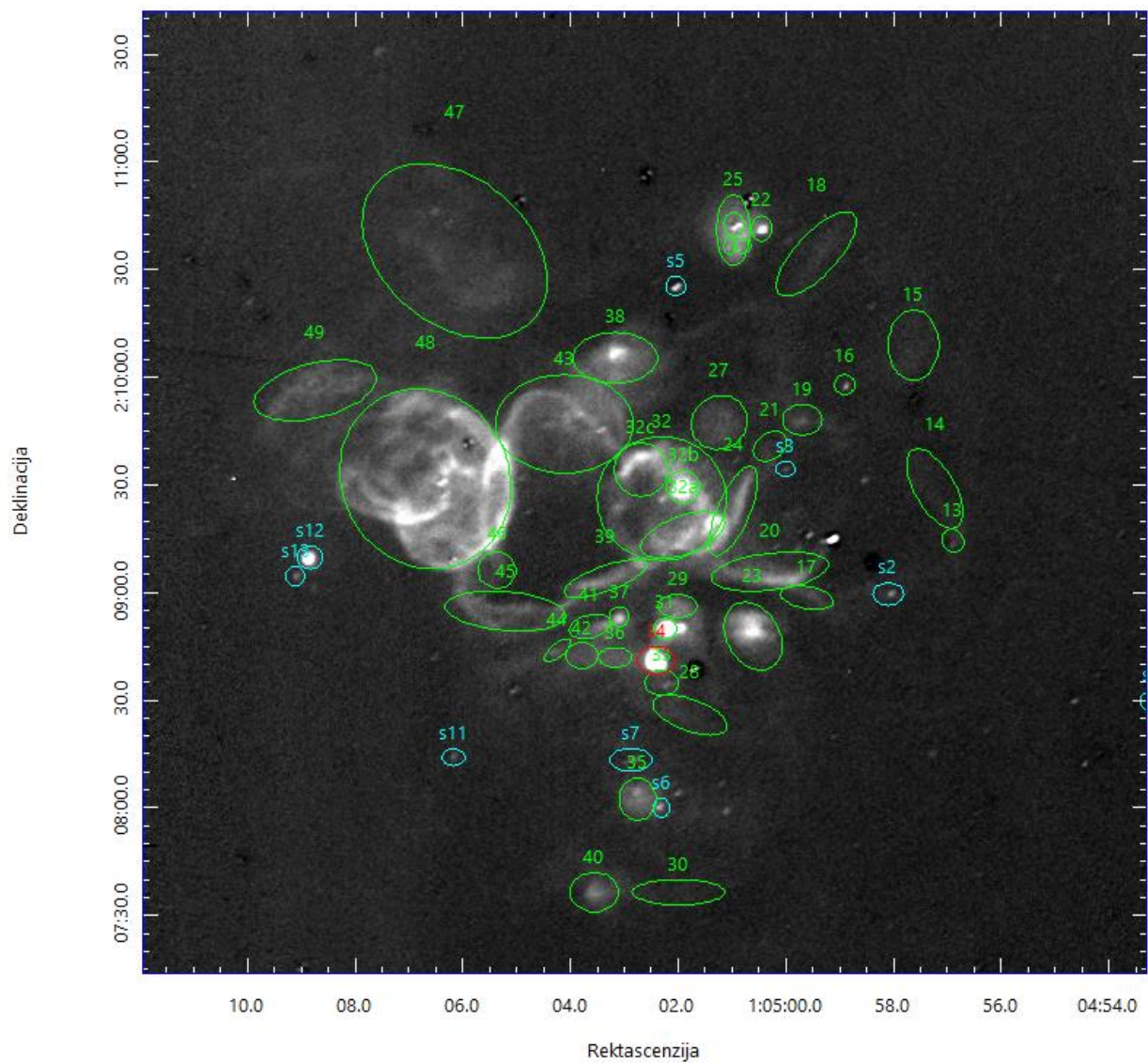
Slika 7. Krajnji snimak galaksije IC 1613 kroz [S II] filter sa oduzetim kontinuumom.



Slika 8. Krajnji snimak galaksije IC 1613 kroz filter u kontinuumu.



Slika 10. Krajnji H α snimak galaksije IC 1613 sa detektovanim objektima.



Slika 11. Uveličana oblast sa najvećom koncentracijom emisionih maglina u galaksiji IC 1613 na krajnjem H α snimku

8 Zaključak

Ovaj rad je imao za cilj detekciju novih emisionih maglina u nepravilnoj galaksiji IC 1613. Posmatranjima kroz uskopojasne filtere u linijama $H\alpha$ i $[S II]$ i kroz kontinuum filter na talasnoj dužini bliskoj talasnim dužinama ove dve linije, detektovan je jedan već poznati OSN i 49 H II regiona, od kojih su dva prvi put detektovani i za koje je izračunat fluks na osnovu korelacije između odbroja i fluksa za već detektovane H II regione u radu HLG (1990). Takođe, u ovom radu pokazano je da 15 objekata prethodno klasifikovanih kao H II regioni u radu HLG (1990) imaju jako zračenje u kontinuumu i najverovatnije predstavljaju zvezde.

9 Literatura

- Allen M. G., Groves B. A., Dopita M. A., Sutherland R. S., Kewley L. J. 2008, *ApJS*, 178, 20
- Arbutina B., 2005, Magistarska teza, Univerzitet u Beogradu
- Arbutina B., Ilić D., Stavrev K., Urošević D., Vukotić B., Onić D. 2009, *SerAJ*, 179, 87
- Bisnovatyi-Kogan G. S., Silich S. A., 1995, *Rev. Mod. Phys.*, 76, 661
- Blondin J. M., Wright E. B., Borkowski K. J., Reynolds S. P., 1998, *ApJ*, 500, 342
- Cioffi D. F., McKee C. F., Bertschinger E., 1988, *ApJ*, 334, 252
- D'Odorico S., Dopita M., Benvenuti P., 1980, *A&AS*, 40, 67
- Dickel J. R., D'Odorico S., Silverman A., 1985, *AJ*, 90, 414
- Emerson D. 1996, *Interpreting Astronomical Spectra*, John Wiley & Sons Ltd., Chichester
- Hodge P. W., Lee M. G., Gurwell M., 1990, *PASP*, 102, 1245 (HLG)
- Iglesias-Páramo J., Muñoz-Tuñón C. 2002 *MNRAS*, 336, 33
- Karachentsev I.D., Karachentseva V.E., Hutchmeier W. K., Makarov D. I., 2004, *AJ*, 127, 2031
- Lequeux J., 2005, *The Interstellar Medium*, Springer, Berlin
- Maciel W.J., 2013, *Astrophysics of the Interstellar Medium*, Springer-Verlag, New York
- Mathewson D. S., Clarke J. N., 1973, *ApJ*, 180, 725
- Matonick D. M., Fesen R. A., 1997, *ApJS*, 112, 49
- McKee C. F., Ostriker J. P., 1977, *ApJ*, 218, 148
- Meaburn J., Clayton C. A., & Whitehead M. G. 1988, *MNRAS*, 235, 479
- Monet D. et al., 1998, *USNO-A2.0 — A catalog of astrometric standards*, U.S. Naval Observatory (<http://tdc-www.harvard.edu/catalogs/ua2.html>)
- Osterbrock D.E., Ferland G.J., 2006, *Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei*, 2nd edition, University Science Books, Sausalito, California.

Ostriker J. P., McKee C. F., 1988, *Rev. Mod. Phys.*, 60, 1

Sedov L. I., 1959, *Similarity and Dimensional Methods in Mechanics*, Academic Press, New York

Urošević D., Pannuti T. G., Duric N., Theodorou A., 2005, *A&A*, 435, 437

Vučetić M., 2017, Doktorska disertacija, Univerzitet u Beogradu

Vučetić M. M., Ćiprijanović A., Pavlović M. Z., Pannuti T. G., Petrov N., Göker Ü. D., Ercan E. N., 2015, *SerAJ*, 191, 67