

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA MARIA  
CENTRO DE CIÊNCIAS NATURAIS E EXATAS  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

**ESTUDO DOS REMANESCENTES  
DE SUPERNOVA N49 E N63A**

**TESE DE DOUTORADO**

**Igor Antonio Cancela Melnik**

**Santa Maria, RS, Brasil  
2013**

ESTUDO DOS REMANESCENTES DE SUPERNOVA N49 E N63A

**Igor Antonio Cancela Melnik**

Tese apresentada ao Curso de Doutorado do  
Programa de Pós-Graduação em Física, Área  
de concentração em Astronomia, na Universi-  
dade Federal de Santa Maria (UFSM, RS),  
como requisito parcial para obtenção do  
grau de **Doutor em Física**

**Orientador: Prof. Dr. Marcus V. F. Copetti**

**Santa Maria, RS, Brasil  
2013**

**Universidade Federal de Santa Maria  
Centro de Ciências Naturais e Exatas  
Programa de Pós-Graduação em Física**

A Comissão Examinadora, abaixo assinada,  
aprova a Tese de Doutorado

**Estudo dos remanescentes de supernova N49 e N63A**

elaborada por  
**Igor Antonio Cancela Melnik**

como requisito parcial para obtenção do grau de  
**Doutor em Física**

**COMISSÃO EXAMINADORA:**

**Marcus V. F. Copetti, Dr. (UFSM)  
(Orientador)**

**Alex A. Schmidt, Dr. (UFSM)**

**Rogemar Riffel, Dr. (UFSM)**

**Rogério Riffel, Dr. (UFRGS)**

**Roberto Ortiz, Dr. (USP)**

Santa Maria, RS, Brasil

# Agradecimentos

Agradeço antes de tudo à minha namorada, Hekatelyne. Sou incapaz de traduzir em palavras os meus sentimentos por ti.

Agradeço também ao meu orientador, Marcus Copetti, pela liberdade concedida para a realização deste estudo.

Agradeço à minha amiga e cunhada Rotchyelly, pela companhia e pelo mate.

Agradeço pela oportunidade de convivência que tive com meus colegas de laboratório, Aline, Diogo, Izabel e Márcio, bem como com o meu antigo orientador Alex Schmidt.

Agradeço também à secretária do programa, Saionara, pela boa vontade e atenção sempre que necessitei.

For millions of years, mankind lived just like the animals. Then something happened which unleashed the power of our imagination.

We learned to talk.

Trecho da faixa *Keep Talking* de *Pink Floyd*

# Resumo

Nesse trabalho serão apresentados os resultados do estudo dos remanescentes de supernova N49 e N63A. Para N49 as observações foram realizadas com o espectrógrafo Cassegrain acoplado ao telescópio de 1,60 m do Laboratório Nacional de Astrofísica (LNA). Os dados cobriram a faixa de 6000 a 7000 Å, sendo possível detectar as linhas de emissão [S II]  $\lambda\lambda 6716, 6731$ , cuja intensidade relativa foi utilizada como sensor de densidade eletrônica. Foram extraídos espectros unidimensionais com uma abertura de aproximadamente  $2,3''$  que foram usados para construção de mapas da densidade eletrônica, da dispersão de velocidades e do fluxo da linha  $H\alpha$  e da velocidade radial LSR. O mapa da densidade eletrônica sugere que a região sudeste do objeto está interagindo com uma nuvem molecular. Este mapa revelou um intenso gradiente que confirmou estudos anteriores, mostrando que a densidade varia por um fator 3 entre as bordas leste e oeste. As regiões mais densas ( $N_e > 2000 \text{ cm}^{-3}$ ) foram observadas na borda leste do objeto, próximos mas não coincidindo exatamente com as áreas mais brilhantes no óptico. No entanto as regiões densas na borda nordeste possuem baixo brilho. Uma massa de gás ionizado de  $\approx 207 \pm 66 M_\odot$  foi inferida a partir do fluxo total em  $H\alpha$ . A densidade *rms* do objeto foi estimada em  $\approx 60 \text{ cm}^{-3}$  a partir do brilho superficial nessa mesma linha. Estimamos que o fator de preenchimento do objeto é de 0,002. O mapa da velocidade radial associado a componente *blueshifted* de  $H\alpha$  apresentou certa simetria radial, sendo que os pontos mais distantes do centro possuem velocidade radial menor do que os mais próximos ao centro. O mapa da dispersão de velocidades também apresentou simetria radial semelhante, que foi interpretada como um efeito de projeção. Conforme demonstramos a partir de um modelo unidimensional, as medidas de velocidade radial podem ser compreendidas como consequência da interação da onda de choque com um meio com densidade variável. Os parâmetros de ajuste do modelo mostraram-se consistentes com os valores normalmente encontrados na literatura e com estudos já publicados sobre o objeto. Foram coletados espectros de N63A na faixa entre 3550 a 7500 Å utilizando o telescópio SOAR. Os mapas da razão [S II]/ $H\alpha$  e [O I]/ $H\alpha$  confirmaram estudos anteriores e mostraram que o lóbulo sudoeste é fotoionizado. A razão de linhas [O III] ( $\lambda 4959 + \lambda 5007$ )/ $\lambda 4363$  foi usada para estimar uma temperatura média de  $5,0 \times 10^4 \text{ K}$ . A partir do fluxo corrigido em  $H\beta$  estimamos que a massa das regiões fotoionizada e ionizada por choque são de 12 e  $35 M_\odot$ , respectivamente. Os mapas da razão  $H\alpha/H\beta$  e [N II]/ $H\alpha$  exibiram uma estrutura em forma de arco com valores mais elevados na borda sudoeste. Obtivemos também dados de N63A com o telescópio do LNA em sete posições distintas, a partir dos quais foi gerado o mapa da velocidade radial. Este mapa apresentou um gradiente que pode ser interpretado como um efeito de projeção, desde que se assuma que a região ionizada por choque é uma semi-esfera de gás em expansão. O mapa da densidade eletrônica da região fotoionizada de N63A sugere que o gás em expansão do remanescente está interagindo com uma região H II independente.

# Abstract

In this work, we present the results of an observational study regarding the supernova remnants N49 and N63A. The longslit spectrophotometric data of N49 were obtained with the Cassegrain spectrograph attached to the 1,6 m telescope of the Laboratório Nacional de Astrofísica. The data covered the range between 6000 to 7000 Å, being possible to detect the lines [S II]  $\lambda\lambda$  6716, 6731, which ratio was used to determine the electron density. One dimensional spectra with an aperture size of 2.3 " were extracted from this date and were used to built flux, velocity dispersion and radial velocity maps. The electron density map showed signs of interaction between the southeast region of N49 and a molecular cloud. This map also shows the existence of a gradient that confirmed previous studies, revealing that the electron density varies by a factor of 3 between the east and west borders. The densest areas ( $N_e > 2000 \text{ cm}^{-3}$ ) were observed at the east border, near the brightest areas in optics. However the dense areas at the northeast border have low brightness. From the total H $\alpha$  flux, an ionized mass of  $\approx 207 \pm 66 M_\odot$  was inferred. A rms density of  $\approx 60 \text{ cm}^{-3}$  was calculated by the H $\alpha$  surface brightness. We also inferred the filling factor being  $\approx 0.002$ . The radial velocity map associated to the blueshifted component showed a radial symmetry. Points farther from the center had smaller radial velocity than the central ones. The velocity dispersion map also presents a similar radial symmetry, and was interpreted as a projection effect. By constructing an one-dimensional model, we will show that the radial velocity measurements may be caused by the interaction of the blast wave with the interstellar medium with a power-law density profile. The fitting parameters were consistent with previous studies. The longslit data of N63A were collected with the SOAR telescope and covered the range between 3550 to 7500 Å. The [S II]/H $\alpha$  and [O I]/H $\alpha$  ratio maps confirm the conclusion of previous studies and show that the southeastern lobe is photoionized. The [O III] ( $\lambda 4959 + \lambda 5007$ )/ $\lambda 4363$  ratio was used to determine a mean electron temperature of  $5.0 \times 10^4 \text{ K}$ . From the reddening-corrected H $\beta$  flux we estimated a mass of 12 and 35  $M_\odot$  for the photoionized and shock-heated regions, respectively. The H $\alpha$ /H $\beta$  and the [N II]/H $\alpha$  ratio maps show an arc-shaped structure with higher values at the southeast boundary. We also obtained data from N63A with the OPD telescope at 7 distinct positions, from which we constructed a radial velocity map. This map presents a gradient that can be interpreted as a projection by assuming that the observed shock-heated region is a semi-sphere of gas in expansion. The electron density profile observed along the photoionized lobe suggests an interaction between the expanding gas from the supernova remnant with an independent H II region.

# Lista de Figuras

1.1	Imagem do modelo de emissão em folhas. . . . .	20
2.1	Imagem composta de N49. . . . .	27
2.2	Imagem composta de N63A. . . . .	36
3.1	Representação das posições da fenda sobre N49. . . . .	41
3.2	Representação das posições da fenda sobre N63A. . . . .	42
3.3	Espectro de N49 com alta razão sinal/ruído. . . . .	44
3.4	Espectros de N63A com alta razão sinal/ruído. . . . .	45
4.1	Exemplo de espectro de N49 contendo linhas duplas. . . . .	47
4.2	Distribuição espacial das regiões com linhas duplas. . . . .	48
4.3	Mapas do fluxo em $H\alpha$ de N49. . . . .	49
4.4	Imagem de N49 em raios X e da emissão em CO. . . . .	50
4.5	Mapas da velocidade radial de N49. . . . .	52
4.6	Imagem de N49. . . . .	53
4.7	Espectros de N49 mostrando as linhas $\lambda\lambda 6717, 6731$ do [S II]. . . . .	55
4.8	Mapas da densidade eletrônica de N49. . . . .	56
4.9	Posições de fenda sobre N49. . . . .	57
4.10	Mapas da dispersão de velocidades para N49. . . . .	59
4.11	Histograma das medidas de velocidade radial. . . . .	60
4.12	Histograma das medidas das duas componentes da velocidade. . . . .	61
4.13	Histograma da diferença da velocidade radial. . . . .	62
4.14	Histograma das medidas de dispersão de velocidade radial. . . . .	63
4.15	Histograma das medidas de densidade eletrônica. . . . .	63
4.16	Histograma das medidas da densidade eletrônica. . . . .	64
4.17	Perfis de velocidade radial. . . . .	70
4.18	Representação esquemática de um remanescente. . . . .	71
4.19	Mapas das razões [S II]/ $H\alpha$ e [O I]/ $H\alpha$ . . . . .	72
4.20	Representação da onda de choque interagindo com uma nuvem densa. . . . .	78
4.21	Representação esquemática de um remanescente. . . . .	79

5.1	Mapas do fluxo em $H\alpha$ e da densidade eletrônica de N63A. . . . .	81
5.2	Mapas da razão $H\alpha/H\beta$ , $H\delta/H\beta$ e $H\gamma/H\beta$ . . . . .	83
5.3	Mapas da razão $[N\text{ II}]/H\alpha$ , $[S\text{ II}]/H\alpha$ e $[O\text{ I}]/H\alpha$ . . . . .	85
5.4	Mapas em $[O\text{ III}]$ , da razão $[O\text{ II}]$ e da temperatura eletrônica. . . . .	87
5.5	Mapas da velocidade radial e da dispersão de velocidades de N63A. . . . .	89
5.6	Histograma de medidas da velocidade radial . . . . .	91
5.7	Histograma de medidas da dispersão de velocidades . . . . .	92
5.8	Histograma de medidas de densidade eletrônica . . . . .	93
5.9	Fração do mapa da razão $[S\text{ II}]/H\alpha$ . . . . .	93
5.10	Perfil radial da densidade eletrônica. . . . .	95
5.11	Perfil da velocidade radial. . . . .	97
5.12	Diagrama da densidade contra a razão $[O\text{ I}]/[S\text{ II}]$ . . . . .	98

# Lista de Tabelas

3.1	Lista de estrelas padrão observadas durante os turnos. . . . .	39
3.2	Sumário das observações espectroscópicas de N49 . . . . .	40
3.3	Sumário das observações espectroscópicas de N63A . . . . .	41
4.1	Estatísticas das propriedades físicas. . . . .	65
4.2	Estatísticas das propriedades físicas. . . . .	65
5.1	Estatísticas das propriedades físicas . . . . .	94

# Lista de Símbolos

$\alpha$  – Coordenada de ascensão reta do sistema equatorial.

$\alpha_B(H^0, T)$  – Coeficiente de recombinação aos níveis excitados do Hidrogênio.

$\alpha_{H\beta}^{eff}(H^0, T)$  – Coeficiente de recombinação efetivo da linha  $H\beta$ .

$b$  – Coordenada de latitude Galáctica.

$c$  – Velocidade da luz no vácuo,  $c = 2,99792458 \times 10^{10}$  cm s<sup>-1</sup>.

CCD – *Charged Coupled Device*.

$C_{H\beta}$  – Coeficiente de extinção interestelar calculado a partir da razão entre as linhas  $H\alpha$  e  $H\beta$ .

$\delta$  – Coordenada de declinação do sistema equatorial.

$d$  – Distância Heliocêntrica.

erg – Unidade de energia, 1 erg equivale a  $10^{-7}$  J.

eV – Elétron-Volt, 1 eV equivale a  $1,60 \times 10^{-19}$  J.

FWHM – *Full Width at Half Maximum*.

$h$  – Constante de Plank,  $h = 4,13567 \times 10^{-15}$  eV.

IRAF – *Image Reduction and Analysis Facility*.

$l$  – Coordenada de longitude Galáctica.

LNA – Laboratório Nacional de Astrofísica.

LSR – *Local Standard of Rest*.

$m_p$  – Massa do próton, igual a  $1,672623 \times 10^{-24}$  g.

$M_\odot$  – Massa do Sol, igual a  $1,9891 \times 10^{33}$  g.

## LISTA DE TABELAS

---

$N_e$  – Densidade eletrônica.

OPD – Observatório Pico dos Dias.

pc – Unidade de distância, 1 pc equivale a 3,26 anos-luz ou  $3,0856 \times 10^{18}$  cm.

pxl – Píxel.

$Q(\text{H}^0)$  – Número de fótons ionizantes do Hidrogênio emitidos por segundo.

$T_e$  – Temperatura eletrônica.

2MASS – *Two Micron All Sky Survey*.

$v_{\text{LSR}}$  – Velocidade radial em relação ao padrão local de repouso.

# Sumário

<b>1</b>	<b>Introdução</b>	<b>15</b>
1.1	Supernovas . . . . .	15
1.2	Remanescentes de Supernova . . . . .	16
1.3	Processos físicos em remanescentes de supernova . . . . .	22
1.4	Objetivos . . . . .	24
<b>2</b>	<b>Revisão bibliográfica</b>	<b>26</b>
2.1	Sobre N49 . . . . .	26
2.2	Sobre N63A . . . . .	35
<b>3</b>	<b>Observação e redução dos dados</b>	<b>38</b>
3.1	Observações . . . . .	38
3.2	Redução dos dados . . . . .	39
<b>4</b>	<b>Mapas das propriedades físicas de N49 e análise dos dados</b>	<b>46</b>
4.1	Mapa do fluxo em $H\alpha$ . . . . .	46
4.2	Mapa da velocidade radial . . . . .	51
4.3	Mapa da densidade eletrônica . . . . .	53
4.4	Mapa da dispersão de velocidades da linha $H\alpha$ . . . . .	58
4.5	Histogramas das medidas . . . . .	60
4.6	Estatísticas das medidas . . . . .	64
4.7	Massa nebular . . . . .	66
4.8	Densidade <i>rms</i> e fator de preenchimento . . . . .	66
4.9	Análise do mapa da velocidade radial . . . . .	69
4.10	Mapas das razões $[S\ II]/H\alpha$ e $[O\ I]/H\alpha$ . . . . .	72
4.11	Ajuste de um modelo baseado na equação de Sedov aos dados . . . . .	74
4.12	Sobre o modelo proposto . . . . .	77
<b>5</b>	<b>Mapas das propriedades físicas de N63A e análise dos dados</b>	<b>80</b>
5.1	Mapas do fluxo em $H\alpha$ e da densidade eletrônica . . . . .	80

---

5.2	Mapas da razão $H\alpha/H\beta$ , $H\delta/H\beta$ e $H\gamma/H\beta$ . . . . .	82
5.3	Mapas da razão $[N II]/H\alpha$ , $[S II]/H\alpha$ e $[O I]/H\alpha$ . . . . .	85
5.4	Mapas do fluxo em $[O III]$ , da razão $[O II]/H\alpha$ e da temperatura eletrônica . . . . .	86
5.5	Mapas da velocidade radial e da dispersão de velocidades . . . . .	89
5.6	Histogramas e estatísticas das medidas . . . . .	90
5.7	Estimativa da massa nebulosa, da densidade <i>rms</i> e do fator de preenchimento . . . . .	92
5.8	Sobre a estrutura fotoionizada . . . . .	94
5.9	Sobre a estrutura ionizada por choque . . . . .	95
5.10	Uma correlação entre a razão $[O I]/[S II]$ e a densidade eletrônica .	97
<b>6</b>	<b>Considerações finais</b>	<b>99</b>

# Capítulo 1

## Introdução

### 1.1 Supernovas

As estrelas funcionam como reatores termonucleares, cujo combustível está confinado gravitacionalmente. A composição química destes objetos é alterada constantemente. Os átomos mais leves fundem-se formando elementos cada vez mais pesados, e assim fornecem a energia necessária para manter a estrela em equilíbrio hidrostático. Quando uma estrela massiva ( $M > 8 M_{\odot}$ ) esgota seu combustível nuclear, ocorre o colapso gravitacional do núcleo. As camadas mais externas da estrela são então violentamente ejetadas, e passam a expandir-se, misturando-se ao material do meio interestelar (MIS). Os objetos que se formam a partir de explosões deste tipo são denominados supernovas. Outro processo conhecido que pode dar origem a uma supernova envolve a presença de duas estrelas em um sistema binário. Nesse sistema, uma das estrelas deve possuir o lóbulo de Roche<sup>1</sup> preenchido, e a outra deve ser uma anã branca que adquire massa de sua companheira. Quando a massa da anã branca excede o limite de Chandrasekhar<sup>2</sup> ocorre um desequilíbrio hidrostático e a estrela colapsa. Este colapso dá origem a um surto de reações nucleares que destrói a anã branca. As supernovas geradas por este processo possuem luminosidades bastante semelhantes, que caracterizam um padrão para estimar grandes distâncias. Qualquer um destes processos irá liberar uma grande quantidade de energia em um intervalo de tempo curto comparado com a escala de tempo hidrodinâmica, e a explosão pode ser considerada instantânea.

As supernovas foram classificadas observacionalmente de acordo com seus espectros. De uma maneira geral, as que não apresentam linhas de emissão do

---

<sup>1</sup>O lóbulo de Roche delimita o volume ao redor de um objeto no qual a matéria ainda está gravitacionalmente ligada a ele.

<sup>2</sup>O limite de Chandrasekhar representa a máxima massa suportada por uma estrela anã branca pela pressão de degenerescência dos elétrons, e vale  $1,44 M_{\odot}$ .

H são classificadas como tipo I e as que apresentam são classificadas como tipo II. As supernovas do tipo I são subdivididas em três classes: as que apresentam linhas do Si (tipo Ia); as que não apresentam linhas do Si mas apresentam linhas do He (tipo Ib); e as que não apresentam nem linhas do Si nem linhas do He (tipo Ic). Supernovas do tipo II são associadas a estrelas jovens, de população I, pois são encontradas geralmente próximas a regiões H II, enquanto supernovas do tipo Ia são associadas a estrelas mais velhas, de população II. Atualmente esta classe de supernova vem sendo utilizada para determinar distâncias e velocidades em galáxias remotas. Estas observações mostraram que o Universo está expandindo-se aceleradamente, o que impõem fortes restrições aos modelos cosmológicos correntes (Kirshner, 1999).

Em alguns casos isolados foi possível observar diretamente a estrela progenitora de uma supernova. Para isso é preciso possuir imagens prévias da região onde ocorreu a explosão. Van Dik *et al.* (2010), desta forma, identificaram a estrela que deu origem à supernova 2008BK localizada na galáxia NGC 779, e estimaram que ela possuía uma massa de  $12 M_{\odot}$ .

Processos assimétricos podem ocorrer durante o evento de supernova. Mathewson e Clarke (1973) consideraram como evidência disso, a forma de ferradura característica apresentada por vários remanescentes de supernova da Grande Nuvem de Magalhães (GNM). As altas velocidades medidas em pulsares formados pela explosão dão suporte a esta hipótese. Burrows e Hayes (1996) especulam que as altas velocidades observadas em uma estrela de neutron deve-se ao processo de explosão assimétrico de uma supernova.

## 1.2 Remanescentes de Supernova

A explosão de uma estrela libera uma quantidade de energia quase que instantaneamente no MIS. A onda de choque gerada ioniza o gás localizado nas proximidades deste evento, enquanto que o material ejetado pela estrela mistura-se ao MIS. A estrutura resultante é denominada remanescente de supernova.

Os remanescentes de supernova (RSNs) possuem um aspecto nebuloso e um espectro óptico dominado por linhas de emissão. Observacionalmente estes objetos são caracterizados por possuírem uma emissão não térmica em rádio, uma estrutura filamentar no óptico, grande emissão nas linhas do [S II] e por emitirem em raios X. Até o presente foram identificados 77 RSNs nas nuvens de Magalhães (Badenes, Maoz e Draine, 2010) e 274 na Galáxia (Green, 2009).

Um remanescente de supernova é constituído principalmente por três componentes. Os filamentos densos ( $N_e \approx 10^2 \text{ cm}^{-3}$ ) são formados por um gás

relativamente frio ( $T \approx 10^4$  K) que emite no óptico, enquanto o plasma mais quente ( $T \approx 10^6 - 10^7$  K) é menos denso ( $N_e \approx 1 \text{ cm}^{-3}$ ) e emite em raios X. Em alguns objetos existe ainda uma casca com emissão sincrotrônica, detectável em rádio, que origina-se da interação do campo magnético com partículas relativísticas (Murdin, Clark e Culhane, 1978).

Considerando que o processo de explosão de uma estrela é simétrico, e que o MIS que circunda a estrela possui densidade homogênea, um remanescente de supernova pode ser descrito como uma casca esférica de gás em expansão. Normalmente a evolução de um remanescente de supernova no MIS é dividida em quatro etapas. Na primeira, desconsidera-se os efeitos de interação entre o material ejetado e o gás e, desse modo, a frente de choque expande-se com velocidade aproximadamente constante. Esta é uma aproximação razoável, pois o material ejetado pela explosão possui uma massa de pelo menos  $1 M_\odot$  (Osterbrock e Ferland, 2006) com velocidades iniciais típicas de  $1000 \text{ km s}^{-1}$ , enquanto que as densidades do meio interestelar são normalmente de  $1 \text{ cm}^{-3}$ . A medida que o material ejetado varre matéria do MIS, a expansão vai sendo freada, e uma onda de choque reversa, gerada pela diferença de pressão entre o MIS e o material ejetado (Chevalier, 1977), começa a propagar-se em direção ao centro da explosão. Quando o material ejetado interage com uma massa aproximadamente igual a sua, inicia-se a segunda fase da evolução, que é descrita pelas equações construídas por Sedov (1959). Nessa fase, chamada de adiabática, as perdas radiativas são desconsideradas e a energia do gás do remanescente é igual a energia liberada na explosão, o que faz o raio do remanescente ser proporcional a  $t^{\frac{2}{5}}$ , sendo  $t$  a idade do remanescente. O surgimento da onda de choque reversa é o início da desaceleração da expansão, o que leva a existência de instabilidades de Rayleigh-Taylor<sup>3</sup> na interface entre a casca densa e o MIS. Acredita-se que remanescentes que possuam emissão em raios X e em rádio estejam nessa fase (Dopita, 1979), que termina quando perdas radiativas começam a ser importantes, mais especificamente, quando a escala de tempo de resfriamento do gás ionizado pelo choque torna-se menor do que a escala de tempo hidrodinâmica ( $\approx 1.000$  anos). Deste ponto em diante, o trabalho realizado sobre o MIS é convertido em radiação, e a energia do remanescente diminui. Como a emissão óptica vem de um gás a uma temperatura  $< 10^5$  K, remanescentes que possuem emissão nesta faixa estão nesta fase (Dopita, 1979c), onde o raio é proporcional a  $t^{\frac{2}{7}}$ . O último estágio da evolução de um remanescente de supernova é caracterizado apenas pela conservação do momento. Nesta etapa uma fração substancial da energia

---

<sup>3</sup>A instabilidade de Rayleigh-Taylor, é uma instabilidade que ocorre na interface entre dois fluidos de diferentes densidades. É responsável pelo surgimento de estruturas que formam-se na periferia de alguns RSNs.

térmica do gás é emitida em forma de radiação, e apenas o momento dos filamentos mais densos é responsável por manter o remanescente em expansão, com um raio que cresce proporcional a  $t^{\frac{1}{4}}$ . O fim desta etapa ocorre quando a velocidade de expansão torna-se comparável a velocidade turbulenta do MIS.

Os efeitos da evolução de um remanescente de supernova em um meio heterogêneo foram investigados por McKee e Cowie (1975). No cenário proposto pelos autores, os filamentos observados nas imagens ópticas destes objetos são causados pela interação da onda de choque com nuvens densas. A onda de choque evolui com velocidade maior no meio entre-nuvens, onde a densidade é menor. Um dos méritos desse modelo é explicar as discrepâncias entre as velocidades de expansão observadas no óptico e as inferidas de dados em raios X. Em um trabalho posterior, McKee e Ostriker (1977) consideraram um MIS composto de três fases que estão aproximadamente em equilíbrio hidrodinâmico. A maior parte do volume é preenchida por um meio com baixa densidade, no qual estão imersas nuvens moleculares neutras e densas, que por sua vez são circundadas por um plasma fotoionizado mais quente. Com estas considerações, os autores determinaram que o raio do remanescente é proporcional a  $t^{\frac{3}{5}}$  durante a fase adiabática, valor diferente ao da solução determinada por Sedov (1959). Segundo este modelo, a existência das nuvens no MIS gera apenas efeitos secundários na dinâmica de um remanescente, e as idades inferidas com estas considerações diferem apenas cerca de 10% das idades inferidas adotando as equações de Sedov em um meio homogêneo.

A idéia de que o MIS é dividido em três fases distintas está entre as hipóteses adotadas por Shull *et al.* (1985) para a construção de um modelo, no qual um remanescente de supernova evolui em um MIS modificado pela estrela progenitora. Nessa mesma linha Vancura *et al.* (1992), ao estudarem o remanescente de supernova N49, determinaram uma densidade de 20-900  $\text{cm}^{-3}$  para o meio com nuvens, e uma densidade média de 0,9  $\text{cm}^{-3}$  para o meio entre nuvens.

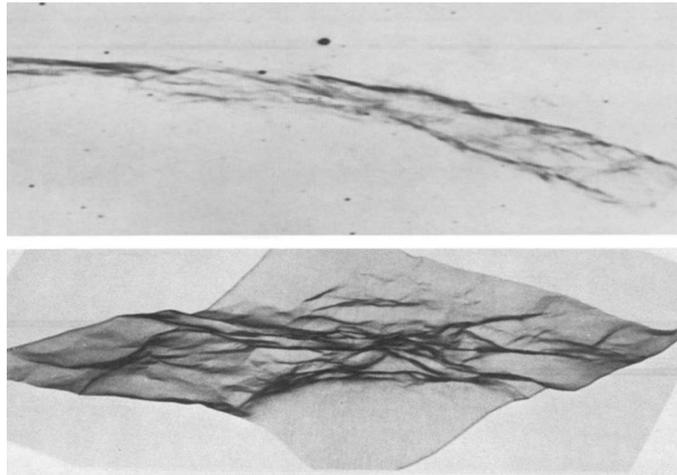
Dopita (1979) observou uma relação entre a velocidade de expansão e o diâmetro de remanescentes de supernova da Grande Nuvem de Magalhães (GNM). Os dados para remanescentes com raios maiores do que 10 pc mostraram-se compatíveis com a solução de Sedov em um meio com uma densidade variando exponencialmente. No entanto, a variação da densidade pré-choque com o diâmetro não apresentou um comportamento exponencial, de onde o autor conclui que um meio interestelar homogêneo, ou variando continuamente, não é compatível com as observações. Seguindo a linha de McKee e Cowie (1975) e McKee e Ostriker (1977), o autor considera que a região com emissão óptica é causada pela onda de choque ao propagar-se em nuvens densas. Esta emissão é causada enquanto ocorre a passagem do choque pela nuvem. Logo após, esta é acelerada até a ve-

locidade do choque no meio entre nuvens, e conseqüentemente a emissão óptica possui um diâmetro menor do que o diâmetro da onda de choque. A partir da densidade pré-choque e da velocidade de expansão, o autor determina a energia inicial da explosão. É observada uma relação entre a energia inicial inferida e o diâmetro dos remanescentes, o que segundo o autor evidencia a inaplicabilidade da teoria de Sedov para estes objetos. Danziger e Leibowitz (1985) também encontraram uma dependência similar entre essas grandezas, e interpretaram este fato como uma consequência da não conservação da energia cinética durante a expansão. Contrariando esta hipótese, Hughes, Hayashi e Koyama (1998), ao estudarem RSNs da GNM, mostraram que a maior parte dos objetos de sua amostra é consistente com uma evolução seguindo a teoria de Sedov. Segundo os autores, os objetos que não se enquadraram nesse cenário originaram-se em um meio onde já existia uma cavidade no MIS. Nesse trabalho não foi encontrada evidência da dependência de energia inicial com o diâmetro dos objetos. Ainda segundo estes autores, a evidência dessa relação, encontrada por Dopita (1979) e Danziger e Leibowitz (1985), não é convincente. Um dos motivos para isso, seria que a densidade pré-choque, determinada pelas linhas do [S II] emitidas na frente de choque, é considerada constante ao longo do objeto. Long e Helfand (1979), também não encontraram nenhuma dependência entre a energia inicial e o diâmetro em uma amostra de 10 RSNs localizados na GNM. No entanto, ao analisarem uma dependência entre a densidade pré-choque e o diâmetro dos objetos estudados, estes autores deram suporte ao modelo de um meio interestelar composto por três fases proposto por McKee e Ostriker (1977).

A estrutura filamentar dos remanescentes de supernova pode ser explicada por um modelo proposto por Heaster (1987). De acordo com este modelo, a onda de choque propaga-se sobre nuvens do meio interestelar, o que causa uma emissão em forma de folhas finas, que englobam as nuvens. Os filamentos surgem quando estas estruturas em forma de folha dobram-se, e são observadas projetadas no plano do céu. A emissão difusa surge quando as folhas são observadas frontalmente, enquanto que os filamentos são consequência de uma visão lateral das mesmas. Este efeito pode ser observado em um tecido comum, conforme pode ser visto na figura 1.1.

Embora este modelo forneça uma explicação convincente para a existência de filamentos em remanescentes de supernova, ele requer que o gás em expansão possua um movimento organizado em grande escala. Alternativamente, Bilikova *et al.* (2007) sugerem que uma estrutura filamentar pode ser causada pela existência de amontoados de matéria no meio interestelar antes da explosão ocorrer.

Uma análise global das observações de RSNs revelou uma relação entre o número de remanescentes e seus respectivos diâmetros. A relação  $N - D$  es-



**Figura 1.1** – Comparação entre a imagem de um remanescente de supernova (acima) e a imagem de um tecido comum com dobras (abaixo). Segundo esse modelo, os filamentos observados surgem devido a efeito de projeção. (Crédito: Hester, (1987)).

pecífica o número  $N$  de remanescentes com raio menor do que  $D$ , e possui a forma  $N(D) = QD^\gamma$ , onde  $Q$  e  $\gamma$  são constantes. O valor de  $\gamma$  determinado de observações de RSNs nas nuvens de Magalhães é  $\approx 1$  (Clarke, 1976, Hughes, Helfand, e Kahn, 1984 e Berkhuijsen, 1987), enquanto o valor de  $\gamma$  para RSNs galácticos é mais incerto, variando entre 1 (Green, 1984) e 2,5 (Allakhverdiev *et al.*, 1983), pois depende da determinação do diâmetro e portanto da distância até o objeto. A dependência linear entre o número de remanescentes e o diâmetro ( $\gamma = 1$ ) pode ser interpretada como uma evidência de que estes objetos estão expandindo-se livremente, e não adiabaticamente como requer a teoria de Sedov, que prevê  $\gamma = 2,5$  (Clarke, 1976 e Mathewson *et al.*, 1983). No entanto, Hughes, Helfand e Kahn (1984) argumentam que deve-se ter cautela ao realizar esta interpretação, pois remanescentes de supernova surgem com diferentes energias iniciais em meios com diferentes densidades, e portanto evoluem de forma distinta. Além disso, o diâmetro até o qual estes objetos poderão ser detectados depende destes fatores, e a relação linear entre  $N$  e  $D$  pode ser o resultado de um efeito de seleção. A partir de um estudo teórico, Badenes, Maoz e Draine (2010) obtiveram  $\gamma = 1$ , considerando que as supernovas surjam em um MIS com uma densidade inicial  $n_0$  dada por uma distribuição de probabilidades com a forma  $n_0^{-1}$ . Além disso, assumiu-se que a maioria dos objetos expande-se adiabaticamente, e não são detectáveis ao chegarem na fase radiativa. O efeito da evolução adiabática de um RSN em um MIS não homogêneo foi considerado por Dopita (1979c). Considerando uma variação exponencial na densidade do MIS, o autor determinou  $\gamma = 1,5$ . Berkhuijsen (1987), no entanto, realizou uma análise estatística da distribuição observada nos diâmetros de RSNs, e concluiu que estes

dados são insuficientes para determinar a lei de expansão destes objetos. O autor argumenta que o valor de  $\gamma = 1$  pode ser consequência de processos que tornem o diâmetros dos RSNs observáveis uniformemente aleatórios, e não é necessariamente uma evidência de que estes objetos estão expandindo-se livremente.

Uma ferramenta útil para determinar distâncias de RSNs, é a relação entre brilho superficial em rádio ( $\Sigma$ ) e o diâmetro ( $D$ ). A relação  $\Sigma - D$  foi analisada teoricamente por Shklovsky (1960) que, considerando uma nebulosa em expansão com emissão sincrotrônica, determinou uma relação da forma  $\Sigma = AD^{-\beta}$ , onde  $A$  é uma constante. De observações em rádio, Milne (1970) obteve uma relação empírica entre o brilho superficial em 1 GHz e o diâmetro de 15 RSNs galácticos com distâncias previamente conhecidas. Nesse estudo foi determinado  $\beta = -4,54$ , tanto para RSNs do tipo I ou do tipo II. Posteriormente este autor, utilizando uma amostra maior de RSNs, determinou  $\beta = -3,8$  (Milne, 1979). Em um trabalho mais recente, Case e Bhattacharya (1998) determinaram  $\beta = -2,64$  utilizando 37 RSNs galácticos. É importante notar que as distâncias determinadas usando estas relações possuem grandes erros. Entre os motivos estão as incertezas nas distâncias dos RSNs utilizados para calibrar a relação. Além disso, como observado por Green (1984), mesmo na Grande Nuvem de Magalhães, é observada uma faixa de valores das propriedades intrínsecas de RSNs (energia inicial e densidade ambiente), o que sugere que a um dado valor de brilho superficial está associada uma faixa de diâmetros correspondentes. Em uma tentativa de diminuir estas incertezas, Huang e Thaddeus (1985) utilizaram apenas 12 RSNs com forma de cascas para determinar  $\beta$ . Foram selecionados objetos que, segundo os autores, possuem uma estimativa de distância mais precisa. O valor de  $\beta = -3,21$  foi determinado a partir de um ajuste melhor do que os trabalhos anteriores.

Na Galáxia, a relação  $N - D$  é construída a partir de diâmetros, em geral, determinados pela relação  $\Sigma - D$ , o que explica a grande incerteza na determinação de  $\gamma$ . Os valores de  $\beta$  determinados para RSNs localizados nas Nuvens de Magalhães são mais precisos, pois estes objetos estão localizados aproximadamente a uma mesma distância. Mathewson *et al.* (1983) obtiveram  $\beta = -2,6$  enquanto Danziger e Leibowitz (1985) determinaram  $\beta = -2,3$ .

Assim como qualquer nebulosa ionizada, RSNs são ferramentas úteis para a determinação da abundância química em galáxias. As abundâncias determinadas a partir do espectro óptico destes objetos refletem, em geral, a abundância do MIS no qual estão imersos. Pois, como argumentado por Dopita, Dodorico e Benvenuti (1980), na maioria dos casos a massa do material ejetado já misturou-se a uma massa pelo menos uma ordem de grandeza maior. Além disso, o espectro óptico emitido por um RSN evoluído é consequência da passagem da onda de choque pelo material que é parte do MIS original, enquanto o material ejetado emite

em raios X (Russell e Dopita, 1990). No entanto, ao analisar determinações de abundâncias de RSNs da GNM Hughes, Hayashi e Koyama (1998) sugerem que a maior parte da emissão em raios X destes objetos origina-se de material do MIS, e não do material ejetado.

Dopita *et al.* (1984) encontraram uma evidência empírica de que o fator predominante na forma do espectro de RSNs é a abundância química do gás. O diagrama da razão  $[\text{N II}] \lambda\lambda 6548, 6584/\text{H}\alpha$  contra  $[\text{S II}] \lambda 6731/\text{H}\alpha$  apresentado nesse trabalho mostra que, quanto mais intensas são as linhas do  $[\text{N II}]$ , mais intensas são as linhas do  $[\text{S II}]$ . Os autores concluíram que este efeito deve-se a variações na metalicidade entre os objetos, e que as condições físicas do choque possuem apenas um efeito secundário na forma do espectro. Um modelo de ionização por choque foi utilizado para calibrar estas relações, e assim foi construído um diagrama de diagnóstico para determinar a abundância química desses objetos.

### 1.3 Processos físicos em remanescentes de supernova

Em remanescentes de supernova, o gás é ionizado pela radiação sincrotrônica emitida pelo remanescente, ou pela conversão da energia cinética do gás em energia térmica pelo choque com material do MIS. Logo após o gás ser ionizado pela passagem da onda de choque, ele começa a irradiar e esfriar, não existindo qualquer tipo de equilíbrio entre os processos de ionização e recombinação. No entanto, ainda é possível especificar uma temperatura para este gás, que é definida pela velocidade da onda de choque. Na região atrás da onda de choque uma grande faixa de temperaturas é esperada, desde gás não ionizado, até gás a 30.000 K. Por este motivo, observa-se linhas de íons em variados estágios de ionização. Nesta região existe ainda uma quantidade similar de átomos neutros, hidrogênio ionizado e elétrons livres, o que explica a existência de fortes linhas causadas por excitação colisional nos espectros destes objetos. Outro motivo para RSNs apresentarem elementos em diversos estágios de ionização são os fótons com altas energias que são emitidos pelo remanescente estelar. A forma do espectro da radiação sincrotrônica fornece um número grande de fótons de altas energias em relação ao espectro de uma estrela, e esse efeito não é observado em nebulosas fotoionizadas.

A medida que o gás ionizado pela onda de choque recombina-se, são gerados fótons capazes de ionizar o hidrogênio. Estes fótons são emitidos em direções

aleatórias, e os que viajam no sentido de propagação da onda de choque, ionizam o gás ainda neutro. Dessa forma a onda de choque propaga-se em direção a um gás pré-ionizado, o que influencia no espectro emitido por estes objetos. Dopita (1976) estimou que para que este efeito seja relevante, é necessário que o gás esteja a uma temperatura de pelo menos 20.000 K, o que frequentemente ocorre em RSNs.

## 1.4 Objetivos

Remanescentes de supernova possuem, em geral, uma forte emissão em raios X e em rádio. Por este motivo são geralmente estudados nestas regiões do espectro eletromagnético, sendo mais escassos estudos realizados na faixa do óptico. No entanto, estudos nesta faixa são indispensáveis para se obter informações a respeito dos processos que podem ocorrer durante a evolução desses objetos.

Em remanescentes de supernova, o gás geralmente apresenta grandes variações espaciais nas suas propriedades físicas. Essas variações podem ocorrer quando o material ejetado a altas velocidades pela estrela interage com o MIS, tendo sua composição química alterada. Além disso, a velocidade do material ejetado diminui a medida que o gás do MIS é varrido. Somado-se a isso, podemos ter ainda um aumento da densidade eletrônica causado pela interação com uma nuvem molecular muito densa. Esses fenômenos não podem ser observados em detalhes a partir de espectros integrados ou obtidos em algumas posições arbitrárias do objeto, como geralmente ocorre em estudos encontrados na literatura.

No presente trabalho obtivemos dados espectroscópicos dos remanescentes de supernova N49 e N63A com o objetivo de mapear variações espectrais ao longo destes objetos. Serão apresentados mapas do fluxo em  $H\alpha$ , da velocidade radial, da dispersão de velocidades, da densidade eletrônica e das razões  $[S\ II]/H\alpha$  e  $[O\ I]/H\alpha$ . Em particular esperamos que o mapa da velocidade radial de N49 possa fornecer informações acerca da velocidade de expansão deste objeto, visto que sua imagem apresenta certa simetria radial. Existe a suspeita de que na região sudeste deste objeto a expansão esteja sendo freada por uma nuvem molecular. Esperamos que o mapa da densidade eletrônica possa revelar algum indício desta interação.

A imagem óptica do remanescente N63A possui uma estrutura formada por três lóbulos, o que não é uma característica usual destes objetos. Além disso, aproximadamente metade da região com emissão no óptico origina-se de um gás fotoionizado. Serão construídos mapas do fluxo em  $H\alpha$ , da velocidade radial, da dispersão de velocidades, da densidade e da temperatura eletrônica e do fluxo relativo de diversas linhas de emissão. Especificamente, esperamos que o mapeamento da densidade, da temperatura eletrônica e da velocidade radial possa ajudar a estabelecer um cenário plausível que explique estas peculiaridades do remanescente.

No capítulo 2 será apresentada uma revisão bibliográfica dos objetos estudados, e no capítulo 3 serão detalhados os procedimentos para a obtenção e redução dos dados. No capítulo 4 serão apresentados e discutidos os dados de N49, e o

---

capítulo 5 apresenta e discute os dados de N63A. Por fim no capítulo 6 serão apresentadas as considerações finais destes estudos.

# Capítulo 2

## Revisão bibliográfica

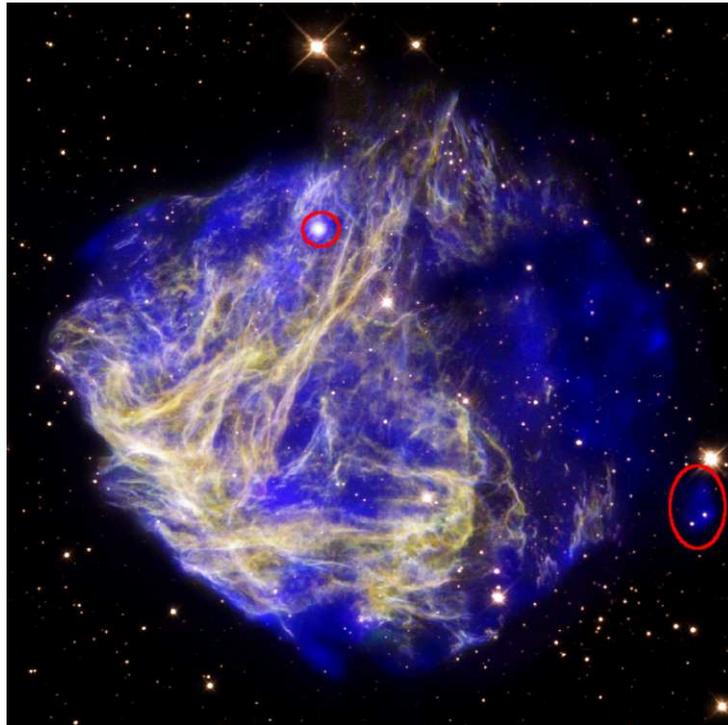
### 2.1 Sobre N49

N49 (SNR 0525-66.1) é um remanescente de supernova localizado na GNM. Este objeto surgiu como resultado da explosão de uma supernova do tipo II (Westerlund e Mathewson, 1966) e está centrado nas coordenadas  $\alpha=05^{\text{h}}26^{\text{m}}0,9^{\text{s}}$  e  $\delta=-66^{\circ}04'36,4''$ . O remanescente desta supernova possui uma forma aproximadamente circular em raios X, com diâmetro médio de  $1'$  (Vancura *et al.*, 1992). O raio correspondente é de  $\approx 8$  pc assumindo que a distância até a GNM é de 50 kpc (Eastman e Kirshner, 1989). A região com emissão no óptico é um pouco menor e menos simétrica do que a em raios X (Vancura *et al.*, 1992). A imagem em  $\text{H}\alpha$  possui a forma de uma casca aberta, com ausência de emissão na região Noroeste, e é rica em filamentos com espessuras típicas de  $\approx 0,6$  pc (Westerlund e Mathewson, 1966).

Tendo sido este objeto descoberto e catalogado como nebulosa por Henize (1956) e baseado na aparência filamentar e nas estruturas em forma de arcos, Mathewson e Healey (1964) sugeriram que N49 tratava-se de um remanescente de supernova. A confirmação desta classificação ocorreu quando Westerlund e Mathewson (1966) obtiveram espectros deste objeto no óptico, e detectaram intensas linhas do [S II]. Esta foi a primeira vez que foram realizadas medidas de linhas de emissão em remanescentes de supernova extragalácticos, o que tornou este objeto o primeiro remanescente de supernova confirmado fora da Galáxia (Danziger e Leibowitz, 1985).

N49 situa-se na borda da associação estelar LH 53 (Westerlund e Mathewson, 1966) e a  $130''$  ao sudoeste do aglomerado estelar SL 463 (Klose *et al.*, 2004). Na GNM, é o remanescente de supernova que possui o maior brilho superficial no óptico, sendo a terceira fonte mais brilhante em raios X (Vancura *et al.*, 1992b) e um dos objetos mais brilhantes em rádio (Dickel e Milne, 1998). Estes

fatos fizeram de N49 o remanescente de supernova extragaláctico mais estudado (Clark *et al.*, 1982). O intenso brilho deste objeto é geralmente associado a altas densidades do meio interestelar antes da explosão (Vancura *et al.*, 1992b). Bilikova *et al.* (2007) sugerem que esta alta densidade é evidência de que a estrela progenitora não é muito massiva, pois caso fosse, o meio interestelar em torno do objeto sofreria ação do vento estelar e possuiria baixa densidade.



**Figura 2.1** – Imagem composta de N49 com aproximadamente 1' de diâmetro. A emissão em raios X é mostrada em azul e a emissão óptica em amarelo. Leste e Norte estão à esquerda e acima, respectivamente. Na região Norte está circulado a emissão em raios X do remanescente estelar formada na explosão. A oeste está destacada uma estrutura com alta velocidade que está além dos limites da onda de choque do objeto (créditos: Raios X NASA/CXC/Penn State/S.Park *et al.* Óptico: NASA/STScI/UIUC/Y.H.Chu e R.Williams *et al.*).

Um gradiente crescente de brilho é observado em direção a Leste, tanto no óptico, quanto em rádio e em raios X. Segundo Dickel e Milne (1998), este gradiente é causado por uma variação na densidade, por um fator 3, entre as regiões Leste e Oeste do remanescente. Foram encontrados indícios de que N49 está interagindo com uma nuvem molecular na região Sudeste. Nessa região, onde o objeto possui maior brilho superficial conforme pode ser observado na figura 2.1, Banas, Hughes e Bronfman (1997) detectaram emissão molecular do CO com aproximadamente a mesma velocidade radial do remanescente. Ainda nessa região, Park *et al.* (2003) detectaram, em raios X, grande emissão em algumas li-

nhas do Oxigênio e do Ferro. Este efeito foi atribuído a variações na temperatura do gás, e o espectro obtido nesse estudo foi ajustado por um modelo de ionização fora do equilíbrio. Neste modelo, foi necessário considerar duas temperaturas distintas para descrever de maneira razoável o espectro da região Sudeste, enquanto que o espectro da região Leste foi satisfatoriamente descrito considerando apenas uma temperatura. Um plasma com este comportamento pode ser consequência da ação de uma onda de choque reversa, gerada pela interação entre o material ejetado e o meio interestelar denso. A onda de choque, ao propagar-se para o centro do remanescente, reaquece o gás, gerando um plasma com duas temperaturas características. Uma estrutura em forma de arco revelada no mapa do objeto em uma linha do Si delimitaria as fronteiras do gás reaquecido (Park *et al.*, 2003). Bilikova *et al.* (2007) sugerem um cenário um pouco diferente, pois defendem que nesta região do remanescente ocorre uma distribuição na velocidade do choque pela interação com matéria com diferentes densidades. O ajuste de duas temperaturas seria uma aproximação para a larga faixa de temperaturas geradas por choques refletidos e transmitidos a várias velocidades. Comparando imagens no ultravioleta e em raios X, Hill *et al.* (1995) também encontraram evidências da existência de ondas de choque refletidas nessa região do remanescente.

N49 apresenta uma cavidade central bastante evidente no óptico. Bilikova *et al.* (2007) mediram grandes variações na emissão em  $H\alpha$  nessa região. Estas variações foram atribuídas a uma distribuição irregular de matéria antes da explosão, com maiores densidades na casca mais distante do remanescente. Shull *et al.* (1985) produziram um modelo detalhado, no qual a estrela progenitora modificou o ambiente ao seu redor antes de tornar-se uma supernova. Nesse modelo, a estrela progenitora, enquanto está na sequência principal, ioniza o gás a sua volta e aumenta sua pressão. Deste modo, forma-se uma casca esférica mais densa em torno da esfera de Strömgren<sup>1</sup>. Antes de explodir como uma supernova, a estrela torna-se uma supergigante vermelha e a região H II em torno dela se extingue. Nesse momento a pressão diminui e a casca esférica contrai-se em direção à estrela, criando uma distribuição radial exponencial de densidade. Assim, no momento da explosão, a região mais próxima ao centro possui densidade menor do que a região mais externa. Esse modelo fornece uma explicação plausível para a existência da cavidade central, e para as duas temperaturas diferentes necessárias para ajustar o espectro em raios X. No entanto, Vancura *et al.* (1992) propuseram um cenário alternativo, no qual a onda de choque interage com nuvens moleculares que estavam acidentalmente próximas a estrela progenitora de N49 no momento da explosão. Os autores argumentaram que caso existisse uma

---

<sup>1</sup>Em astrofísica teórica, esfera de Strömgren é uma esfera preenchida de Hidrogênio ionizado que forma-se em torno de uma estrela jovem, de tipo espectral O ou B.

distribuição radial de densidade, esta deveria ser observada em suas imagens do objeto em [O III], o que não ocorre. A análise dos dados em raios X de Hughes, Hayashi e Koyama (1998) foi incompatível com o modelo proposto por Shull *et al.* 1985 mencionado anteriormente. Os espectros obtidos foram ajustados a um modelo de ionização, e mostraram-se consistentes com uma evolução seguindo o modelo de Sedov (1959) em um meio interestelar com densidade homogênea.

Mesmo possuindo uma morfologia pouco simétrica no óptico, N49 é um dos únicos remanescentes de supernova que apresenta alguns indícios de expansão organizada e com simetria esférica (Dopita, 1979). No entanto, estudos mais detalhados não mostram evidências de cascas em expansão. Bilikova *et al.* (2007), por exemplo, sugerem que os filamentos observados não são efeitos de projeção, pois para isso ocorrer o remanescente deveria estar expandindo-se de maneira organizada em larga escala. Ao invés disso, sugerem que os filamentos são originados pela existência de amontoados de matéria no meio interestelar antes da explosão. Já Vancura *et al.* (1992) consideram que a estrutura filamentar é causada por efeitos de projeção, conforme descrito no modelo de folhas distorcidas proposto por Heaster (1987).

Pelo fato de N49 possuir tamanho angular pequeno, pode-se obter informações cinemáticas do objeto como um todo, porém com resolução espacial relativamente baixa. Diversas estimativas da velocidade de expansão foram feitas para este objeto. Dopita (1976) obteve uma velocidade de expansão de  $67,5 \text{ km s}^{-1}$ , ajustando um modelo de ionização por choque a espectros ópticos do objeto. Posteriormente, Dopita (1979) obteve uma velocidade de  $200 \text{ km s}^{-1}$ , determinada a partir da medida das duas componentes das linhas do [O II]. Benvenuti, Dopita e Dodorico (1980) por sua vez, inferiram uma velocidade de expansão na faixa de  $100\text{-}120 \text{ km s}^{-1}$  a partir da medida de linhas de diagnóstico no ultravioleta. Shull (1983), a partir de medidas da linha  $H\alpha$ , obteve uma velocidade de expansão máxima de  $\approx 280 \text{ km s}^{-1}$ . Chu, Kenninutt e Robert (1988) obtiveram medidas de velocidades em diversos pontos do objeto. Os autores reportaram uma velocidade máxima da casca mais próxima do remanescente de  $-220 \text{ km s}^{-1}$ , enquanto que a velocidade máxima da casca mais distante foi de  $+150 \text{ km s}^{-1}$ .

Fortes indícios de que este remanescente está expandindo-se em uma região com uma distribuição de matéria irregular foram relatados por Shull (1983), que detectou pouca emissão da casca mais distante do objeto, em relação a emissão da casca mais próxima. Bilikova *et al.*, (2007) compararam espectros da linha  $H\alpha$  a uma imagem de N49 no óptico, e concluíram que a maior parte dos filamentos pertence à casca mais próxima do remanescente.

Baseado na dispersão de velocidades observada em diferentes posições do objeto, Shull (1983) relatou a existência de diferentes tipos de estruturas. As regiões

com dispersões de velocidades de 80-130 km s<sup>-1</sup> possuem velocidades de expansão de 20-70 km s<sup>-1</sup>, enquanto que as regiões com dispersões de velocidades na faixa de 30-60 km s<sup>-1</sup> possuem velocidades de expansão de 100-140 km s<sup>-1</sup>. Estas estruturas foram interpretadas como assinaturas espectrais da onda de choque em um meio com distribuição heterogênea de matéria. De espectros da linha H $\alpha$ , Bilikova *et al.* (2007) observaram que as estruturas com velocidades de expansão mais baixas possuem brilho mais intenso. Nestas regiões, ocorreria a interação entre a onda de choque e uma região mais densa do meio interestelar, o que explicaria a relação entre o brilho e a velocidade. Seguindo o modelo proposto por Shull (1985), o material com baixas velocidades radiais seria originado pela interação da onda de choque com a casca densa, que formou-se em torno do objeto antes da explosão. As estruturas com velocidades radiais mais altas e menos brilhantes, seriam originadas pelo material que interage com as regiões mais internas da casca, onde a densidade é menor.

Shull (1983) detectou também a emissão de um gás com dispersão de velocidade de 5-15 km s<sup>-1</sup> e com velocidade radial próxima à velocidade da GNM. O autor propôs que esse gás foi fotoionizado por um fluxo de fótons produzidos pela frente de choque do remanescente. Em algumas posições, o autor encontrou uma relação entre a velocidade radial dos filamentos em expansão e o brilho desta componente do gás. Além disso, esta componente não apresenta variações perceptíveis de velocidade radial ao longo da fenda, e possui as linhas do [S II] relativamente fracas em relação à H $\alpha$ . Estes fatos reforçam as hipóteses de que esta estrutura é fotoionizada, e está associada ao remanescente. Bilikova *et al.* (2007) detectaram uma emissão difusa na imagem do objeto em H $\alpha$ . Por estender-se além dos limites do remanescente, tanto em rádio quanto em raios X, esta emissão foi também atribuída a um gás fotoionizado por fótons provenientes da onda de choque. Segundo Vancura *et al.* (1992), esta componente estreita corresponde a apenas 5% do fluxo total em H $\alpha$ . Comparando esse brilho ao de possíveis regiões H II sobrepostas ao objeto, concluíram de acordo com as interpretações dos outros autores, que o remanescente é responsável pela ionização do gás. No entanto, Chu, Kenninutt e Robert (1988) atribuíram esta emissão a uma região H II independente de N49.

Foi detectada, em raios X, uma emissão fora dos limites do objeto na região Sudeste. Por possuir uma grande abundância de metais, especula-se que esta estrutura pertença ao remanescente, sendo provavelmente, fragmentos do material ejetado pela estrela progenitora. A massa deste material foi estimada entre 0,001  $M_{\odot}$  e 0,03  $M_{\odot}$  (Park *et al.*, 2003). Considerando que este fragmento está a 48'' do centro de N49, e que a explosão ocorreu a 6.600 anos, os autores citados determinaram que ele possui uma velocidade transversa de  $\approx 1.700$  km s<sup>-1</sup>.

Mathewson e Clarke (1973) interpretaram que a morfologia do remanescente no óptico, em forma de uma casca aberta na região Noroeste, é uma evidência de que N49 ejetou a radiofonte 0525-66.0<sup>2</sup>. Outras evidências são a alta intensidade das linhas do [S II], a estrutura filamentar, a ausência de estrelas ionizantes próximo a esta fonte e a semelhança entre os índices espectrais entre estes objetos. Segundo os autores, a forma de ferradura, que é observada em vários remanescentes de supernova, seria uma assinatura de processos assimétricos que ocorreram no momento da explosão. As medidas de velocidades de recuo de alguns pulsares estão de acordo com esta hipótese, como por exemplo, ocorre no pulsar associado ao remanescente de supernova Galáctico Puppis A (Hui e Becker, 2007). A possibilidade de que esta fonte seja um remanescente de supernova completamente independente à N49 não foi desconsiderada, visto que estes objetos encontram-se a uma distância relativamente grande um do outro (110 pc). Dopita (1977) obteve abundâncias altas para o Nitrogênio nesta região, o que considerou uma evidência de que este objeto foi ejetado por N49. Dopita (1979b) observou que a região Norte do remanescente possui densidades mais baixas, o que poderia explicar a grande distância percorrida pela radiofonte 0525-66.0 em relação ao restante do material ejetado. A associação entre estes objetos foi considerada pouco provável por Danziger e Dennefeld (1976) que, por uma análise morfológica e cinemática, concluíram que esta radiofonte é um remanescente de supernova independente à N49. Uma das principais evidências contra a associação entre estes objetos é a baixa velocidade radial medida em 0525-66.0. Long e Helfand (1979) realizaram observações em raios X desta radiofonte e, por uma análise morfológica, também concluíram que esse objeto é um remanescente de supernova independente, de acordo com a classificação dada pelo catálogo de Davies, Elliott e Meaburn (1976) e por Clark (1982). Atualmente existe um consenso de que esta radiofonte, denominada N49B, é um remanescente de supernova e não está relacionado à N49.

Foi detectada emissão da linha coronal  $\lambda 5303$  do [Fe XIV] na região Noroeste do remanescente (Murdin, Clark e Culhane, 1978). A largura desta linha é 50% maior do que a largura das outras linhas do espectro, o que indica que o plasma a grandes temperaturas possui uma dispersão de velocidades maior do que o plasma mais frio. A distribuição espacial do plasma quente pode ser observada pela imagem de N49 em [Fe XIV] obtida por Dopita (1979b). Esta imagem possui um diâmetro cerca de 3,5 pc menor do que a imagem do objeto em  $H\beta$ . Uma diferença semelhante a esta foi observada por Bilikova *et al.*, (2007) entre as imagens de N49 em  $H\alpha$  e [O III]. Em ambos os casos a diferença entre o tamanho

---

<sup>2</sup>Sabe-se atualmente que esta radiofonte é na realidade um remanescente de supernova independente a N49, denominado N49B.

das imagens foi atribuída a um efeito de ionização, causado pela propagação da onda de choque em um meio interestelar no qual a matéria encontra-se condensada em pequenas nuvens.

Por localizar-se na GNM, espera-se que a emissão de N49 sofra pouca extinção interestelar. De fato, os espectros obtidos por Osterbrock e Dufour (1973) não indicaram um avermelhamento detectável. No entanto, ao ajustar espectros em raios X a um modelo teórico, Clark *et al.* (1982) obtiveram uma densidade de coluna de Hidrogênio de  $2,34 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$  ( $E(B - V) = 0,34$ ). Dennefeld (1986) obteve espectros de N49 na faixa 0,6-1,05  $\mu\text{m}$  e no visível. Dos dados, determinou  $C_{H\beta} = 0,565$  considerando  $H\alpha/H\beta = 2,85$ . De medidas de linhas do [S II], determinou uma extinção de  $C_{SII} = 0,752$ , um valor maior do que  $C_{H\beta}$  e que sugere que excitações colisionais do Hidrogênio não alteram a razão  $H\alpha/H\beta$  teórica para este objeto.

Variações espaciais na extinção interestelar em escalas de  $2''$  foram medidas por Vancura *et al.* (1992). Foi determinado um  $E(B - V)$  médio de 0,37, variando desde 0,3 até 0,5. Os autores sugerem que a extinção é intrínseca à GNM, e provavelmente local à N49.

De observações fotométricas de dezenove estrelas na sequência principal, Hill *et al.* (1995) determinaram  $E(B - V) = 0,23 \pm 0,29$ . As observações foram realizadas em uma região quadrada com  $70''$  de lado, que inclui N49. Este valor é uma cota inferior para o avermelhamento visto que, provavelmente, algumas das estrelas da amostra estavam na frente do remanescente. Ao ajustar um espectro em raios X deste objeto a um modelo fenomenológico, Hughes, Hayashi e Koyama (1998) obtiveram uma densidade de coluna de Hidrogênio de  $2,2 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ , o que equivale a  $E(B - V) = 0,32$ , valor compatível com o determinado por Vancura *et al.* (1992). Uma evidência contundente de que a extinção é local à N49 é a estrutura de absorção atribuída a um gás com velocidade radial de  $250 \text{ km s}^{-1}$ , velocidade próxima a da GNM, detectada nos espectros do objeto na faixa do ultravioleta, obtidos por Sankrit, Blair e Raymond (2004).

Diversas propriedades físicas do gás e do remanescente foram inferidas a partir das observações. De medidas das linhas de diagnóstico do [O III], Osterbrock e Dufour (1973) determinaram uma temperatura eletrônica de 40.000 K e, de medidas de linhas do [S II], uma densidade de  $1.200 \text{ cm}^{-3}$ . Também a partir de medidas das linhas do [S II], Danziger e Leibowitz (1985) determinaram uma densidade eletrônica de  $300 \text{ cm}^{-3}$  e uma temperatura de 32.000 K. Na região Sudoeste, onde o objeto é mais brilhante, Dennefeld (1986) determinou uma razão entre as linhas do [S II]  $\lambda 6717/\lambda 6731$  de  $\approx 0,85$ , o que equivale a uma densidade eletrônica de  $\approx 1.500 \text{ cm}^{-3}$ . Vancura *et al.* (1992) determinaram, por este mesmo método, densidades que variam desde  $1.000 \text{ cm}^{-3}$  até  $1.800 \text{ cm}^{-3}$ , sendo a região

Sudeste a mais densa. Da emissividade volumétrica e do diâmetro em raios X, estimaram também uma densidade pré-choque média de  $0,9 \text{ cm}^{-3}$ . De medidas da linha  $H\beta$ , Greve e Van Genderen (1977) inferiram uma densidade pré-choque uma ordem de grandeza maior. Um valor semelhante foi determinado por Blair *et al.* (2000), que inferiu  $n_0 = 30 \text{ cm}^{-3}$  a partir de um modelo de ionização por choque. Para isso, foi assumida uma abundância igual a da GNM, com velocidade de choque entre 200 e  $300 \text{ km s}^{-1}$ . Usando um modelo de ionização por choque independente, Dopita (1976) determinou abundâncias semelhantes a da GNM, e uma densidade pré-choque de  $100 \text{ cm}^{-3}$ . Este mesmo autor determinou a densidade pré-choque de N49 a partir de três métodos distintos. De densidades eletrônicas determinadas pelas linhas do [O II] e do [S II], Dopita (1979) inferiu  $n_0 = 13 \text{ cm}^{-3}$  e  $n_0 = 9 \text{ cm}^{-3}$ , respectivamente. A medida do fluxo em  $H\alpha$  forneceu uma densidade pré-choque de  $15 \text{ cm}^{-3}$ . Este mesmo valor foi encontrado por Russell e Dopita (1990), ao utilizar uma versão atualizada de um modelo de ionização por choques para determinar a abundância deste remanescente.

Conhecendo a densidade do meio interestelar antes da explosão ocorrer e a velocidade de expansão, pode-se estimar a energia inicial gerada pela explosão, bem como a quanto tempo ela ocorreu. A solução auto-similar proposta por Sedov (1959) foi evocada por diversos autores, e diferentes estimativas para estes parâmetros foram realizadas. Assumindo que o remanescente expande-se com uma velocidade média de  $200 \text{ km s}^{-1}$ , Mathewson e Clarke (1973) determinaram uma idade de 15.000 anos. A energia liberada pela explosão foi estimada em  $10^{50}$  ergs, considerando uma densidade pré-choque de  $2 \text{ cm}^{-3}$ . Do fluxo em raios X, Long e Helfand (1979) determinaram  $n_0 = 1,2 \text{ cm}^{-3}$ . A temperatura do gás foi inferida pelo ajuste do espectro obtido a um espectro modelo e, determinadas as condições físicas do gás, as equações de Sedov foram usadas para estimar uma energia de  $3,5 \times 10^{50}$  ergs e uma idade de 5.500 anos. Um estudo mais sofisticado foi realizado por Hughes, Hayashi e Koyama (1998), que ajustaram ao espectro de N49 um modelo fenomenológico de ionização por choque. Desse ajuste, foram estimadas a temperatura e a idade de ionização do gás<sup>3</sup>. Para efeito de comparação, foi construído um modelo para determinar o espectro total emitido em raios X. Nesse modelo o remanescente foi dividido em cascas esféricas concêntricas, com as condições do gás em cada ponto definidas pela equação de Sedov. A idade, a energia e densidades iniciais foram determinadas pelo ajuste do espectro resultante ao espectro observado. As duas técnicas forneceram estimativas de idade semelhantes e aproximadamente iguais a 5.000 anos. Do segundo modelo foi inferida uma energia inicial de  $1,5 \times 10^{51}$  ergs e uma densidade inicial

---

<sup>3</sup>A idade de ionização é definida como o produto entre a densidade eletrônica e o tempo desde a passagem da onda de choque.

de  $2,6 \text{ cm}^{-3}$ .

Outras técnicas também foram empregadas para estimar a idade, massa e energia do remanescente. Shull (1983) obteve um limite superior para a idade deste objeto analisando dados cinemáticos obtidos em diferentes regiões. Assumindo velocidade de expansão constante, o autor determinou idades entre 16.000 e 19.000 anos, dependendo da velocidade de expansão adotada. Utilizando uma relação entre intensidade em rádio e tamanho, Westerlund e Mathewson (1966) estimaram que uma massa de  $60 M_{\odot}$  foi ejetada por N49, liberando uma energia de  $2 \times 10^{51}$  ergs há 3.000 anos atrás. Estas estimativas são bastante imprecisas, pois foram realizadas admitindo que a velocidade inicial do material ejetado é igual a  $5.000 \text{ km s}^{-1}$ , e que a massa ejetada por Cas A é de  $1 M_{\odot}$ .

No dia 5 de Março de 1979, nove sondas espaciais detectaram uma emissão intensa de raios gamma. As grandes distâncias entre elas tornaram possível determinar a localização desta fonte, que é coincidente com a posição de N49 (Evans *et al.*, 1980). Esta foi a primeira detecção do SGR 0526-66, um dos sete *soft gamma ray repeaters* (SGRs) confirmados atualmente<sup>4</sup>. Não foi detectada nenhuma emissão no óptico. No entanto uma imagem de N49 em raios X mostra uma emissão na mesma posição do SGR, próximo a região norte do remanescente (Dickel *et al.*, 1995). Essa emissão dá suporte a teoria de que estes objetos são estrelas de nêutrons, originadas no momento da explosão da estrela progenitora. Se isso de fato ocorreu, pelo deslocamento do centro de N49, o SGR deve possuir uma velocidade transversa de  $1.200 \text{ km s}^{-1}$ . A morfologia dessa emissão em raios X difere das demais estruturas, e não indica que a ionização ocorre por choque (Marsden *et al.*, 1996). O espectro em raios X desta fonte segue uma lei de potência, com *photon index* igual a 3,24 (Kaplan *et al.*, 2001), um valor intermediário ao de SGRs e ao de *anomalous X ray pulsars* (AXPs), e que sugere que SGR 0526-66 é uma transição entre estes objetos. Embora Pizzichini *et al.* (1983) indique que um alinhamento ao acaso entre N49 e o SGR seja pouco provável, Kaplan *et al.* (2001) argumentam que talvez a associação entre estes objetos pode ser falsa. Segundo os autores, estes objetos podem estar próximos entre si porque são originados de uma mesma formação estelar, o que explicaria a ausência de sinais de interação entre eles e o fato de o SGR estar localizado próximo a borda de N49. Se, de fato, N49 originou-se na associação estelar LH 53, Hill *et al.* (1995) estimaram que a estrela progenitora deve ter uma massa inicial de  $20 M_{\odot}$ .

---

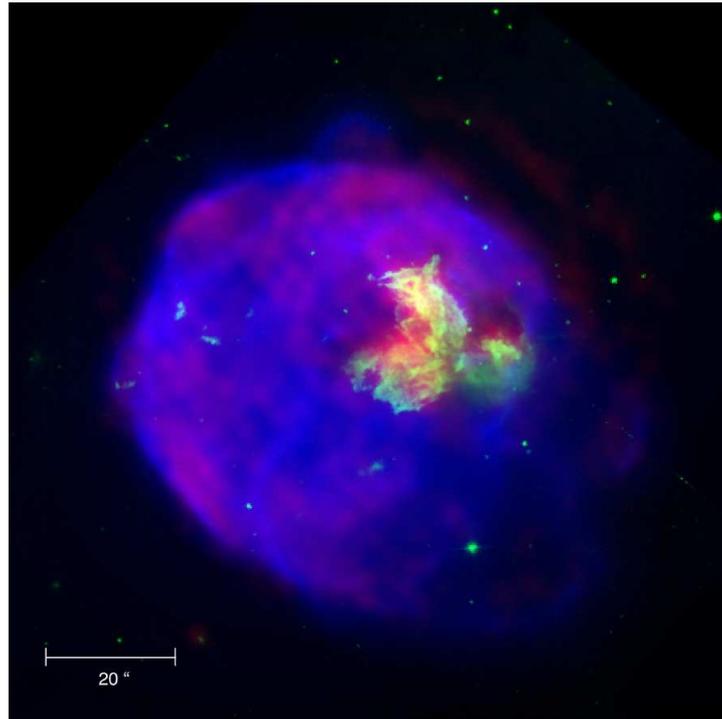
<sup>4</sup><http://www.physics.mcgill.ca/pulsar/magnetar/main.html>

## 2.2 Sobre N63A

N63A é o segundo remanescente de supernova mais brilhante da GNM em raios X (Hughes *et al.* 1998), além disso este objeto é uma fonte de emissão intensa em rádio e no óptico (Blair *et al.* 1985; Greve e van Genderen 1977). Provavelmente pelo fato de ser muito brilhante no óptico, N63A foi o primeiro remanescente de supernova confirmado que está associado a uma região H II (Shull 1983). O remanescente está localizado dentro da extensa região H II N63 (Chu *et al.*) 1999. Este remanescente também encontra-se próximo da associação estelar NGC 2030. Não está claro se a estrela progenitora de N63A pertencia ou não à esta associação estelar. No entanto assumindo que esta associação é verdadeira, pode-se estimar a idade da associação estelar e assim obter-se um limite inferior para a massa da estrela progenitora. Com estas hipóteses, a massa de qualquer estrela da sequência principal de NGC 2030 deve ser menor do que a que originou N63A. Van den Bergh e Dufour (1980) estimaram uma idade de  $1,7 \times 10^6$  anos para NGC 2030 a partir do diâmetro da associação estelar, e assumindo uma velocidade de expansão de  $10 \text{ km s}^{-1}$ . Adotando um modelo de evolução estelar, estes autores concluíram que o evento que originou N63A se deu a partir da explosão de uma estrela com massa de no mínimo  $30 M_{\odot}$ . Em um estudo mais recente Bedenes *et al.* (2009) fizeram uma análise semelhante a esta ao estudarem a população estelar ao redor de remanescentes de supernova e concluíram que a estrela que originou N63A deve ter uma massa de pelo menos  $40 M_{\odot}$ .

A emissão óptica de N63A possui uma morfologia atípica para esta classe de objetos. Em particular a imagem em  $H\alpha$  do remanescente possui uma estrutura onde três lóbulos distintos ficam evidentes. O espectro do lóbulo localizado a Oeste é típico de um gás fotoionizado (Levenson *et al.*, 1995) além disso, como pode ser observado na figura 2.2, esta região possui um aspecto difuso que se distingue do restante do objeto. Nos outros lóbulos pode-se observar que o gás está disposto na forma de filamentos, o que é uma característica típica de um gás ionizado por choque. De fato o espectro do restante do objeto é típico de um gás ionizado por choque, apresentando uma razão  $[S II]/H\alpha > 0,4$  (Levenson *et al.* 1995; Caulet e Williams 2012). Por outro lado a imagem em raios X e em rádio de N63A são relativamente simétricas.

Diversos autores tentaram buscar uma explicação para a morfologia que este objeto apresenta no óptico. Shull (1983) por exemplo sugeriu que a imagem óptica poderia ser o resultado de um efeito de projeção ocasionado pela sobreposição de um remanescente de supernova com uma região H II independente. Desta forma a região ionizada por choque apresenta um aspecto de ferradura, que de fato é uma característica comum em remanescentes de supernova e acredita-se que seja con-



**Figura 2.2** – Imagem composta de N63A. A emissão em raios X é mostrada em azul, a emissão em rádio em vermelho e a emissão óptica em verde. Leste e Norte estão à esquerda e acima, respectivamente (crédito: Warrent *et al.* 2003).

sequência de explosões assimétricas que ocorrem no surgimento de remanescentes de supernova. No entanto o cenário que envolve o surgimento de N63A parece ser mais complexo, uma vez que também existe uma discrepância não usual entre o tamanho da sua imagem em raios X (ou em rádio) e a sua imagem no óptico. Segundo Warrent *et al.* (2003) a imagem em raios X é aproximadamente três vezes maior do que no óptico, e além disso o centro destas duas imagens estão em posições completamente distintas. Levenson *et al.* (1995) sugeriu que N63A pode ser o resultado de uma estrela que explodiu no interior de um remanescente de supernova mais antigo que, segundo esta proposta, é a fonte da emissão em rádio e em raios X. De certa forma este cenário é suportado pelas conclusões de um estudo envolvendo diversos remanescentes da GNM apresentado por Hughes *et al.* (1998). Ao comparar o ajuste de um modelo auto-consistente para cada objeto da amostra, os autores concluíram que N63A deve ter surgido dentro de uma cavidade com baixa densidade pré-existente em torno da estrela progenitora, antes desta explodir. Seguindo este modelo o evento que gerou N63A liberou uma energia de no mínimo  $2,9 \times 10^{51}$  ergs e ocorreu entre 2.000 e 5.000 anos atrás.

Warrent *et al.* (2003) detectaram falta de emissão em raios X em uma posição que coincide com a imagem no óptico do objeto. Esta observação foi interpretada

como uma evidência de que o gás com emissão no óptico está localizado na frente do gás com emissão em raios X e em rádio em relação a linha de visada. A baixa extinção observada no óptico suporta esta ideia. Os autores sugerem que a emissão óptica é consequência da interação entre a onda de choque com uma nuvem molecular densa que está localizada em frente ao objeto, ou seja, o que estamos vendo no óptico seria essencialmente uma nuvem molecular sendo tragada pela evolução de uma onda de choque em um meio relativamente denso. Este estudo, embora forneça uma explicação natural para o fato de a maior parte da emissão óptica do objeto ser *blueshifted*, não traz nenhuma discussão a respeito das diferenças entre os espectros do lóbulo Oeste com os demais lóbulos.

As imagens obtidas por Warrent *et al.* (2003) com o telescópio Chandra revelaram algumas estruturas que não tinham sido observadas anteriormente. Além da falta de emissão em raios X na região com emissão no óptico, foram detectados também filamentos que estendem-se além das bordas definidas pela onda de choque. Estruturas semelhantes a estas foram observadas no remanescente de supernova de Vela (Aschenbach, Egger, e Trumper, 1995) e foram interpretadas como sendo material ejetado a altas velocidades que estão interagindo com o MIS. Estes autores também obtiveram espectros em raios X em algumas regiões do objeto e ajustaram a estes dados um modelo de ionização fora de equilíbrio. Desta análise concluíram que o material ejetado que se estende além da borda do objeto não é dominado por material com alta abundância. Ou seja, se este material é de fato ejetado pela estrela, ele já misturou-se com uma grande quantidade de material do MIS.

O primeiro mapa em rádio de N63A foi apresentado por Dickel *et al.* (1993). Este mapa mostra que o material ionizado por choque possui alta emissão em rádio, contrastando com o lóbulo fotoionizado que possui pouca emissão nesta frequência. Os autores sugerem que a emissão em rádio do lóbulo fotoionizado deve ser atribuída a material do remanescente que provavelmente está expandindo em direção a região H II. Neste estudo também foi construído um mapa do índice espectral do objeto, que mostrou que a região com alta emissão (que está associada a região com emissão no óptico) possui índice espectral semelhante ao restante do objeto, ou seja, é uma evidência de que esta região realmente está associada ao objeto. De certa forma, esta evidência enfraquece a proposta de que a região com emissão no óptico deve-se a um remanescente independente que surgiu dentro de um remanescente mais antigo, como proposto por Levenson *et al.* (1995).

# Capítulo 3

## Observação e redução dos dados

### 3.1 Observações

Em Novembro de 2009 foram realizadas observações espectroscópicas de fenda longa do remanescente de supernova N49, e em Novembro de 2011 para o remanescente de supernova N63A. Para isso foi utilizado o espectrógrafo Cassegrain acoplado ao telescópio de 1,6 m do OPD. O detector utilizado foi o CCD SITE de  $2.048 \times 2.048$  pixels que combinado com uma rede de dispersão de 1.200 linhas  $\text{mm}^{-1}$ , resultou em uma dispersão espectral de  $0,5 \text{ \AA pxl}^{-1}$  e em resolução espacial nominal de  $0,56'' \text{ pxl}^{-1}$ .

Os espectros obtidos desta forma cobriram a faixa de 6.000 a 7.000  $\text{\AA}$  e apresentaram uma resolução espectral de 3,0  $\text{\AA}$ . A fenda possui comprimento de  $5,63'$  e largura de  $2,0''$  no plano de céu.

Entre Novembro e Dezembro de 2010 foram realizadas observações espectroscópicas de fenda longa do remanescente de supernova N63A utilizando o espectrógrafo Goodman acoplado ao telescópio SOAR. O detector utilizado foi o Fairchild CCD de  $4.142 \times 1.896$  pixels, que combinado com uma rede de dispersão de 300 linhas  $\text{mm}^{-1}$ , resultou em uma dispersão espectral de  $1,3 \text{ \AA pxl}^{-1}$  e em uma resolução espacial de  $0,145'' \text{ pxl}^{-1}$ .

Os espectros obtidos com estes instrumentos cobriram a faixa de 3.550 a 7.500  $\text{\AA}$  com uma resolução espectral de 11,0  $\text{\AA}$ . O comprimento da fenda é de  $4,0'$  e a largura é de  $1,0''$ . Tanto para os dados obtidos no SOAR como para os obtidos no OPD, a fenda foi orientada na direção Leste-Oeste.

Em ambos telescópios foram feitas exposições de *bias* e *flat-field* no início e no final de cada noite para realizar correções dos efeitos instrumentais do CCD sobre os dados. Para realizar a calibração em comprimento de onda dos espectros, foram obtidos espectros da lâmpada de comparação de Ne-Ar antes e depois de

cada exposição do objeto. Para a calibração em unidades padrão de fluxo ( $\text{ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ \AA}^{-1}$ ) foram obtidos espectros de estrelas padrão que são apresentadas na tabela 3.1.

**Tabela 3.1** – Lista de estrelas padrão observadas durante os turnos.

Estrela	$\alpha$ (2000)	$\delta$ (2000)
HR3454	08 <sup>h</sup> 43 <sup>m</sup> 13 <sup>s</sup>	03°23'55"
HR9087	00 <sup>h</sup> 01 <sup>m</sup> 50 <sup>s</sup>	−03°01'39"
LTT2415	05 <sup>h</sup> 56 <sup>m</sup> 24 <sup>s</sup>	−27°51'29"

Para N49 os dados foram coletados com o telescópio de 1,6 m do OPD em 12 posições diferentes ao longo da direção Norte-Sul, e a estrela 2MASS 0525522-6605074 ( $\alpha=05^{\text{h}}25^{\text{m}}5,22^{\text{s}}$  e  $\delta=66^{\circ}05'0,74''$ ) foi utilizada como referência. Este objeto foi observado entre a posição 35N (35" ao norte da estrela de referência) e a posição 20S (20" ao sul da estrela de referência), com passo de 5". Já N63A foi observada em 19 posições distintas com o telescópio SOAR e em 7 posições distintas com o telescópio de 1,6 m do OPD. A estrela 2MASS 05353656-6602023 ( $\alpha=05^{\text{h}}35^{\text{m}}36,56^{\text{s}}$  e  $\delta=66^{\circ}02'2,23''$ ) foi adotada como referência e, com o SOAR o objeto foi observado entre as posições 15S e 12N com passo de 1,5". Já com o telescópio do OPD o objeto foi observado entre as posições 15S e 15N, com passo de 5".

Eventuais desalinhamentos da fenda na direção Leste-Oeste foram corrigidos pelo processo de extração dos espectros.

A figura 3.1 mostra uma representação das posições da fenda sobre o N49 e a figura 3.2 mostra uma representação das posições da fenda sobre N63A para dados coletados com o SOAR. As tabelas 3.2 e 3.3 apresentam as informações referentes à coleta dos dados; são mostradas as posições e o respectivo número de exposições.

## 3.2 Redução dos dados

Para o tratamento dos dados foi utilizado o pacote de redução e análise de imagens astronômicas IRAF (*Image Reduction and Analysis Facility*). Serão descritos a seguir os procedimentos para remoção de efeitos instrumentais do detector CCD sobre os espectros, que fazem uso das imagens de *bias* e *flat-field*. Serão descritos também os procedimentos para extração do espectro e para as calibrações em comprimento de onda e em unidades de fluxo.

**Tabela 3.2** – Sumário das observações espectroscópicas de N49. Os dados foram obtidos em um mesmo turno observacional, realizado em Novembro de 2009.

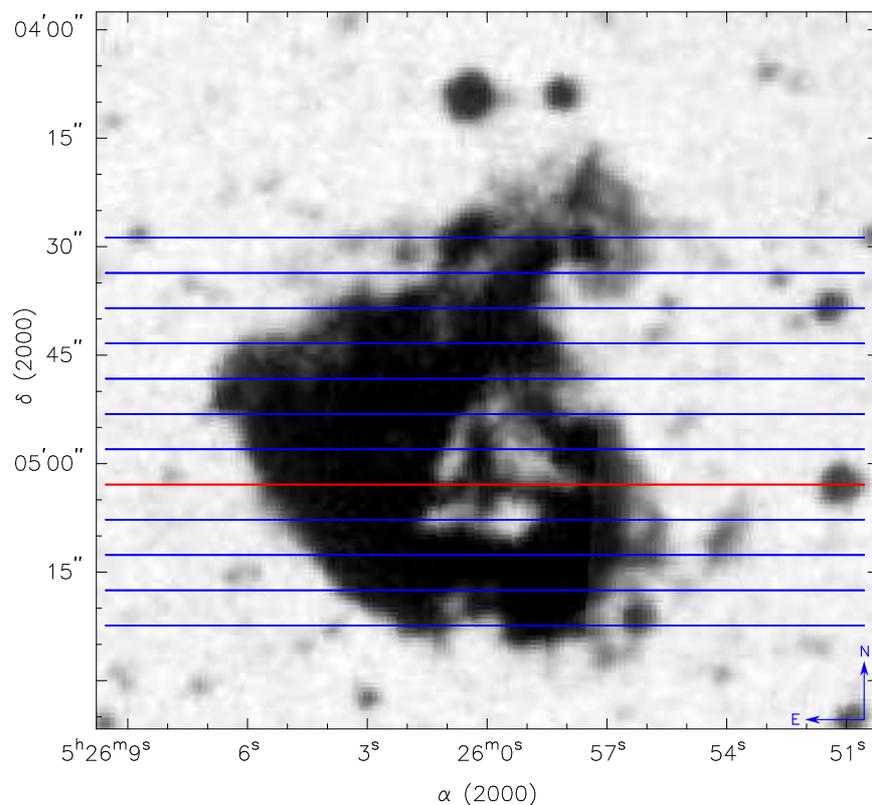
$\Delta\delta$ (")	Exp.(s)	Dia (Novembro de 2009)
35 N	$2 \times 1.200$	14
30 N	$1 \times 1.200$	14
25 N	$1 \times 1.200$	14
20 N	$1 \times 1.200$	14
	$1 \times 1.200$	17
15 N	$1 \times 1.200$	14
	$1 \times 1.200$	17
10 N	$2 \times 1.200$	13
	$1 \times 1.200$	14
	$1 \times 1.200$	17
05 N	$1 \times 1.200$	13
	$2 \times 1.200$	17
00	$1 \times 1.200$	13
	$1 \times 1.200$	14
	$1 \times 1.200$	17
05 S	$1 \times 1.200$	13
	$1 \times 1.200$	17
10 S	$1 \times 1.200$	13
	$1 \times 1.200$	17
15 S	$2 \times 1.200$	14
	$1 \times 1.200$	17
20 S	$1 \times 1.200$	14
	$1 \times 1.200$	17

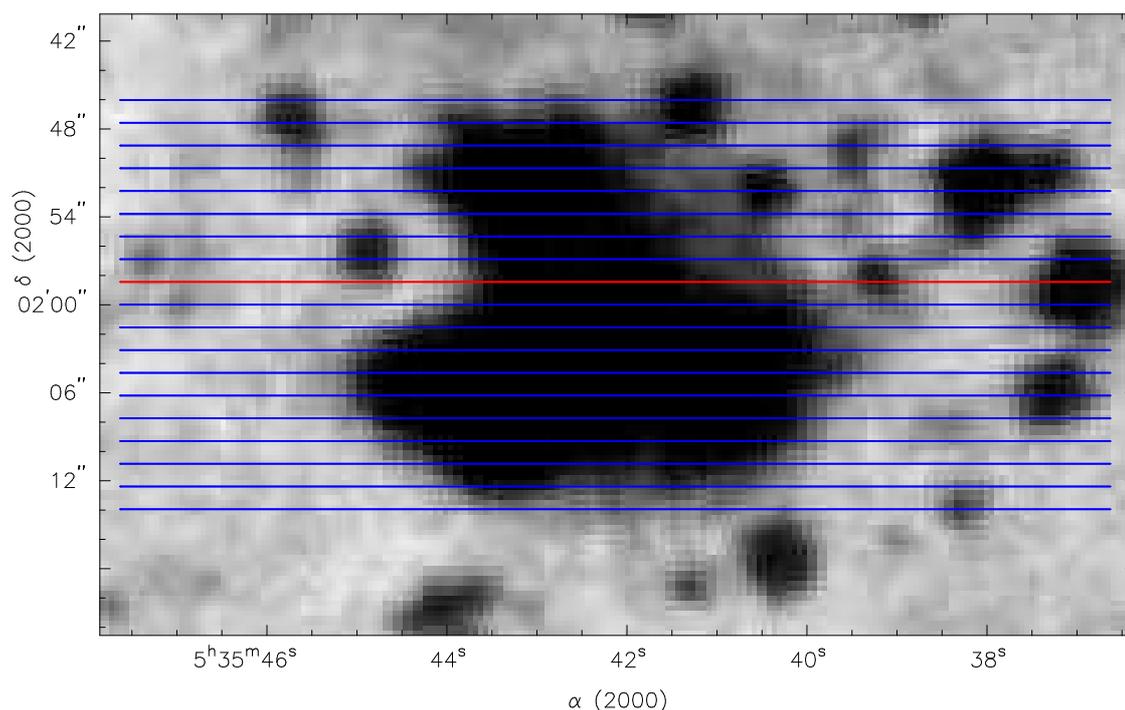
A primeira etapa do processo de redução dos dados consiste em determinar a área útil da imagem. Para isso, os perfis das imagens de *flat-field* foram analisados com a rotina *implot*, e assim a região afetada por efeitos de borda do detector foi determinada. Após este procedimento, as bordas das imagens (*bias*, *flat-field*, estrelas padrão, lâmpadas de comparação e objeto) foram removidas utilizando a rotina *ccdproc*. Nessa mesma etapa também subtraiu-se dos demais espectros o nível de ruído do CCD, que foi aproximado por uma média das imagens de *bias*.

A rotina *ccdproc* foi também utilizada para remover o efeito da variação da sensibilidade dos pixels ao longo do CCD. Para realizar este procedimento, uma média das imagens de *flat-field* foi normalizada com a tarefa *response*. Os espectros do objeto, das estrelas padrão e das lâmpadas de comparação, foram então divididos pela imagem do *flat-field* normalizado. Após esse procedimento, os raios cósmicos encontrados nos espectros foram removidos de forma interativa com a tarefa *imedit*.

**Tabela 3.3** – Sumário das observações espectroscópicas de N63A. Os dados foram obtidos em turnos distintos e com telescópios distintos entre 2010 e 2011.

$\Delta\delta$ (")	Exp. (s)	Data	sítio	$\Delta\delta$ (")	Exp. (s)	Data	sítio
15.0 N	$2 \times 1.200$	17/11/11	OPD		$2 \times 1.200$	17/11/11	
	$1 \times 1.200$	20/11/11		01.5 S	$1 \times 1.200$	28/11/10	SOAR
12.0 N	$1 \times 1.200$	07/12/10	SOAR	03.0 S	$1 \times 1.200$	28/11/10	SOAR
10.5 N	$1 \times 1.200$	07/12/10	SOAR	05.0 S	$1 \times 1.200$	16/11/11	OPD
10.0 N	$1 \times 1.200$	16/11/11	OPD		$1 \times 1.200$	17/11/11	
	$1 \times 1.200$	17/11/11		06.0 S	$1 \times 1.200$	28/11/10	SOAR
09.0 N	$1 \times 1.200$	07/12/10	SOAR	07.5 S	$1 \times 1.200$	28/11/10	SOAR
07.5 N	$1 \times 1.200$	07/12/10	SOAR	09.0 S	$1 \times 1.200$	28/11/10	SOAR
06.0 N	$1 \times 1.200$	07/12/10	SOAR	10.0 S	$1 \times 1.200$	16/11/11	OPD
05.0 N	$1 \times 1.200$	16/11/11	OPD		$1 \times 1.200$	17/11/11	
	$2 \times 1.200$	17/11/11		10.5 S	$1 \times 1.200$	28/11/10	SOAR
	$1 \times 1.200$	20/11/11		12.0 S	$1 \times 1.200$	28/11/10	SOAR
04.5 N	$1 \times 1.200$	07/12/10	SOAR	13.5 S	$1 \times 1.200$	28/11/10	SOAR
03.0 N	$1 \times 1.200$	07/12/10	SOAR	15.0 S	$1 \times 1.200$	28/11/10	SOAR
01.0 N	$1 \times 1.200$	07/12/10	SOAR	15.0 S	$1 \times 1.200$	16/11/11	OPD
Ref.	$1 \times 1.200$	07/12/10	SOAR		$1 \times 1.200$	17/11/11	
Ref.	$1 \times 1.200$	16/11/11	OPD				

**Figura 3.1** – Representação das posições da fenda sobre N49, a posição que passa sobre a estrela de referência é mostrada em vermelho. O espaçamento entre as posições é de  $5''$ .



**Figura 3.2** – Representação das posições da fenda sobre N63A, a posição que passa sobre a estrela de referência é mostrada em vermelho. O espaçamento entre as posições é de  $1.5''$ .

Foi realizado um procedimento para compensar um eventual desalinhamento do espectro ao longo do eixo de dispersão. Para diferentes pontos ao longo do eixo de dispersão foi determinado o centro do perfil gaussiano associado a estrela mais brilhante do espectro. A estes pontos foi ajustada uma função, chamada função de traço, que foi utilizada para efetuar o alinhamento do espectro.

A extração dos espectros unidimensionais foi realizada com a rotina *apall*. Para os dados do OPD o tamanho de cada abertura foi de 4,46 píxels, o que equivale a aproximadamente  $2,2''$ , e resultou em 110 aberturas para cada exposição. Para N49 as doze diferentes posições da fenda ao longo do objeto resultaram portanto em 1.320 espectros unidimensionais, e para N63A as sete posições resultaram em 770 espectros unidimensionais. Os mapas gerados destes dados possuem uma resolução de  $2,2'' \times 5''$  para ambos objetos.

Para os dados do SOAR referentes a N63A foi determinada uma abertura de 10,35 píxels, o que equivale a  $1.5''$ , e que resultou em 155 aberturas para cada posição de fenda. Os dados das 19 posições distintas resultaram em 2.945 espectros unidimensionais e os mapas gerados a partir deste conjunto de dados possuem uma resolução de  $1,5'' \times 1,5''$ .

A extração dos espectros foi realizada de forma que aberturas de mesmo número, de espectros obtidos em diferentes posições, estivessem relacionadas à

mesma coordenada em ascensão reta. Em todos os espectros, a coordenada  $\alpha$  da estrela de referência (2MASS 0525522-6605074 para N49 e 2MASS 05353656-6602023 para N63A) foi associada a uma mesma abertura, e desta forma definiu-se o centro da primeira abertura, que é o parâmetro de entrada da rotina utilizada para extrair os espectros.

Os procedimentos finais do processo de redução dos dados são a calibração do espectro em comprimento de onda e em unidades de fluxo. A calibração em comprimento de onda foi efetuada utilizando os espectros da lâmpada de comparação de Ne-Ar. Os espectros das lâmpadas foram extraídos com os mesmos parâmetros utilizados na extração do espectro do objeto ao qual se referem. Após a extração, as linhas de emissão dos espectros de comparação foram identificadas com a tarefa *identify*. A esses dados foi ajustada uma função (função de dispersão), que relaciona a posição, em píxels, com o comprimento de onda correspondente, em Angstroms. A tarefa *dispcor* foi utilizada para aplicar a função de dispersão aos espectros dos objetos e das estrelas padrão, e assim efetuar a calibração em comprimento de onda.

A primeira etapa para realizar a calibração em fluxo, consiste na correção dos efeitos atmosféricos sobre as observações das estrelas padrão. Em uma primeira etapa, a rotina *setairmass* foi utilizada para, a partir do horário e do local da coleta dos dados, calcular a massa de ar envolvida nas observações. Com a rotina *standard* foi criada uma tabela que relaciona fluxo com comprimento de onda para cada uma das exposições de estrela padrão. Por fim, ajustou-se uma função (função de sensibilidade) aos pontos desta tabela com a tarefa *sensfunc*. A tarefa *calibrate* foi então utilizada para efetuar a calibração em fluxo nos espectros já calibrados em comprimento de onda, aplicando a função de sensibilidade ajustada.

Os espectros do objeto apresentaram uma forte contaminação por linhas telúricas<sup>1</sup> e, portanto, fez-se necessário retirar a influência destas linhas sobre os espectros.

Para os dados obtidos no OPD foi realizado um ajuste na calibração em comprimento de onda do espectro. Para isso utilizou-se como referência as linhas do céu. Visto que estas linhas não são oriundas de uma fonte que esteja em movimento em relação ao observador, seus respectivos comprimentos de onda,  $\lambda$ , devem permanecer constantes e iguais ao comprimento de onda de laboratório,  $\lambda_o$ , ao longo das aberturas. Deste modo, realizou-se medidas da variação  $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_o$  da componente do céu da linha H $\alpha$  para todas as aberturas, e ajustou-se uma função (um polinômio de terceiro grau) aos pontos que relacionam  $\Delta\lambda$  com as respectivas aberturas. Esta função foi utilizada para refinar a calibração em comprimento de onda de cada espectro extraído com o auxílio

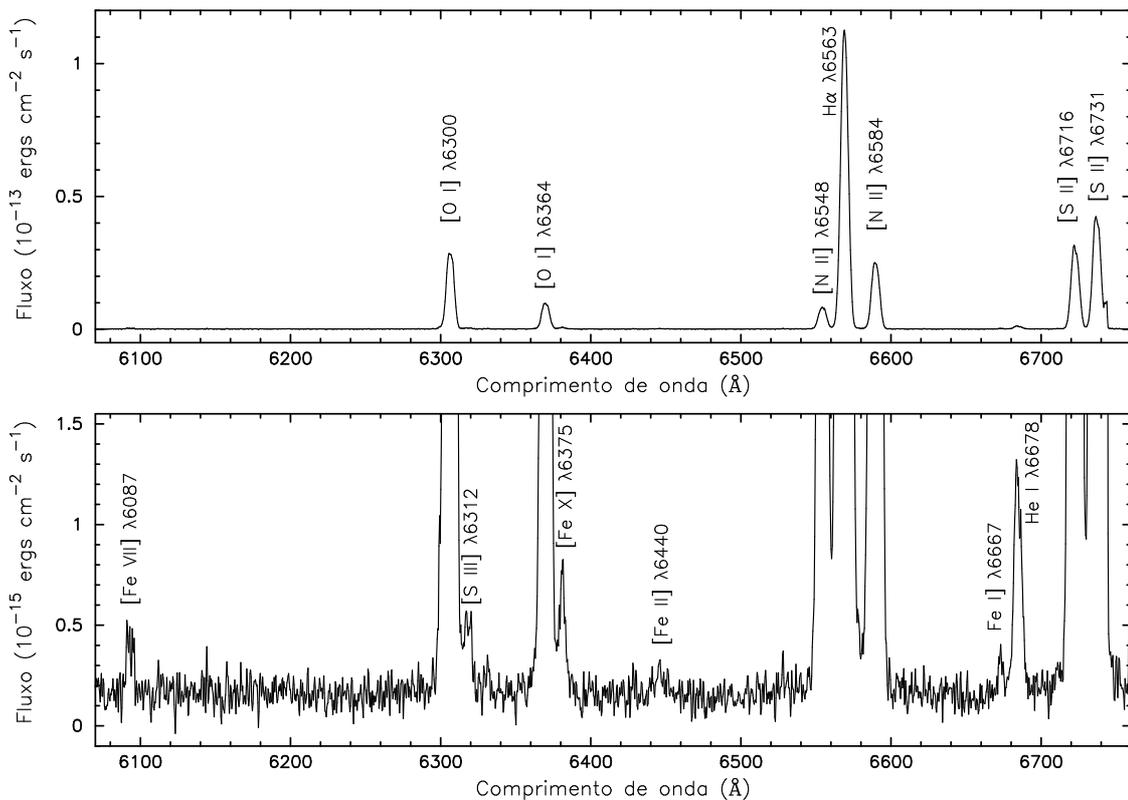
---

<sup>1</sup>Linhas de emissão oriundas da atmosfera terrestre.

da tarefa *specshift*. O erro médio das medidas de velocidade radial, estimadas a partir do deslocamento Doppler da linha  $H\alpha$ , foi de  $\approx 5 \text{ km s}^{-1}$  após a realização deste procedimento.

A tarefa *skysub* foi utilizada para realizar a subtração das linhas do céu. Um dos parâmetros de entrada dessa tarefa é o conjunto de aberturas que iremos adotar para representar a influência do céu nas linhas de emissão do objeto. Após este procedimento, os espectros referentes a mesma posição, conforme tabela 3.2, foram combinados utilizando a rotina *scombine*. Este procedimento é interessante pois, ao combinarmos múltiplas exposições referentes a uma mesma posição, naturalmente iremos aumentar a razão sinal/ruído do espectro resultante.

Na figura 3.3 é apresentado um espectro de N49 obtido na abertura 54 da posição de fenda localizada  $5''$  ao sul da estrela de referência. Esse espectro foi selecionado por apresentar o maior fluxo em  $H\alpha$  entre todos os espectros do objeto. Na primeira imagem foram identificadas as linhas mais intensas do espectro. A segunda imagem apresenta o mesmo espectro da imagem anterior, no entanto evidenciando linhas com um fluxo duas ordens de grandeza menor.

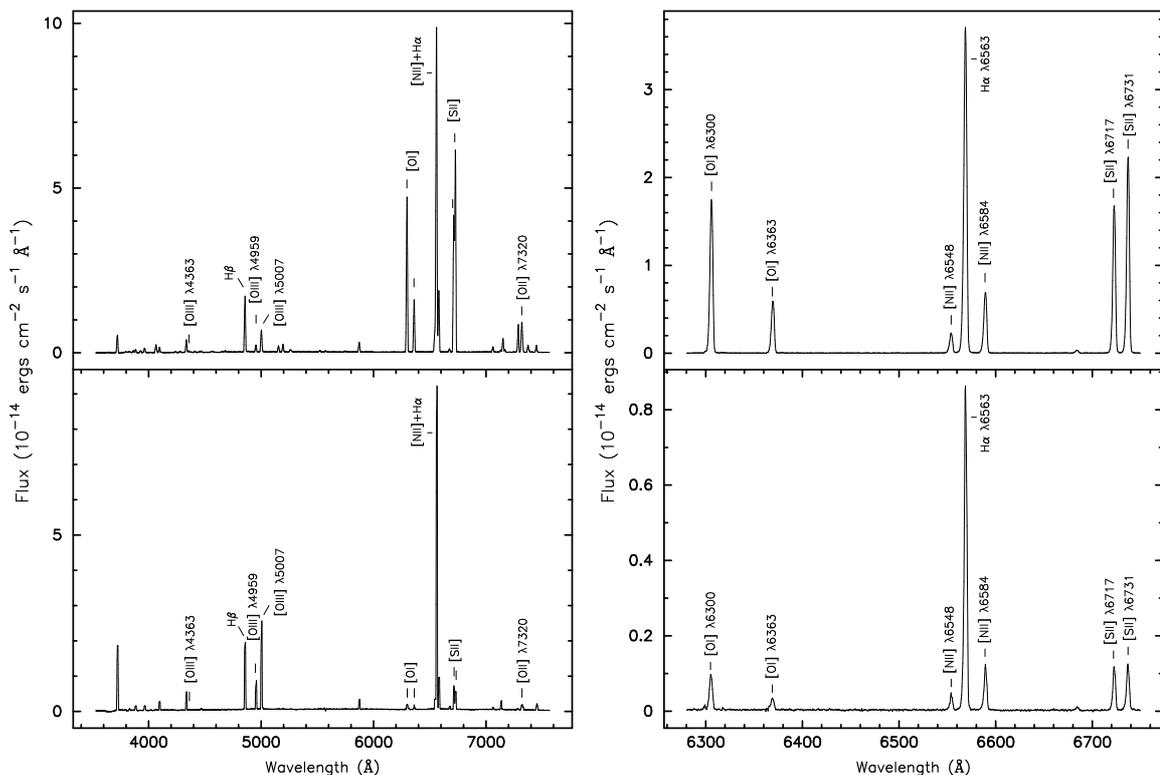


**Figura 3.3** – Espectro de N49 com alta razão sinal/ruído. Na primeira imagem estão identificadas as linhas mais intensas do espectro, enquanto que a segunda imagem evidencia linhas com um fluxo menos intenso.

Entre as linhas menos intensas, é possível observar emissão do  $[\text{Fe X}] \lambda 6375$ .

Essa é uma linha de emissão coronal, proveniente de um gás a uma temperatura de  $2 \times 10^6$  K (Dopita e Mathewson, 1979). Murdin, Clark e Culhane (1978) já haviam relatado a detecção de uma linha coronal do [Fe XIV] em N49. Posteriormente, Dopita e Mathewson (1979) mapearam a emissão do objeto na linha  $\lambda 5303$  do [Fe XIV].

Os espectros a esquerda na figura 3.4 foram obtidos das aberturas 48 (abaixo) e 66 (acima) dos dados coletados no OPD. Os espectros a direita foram obtidos das aberturas 54 (abaixo) e 58 (acima) dos dados coletados com o SOAR. Na parte superior da imagem são apresentados espectros típicos de regiões ionizadas por choque, enquanto que na parte inferior da imagem são apresentados espectros típicos de regiões H II. Estão evidenciadas também as linhas de emissão do [O III] que foram usadas para estimar a temperatura eletrônica do gás.



**Figura 3.4** – Espectros de N63A com alta razão sinal/ruído obtidos com o telescópio SOAR (a esquerda) e com o telescópio do OPD (a direita).

O processo de medida das linhas foi realizado a partir de um ajuste gaussiano ao perfil das linhas de emissão utilizando a rotina *splot*. Posteriormente os mapas foram gerados a partir dos dados utilizando a rotina *rtextimage* do *software* IRAF. Os píxeis foram calibrados em coordenadas de ascensão reta e declinação para o ano 2000 identificando as coordenadas do píxel central da estrela de referência, e especificando as dimensões de cada píxel.

# Capítulo 4

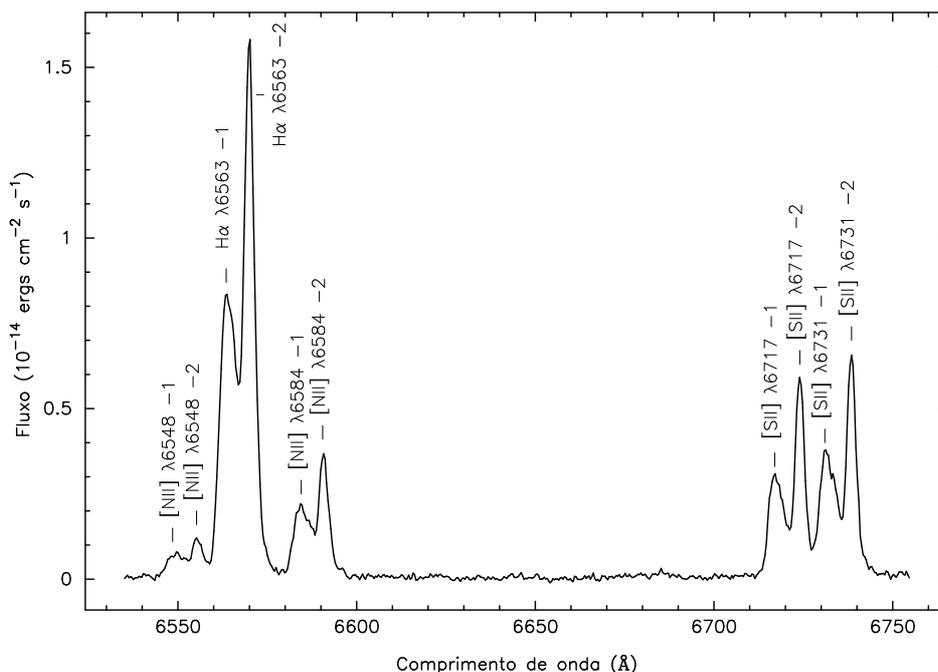
## Mapas das propriedades físicas de N49 e análise dos dados

Neste capítulo serão apresentadas as medidas de algumas propriedades físicas de N49. Foram confeccionados mapas do fluxo da linha  $H\alpha$  e da dispersão de velocidades ao longo da linha de visada, assim como mapas de velocidade radial. Da razão entre o fluxo das linhas  $\lambda\lambda 6717, 6731$  do  $[S II]$ , também foram gerados mapas da densidade eletrônica. Serão apresentados também algumas estatísticas referentes a essas medidas, bem como seus histogramas. Finalmente será apresentada a análise dos dados, onde será feita uma estimativa para a massa de gás ionizado do objeto, e, a partir de uma comparação com a densidade *rms*, determinada pelo brilho superficial em  $H\alpha$ , será estimada a fração do volume do objeto que é ocupado por matéria. Posteriormente será realizada uma discussão sobre a natureza da estrutura observada no mapa da velocidade radial referente a casca mais próxima do objeto, apresentado na figura 4.5. Será discutida a possibilidade de esta estrutura ser causada por um efeito de projeção. Será apresentada também um modelo unidimensional que é capaz de descrever satisfatoriamente a cinemática do objeto. Este modelo é baseado na solução determinada por Sedov (1959) para a cinemática de uma onda de choque propagando-se em direção ao meio interestelar com uma densidade variando em função da distância seguindo a lei  $\rho(r) \propto r^{-\omega}$ .

### 4.1 Mapa do fluxo em $H\alpha$

O mapa do fluxo em  $H\alpha$  foi útil para estabelecer um critério que delimita a

região que contém nebulosidade. Pontos com um fluxo inferior a  $7,00 \times 10^{-15}$  ergs  $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ , que representa uma queda de um fator de 100 do valor de pico, foram considerados fora da nebulosa. Este mesmo critério foi utilizado nos mapas que serão apresentados nesse capítulo, e é uma maneira de filtrar espectros com baixo sinal/ruído. Em todos os mapas a seguir, o eixo horizontal apresenta a coordenada de ascensão reta ( $\alpha$ ) para o ano 2000. No eixo vertical está representada a posição na direção Norte-Sul, medida em segundos de arco a partir da estrela de referência 2MASS 05255225-6605074. Os mapas possuem a mesma orientação, com o Leste apontando para esquerda e Norte para cima. A resolução dos mapas é de  $2,3''$  em ascensão reta e  $5''$  em declinação, o que equivale a aproximadamente 0,56 e 1,21 pc, respectivamente<sup>1</sup>. Dos 312 espectros unidimensionais extraídos, 130 apresentaram duas componentes principais distintas (linhas duplas) que tiveram seus fluxos analisados separadamente, o mesmo ocorrendo para os dados de densidade eletrônica e velocidade radial.



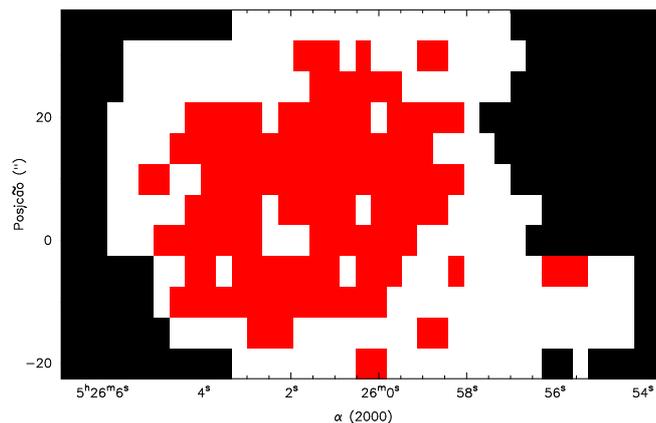
**Figura 4.1** – Exemplo de espectro de N49 contendo linhas duplas. O espectro foi extraído em um região com brilho superficial relativamente alto. As componentes 1 e 2 das linhas do [N II] e do [S II] estão identificadas, assim como as componentes de H $\alpha$ .

Na figura 4.1 é apresentada a faixa de 6.540 até 6.750 Å de um espectro com alto sinal/ruído de N49. O espectro refere-se a abertura 63 da posição de fenda 05 S, e evidencia as duas componentes das linhas identificadas na figura.

A distribuição espacial dos pontos que apresentaram linhas duplas, definidas

<sup>1</sup>Valor obtido considerando uma distância de 50 kpc até a GNM (Eastman e Kirshner, 1989).

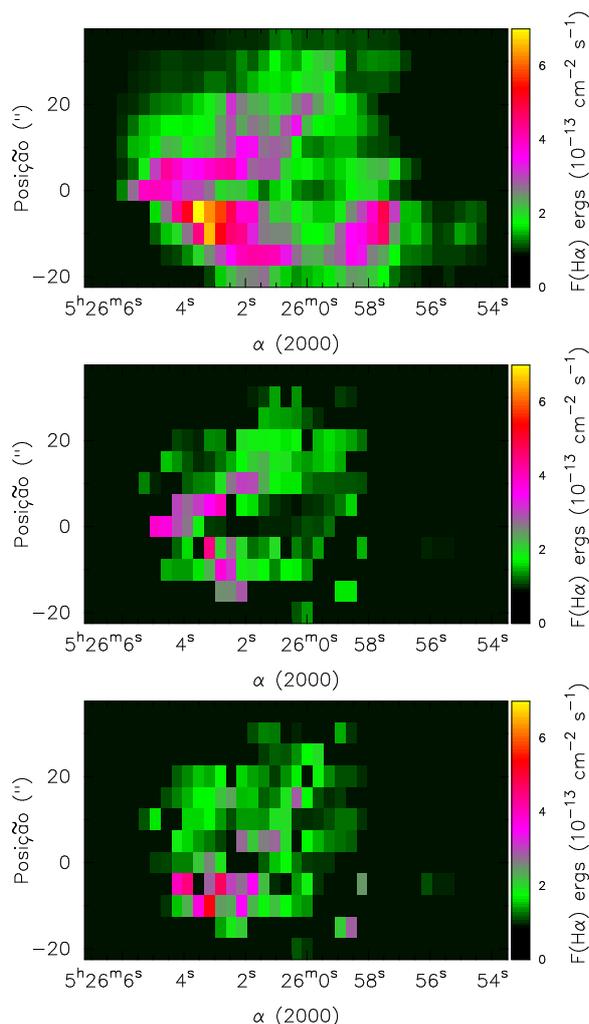
como linhas com diferença de velocidade radial entre as duas componentes principais superior a  $100 \text{ km s}^{-1}$ , é apresentada no mapa da figura 4.2. Em vermelho estão destacadas as regiões que apresentaram linhas de emissão com duas componentes, e em branco as que apresentaram linhas com apenas uma componente. Em preto estão representadas as regiões que não apresentaram linhas de emissão. Neste mapa é possível observar que as regiões com linhas de emissão com duas



**Figura 4.2** – Mapa da distribuição espacial das regiões com linhas de emissão simples e duplas de N49.

componentes estão localizadas nas regiões mais centrais do objeto. Nas regiões periféricas o efeito da projeção da velocidade do gás ao longo da linha de visada é bastante acentuado. Desse modo, as duas componentes das linhas de emissão não podem ser resolvidas devido, provavelmente, a resolução espectral insuficiente associada a configuração instrumental do espectrógrafo.

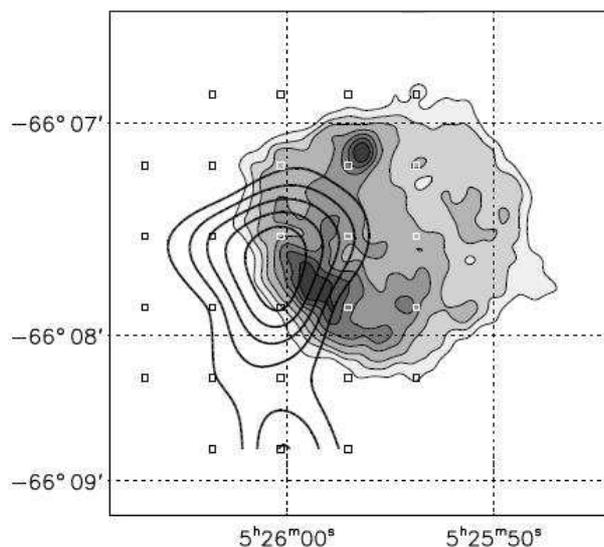
Para gerar o primeiro mapa da figura 4.3, as regiões com linhas duplas tiveram suas componentes somadas. Neste mapa pode-se observar a estrutura em forma de ferradura de N49, com ausência de emissão na direção Noroeste. Existe um aumento no fluxo na região Sudoeste, provavelmente associado a interação entre o remanescente e uma nuvem molecular, conforme relatado por Banas, Hughes e Bronfman (1997). Na região central e norte são observadas três filamentos, que podem ser identificadas na figura 2.1. O segundo e o terceiro mapa foram gerados de medidas das componentes de menor e maior comprimento de onda, respectivamente (a partir daqui, componentes 1 e 2). Estes mapas foram gerados de 130 espectros unidimensionais para os quais foi possível resolver duas componentes em  $H\alpha$ . O segundo mapa revela uma estrutura filamentar que supostamente pertence à casca mais próxima do remanescente. A distribuição espacial do fluxo da componente 2 de  $H\alpha$  é mostrada no terceiro mapa, onde pode ser observada uma região com alto brilho na região Sul. Uma possível explicação para este alto brilho é que a nuvem com a qual N49 está interagindo está parcialmente atrás do



**Figura 4.3** – Mapas do fluxo em  $H\alpha$ . O mapa na posição superior mostra o fluxo total na linha  $H\alpha$ . O segundo e o terceiro mostram, respectivamente, o fluxo associado às componentes de menor e maior comprimento de onda das linhas duplas, quando presentes.

objeto. As diferenças entre o segundo e o terceiro mapa, assim como a ausência de emissão na região Nordeste no primeiro mapa, sugerem que o MIS no qual o reamenescente está se expandindo possui uma distribuição irregular de matéria. De fato, a figura 4.4 mostra que uma nuvem molecular localiza-se na região Leste do objeto. Essa imagem foi construída a partir da sobreposição de uma imagem de N49 em raios X com os contornos da emissão molecular do CO em rádio, na faixa de 230,5 GHz (Banas, Hughes e Bronfman, 1997).

Foi detectada uma componente da linha  $H\alpha$  com baixa dispersão de velocidades, que se estende além dos limites do objeto. Esta componente, que possui uma velocidade constante ao longo da fenda, já foi detectada por diversos autores. Tanto Shull (1983) quanto Bilikova *et al.* (2007) atribuíram esta emissão a uma região fotoionizada pelos fótons precursores da onda de choque. Vancura *et al.*



**Figura 4.4** – Imagem de N49 em raios X sobreposta aos contornos da emissão molecular do CO. (Crédito: Banas, Hughes e Bronfman (1997)).

(1992) também atribuíram esta emissão à N49. Ao contrário, Chu, Kenninutt e Robert (1988) sugerem que a emissão é causada por uma região H II que encontra-se sobreposta ao remanescente. No entanto, acreditamos que esta componente de H $\alpha$  é proveniente do remanescente de supernova N49B (SNR 0525-66.0). A parte sul deste remanescente localiza-se na mesma região onde foi detectada a componente com baixa dispersão de velocidades em H $\alpha$ , conforme pode ser observado no catálogo de Davies, Elliott e Meaburn (1976). A sobreposição entre estes objetos, que chegou a ser interpretada como uma evidência da ejeção de N49B por N49, pode ser observada com detalhes nos dados preliminares disponibilizadas pelo projeto *MCELS*<sup>2</sup>. A velocidade radial dessa componente é de  $\approx 295$  km s<sup>-1</sup>, um valor maior do que a velocidade radial sistêmica da GNM, que é de  $\approx 260$  km s<sup>-1</sup> (Van Der Marel *et al.* 2002). A largura a meia altura dessa linha também permanece constante ao longo da fenda, com um valor médio aproximadamente igual a largura das linhas da lâmpada de comparação. Essa baixa dispersão de velocidades não é uma característica usual de espectros de RSNs jovens, e sugere que N49B é um remanescente bastante evoluído. De acordo com essa interpretação, Banas, Hughes e Bronfman (1997) estimaram que esse objeto possui uma idade dinâmica maior que 10.000 anos, a maior dentro da amostra de sete RSNs observados pelos autores.

<sup>2</sup> *Magellanic Cloud Emission Line Survey*. Disponível em <http://www.ctio.noao.edu/mcels/>.

## 4.2 Mapa da velocidade radial

A linha  $H\alpha$  é a linha nebular mais intensa dos espectros obtidos, e a velocidade radial em cada região observada foi calculada a partir de seu deslocamento Doppler. Como as velocidades de expansão medidas são muito menores do que a velocidade da luz, nenhum efeito relativístico foi levado em consideração, e a velocidade foi determinada pela aproximação clássica do efeito Doppler, dada pela expressão

$$v_r = c \frac{\Delta\lambda}{\lambda_o}, \quad (4.1)$$

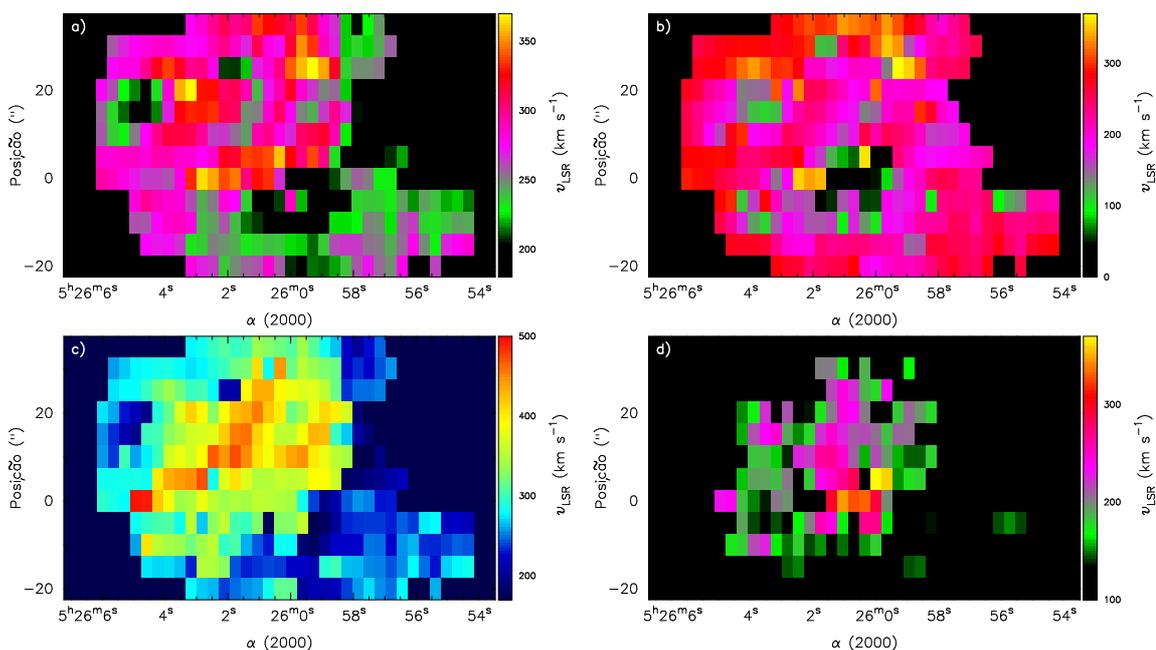
onde  $v_r$  é a velocidade radial,  $\Delta\lambda$  é a diferença entre o comprimento de onda observado ( $\lambda$ ) e o comprimento de onda de laboratório ( $\lambda_o$ ).

A velocidade radial observada depende do local e do horário da observação, isto porque vários fatores influenciam na velocidade relativa entre o objeto e o observador na Terra. Entre estes fatores estão os movimentos de rotação e translação da Terra e o movimento do conjunto Terra-Sol em relação ao centro da Galáxia. Por este motivo, as medidas de velocidade radial devem ser corrigidas para um sistema de referência no qual seus valores sejam independentes destes fatores, e portanto do instante e local no qual a observação foi realizada. Neste trabalho o sistema de referência adotado foi o sistema local de repouso, ou *LSR*<sup>3</sup> (*Local Standard of Rest*). Para efetivamente efetuar estas correções no espectros foram utilizadas as rotinas *rvcorrect* e *dopcor* do IRAF.

Nas regiões que apresentaram linhas duplas, a velocidade foi definida como a média da velocidade radial de cada componente, ponderada pelo seu fluxo em  $H\alpha$ . O mapa 4.5.a foi gerado desta forma, e apresenta velocidades radiais que variaram de  $\approx 160 \text{ km s}^{-1}$  até  $\approx 370 \text{ km s}^{-1}$ . Dentro desta faixa é observada emissão do gás que provavelmente pertence a casca mais próxima do remanescente, com velocidade radial menor do que a velocidade sistêmica da GNM de  $\approx 260 \text{ km s}^{-1}$  (Van Der Marel *et al.* 2002), e do gás que supostamente pertence à casca mais distante do objeto, com velocidade radial maior do que este valor. No mapa 4.5.b, as regiões com linhas duplas estão representadas apenas pela primeira componente de velocidade radial, e, assim como no mapa 4.5.a, as regiões sem linhas duplas estão representadas pela sua única componente. O mapa 4.5.b possui simetria radial, o que seria esperado da expansão organizada de uma casca esférica de matéria. Nas regiões com linhas duplas do mapa 4.5.c estão representadas apenas

<sup>3</sup>O padrão local de repouso é um sistema de referência que move-se em órbita circular em torno do centro galáctico, com velocidade igual à média das velocidades das estrelas próximas ao Sol.

as segundas componentes da velocidade radial. Assim como nos mapas 4.5.a e 4.5.b, a velocidade radial das regiões com linhas simples são representadas pelas suas únicas componentes. Deste mapa percebe-se um contraste entre a região com linhas duplas e as regiões mais periféricas do objeto. Este contraste indica que a maior parte do material observado possui uma velocidade radial menor do que a velocidade sistêmica da GNM e, supostamente, pertence a casca mais próxima do remanescente.

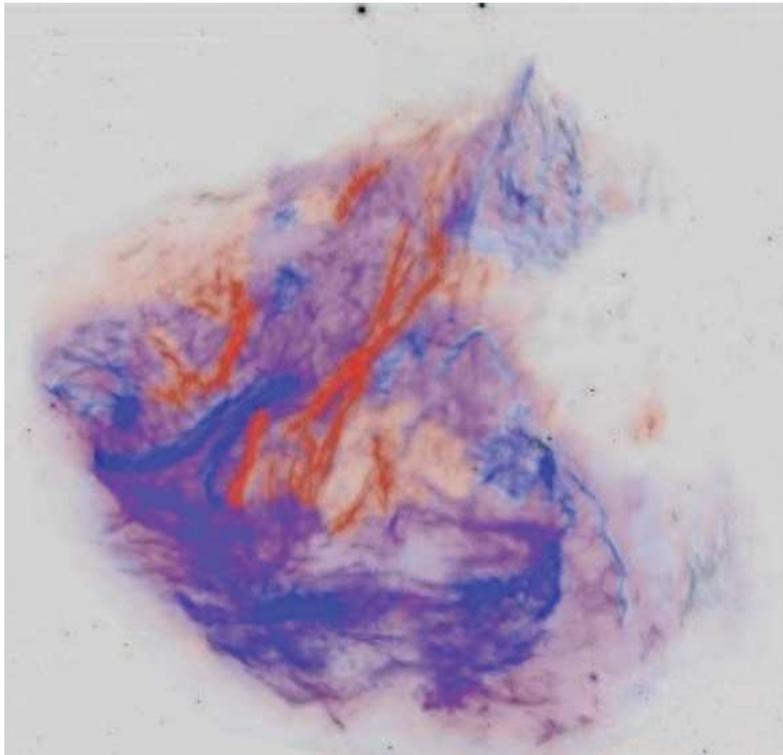


**Figura 4.5** – Mapas da velocidade radial LSR construídos a partir do deslocamento Doppler da linha  $H\alpha$ . O mapa *a* apresenta a velocidade radial estimada para os pontos observados sobre todo o objeto; o mapa *b* e *c*, mostram a velocidade radial associada às componentes 1 e 2 das linhas duplas, respectivamente. Nestes mapas, a velocidade radial de regiões sem linhas duplas é representada pela única componente de  $H\alpha$ . O mapa *d*, por sua vez, foi construído a partir da diferença de velocidade entre estas componentes.

Indícios de que a maior parte do gás pertence a casca mais próxima do remanescente já haviam sido encontradas por autores como Shull (1983) e Bilikova *et al.* (2007). Nesses trabalhos foram realizadas observações em algumas posições do objeto, e esta conclusão foi obtida por extrapolação. Os mapas 4.5.b e 4.5.c confirmam esta hipótese, uma vez que foram construídos de espectros obtidos ponto-a-ponto sobre todo o objeto.

Os mapas 4.5.b e 4.5.c devem ser comparados com a figura 4 do artigo de Bilikova *et al.* (2007), apresentado na figura 4.6, onde foi identificado o comportamento cinemático de alguns filamentos em uma imagem em  $H\alpha$  do objeto,

obtida com o telescópio espacial Hubble. Embora os dados aqui apresentados possuam uma resolução espacial menor do que a imagem obtida por Bilikova *et al.* é possível observar no mapa 4.5.c uma variação espacial na velocidade radial ponto-a-ponto ao longo dos filamentos, o que não pode ser observado no estudo dos autores citados.



**Figura 4.6** – Imagem de N49 com o comportamento global da cinemática evidenciado. Os filamentos em azul se aproximam do observador, enquanto que os filamentos em vermelho se afastam.

O mapa 4.5.d foi construído a partir da diferença de velocidade radial entre as componentes. Este mapa dá uma idéia de como as estruturas com diferentes comportamentos cinemáticos movem-se uma em relação a outra. Supostamente estas estruturas são as cascas mais distante e mais próxima do objeto, pois, na região central existe uma grande diferença de velocidade entre elas, o que seria esperado se o gás estivesse expandindo-se como uma casca esférica.

### 4.3 Mapa da densidade eletrônica

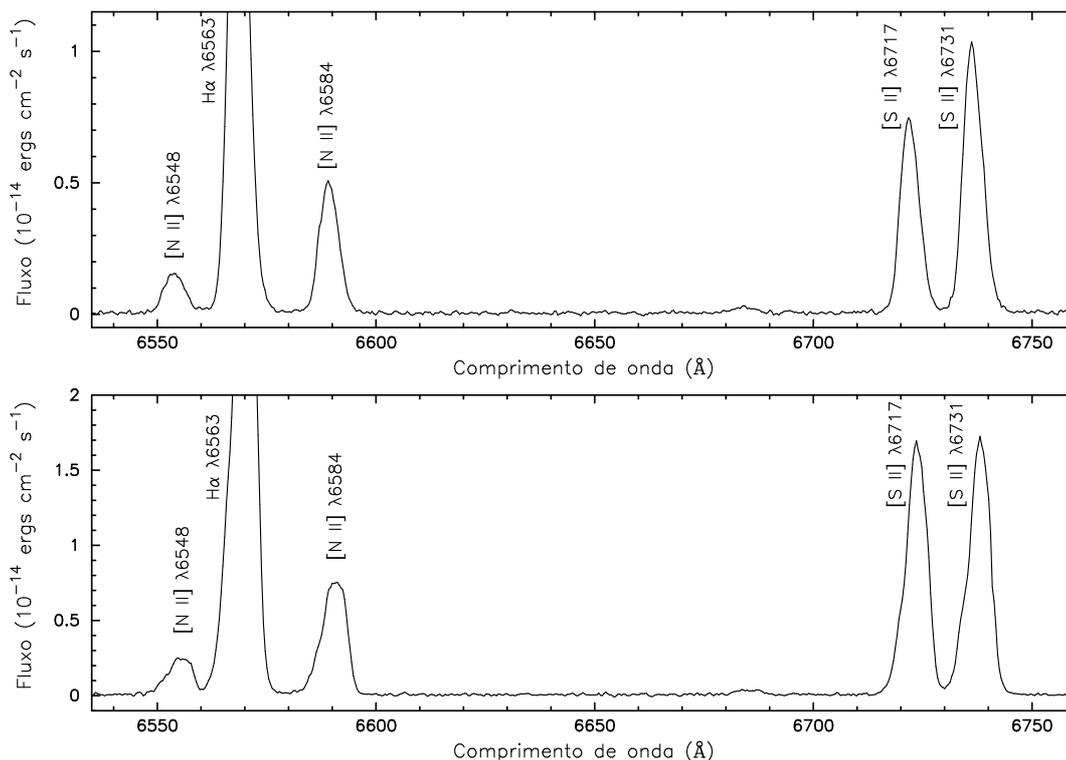
A densidade eletrônica foi determinada a partir da razão entre as linhas [S II]  $\lambda\lambda 6717, 6731$ . A dependência desta razão com a densidade eletrônica pode ser compreendida de forma qualitativa considerando dois casos extremos. No limite

de alta densidade os elétrons estão em equilíbrio termodinâmico, e a população relativa dos níveis é dada pela lei de Boltzmann. Como a diferença de energia entre estes níveis é muito pequena, a dependência da razão com a temperatura é muito fraca. No limite de baixas densidades, não ocorrem desexcitações colisionais, e toda excitação colisional é seguida pela emissão de um fóton. Nesta situação, a razão entre o fluxo relativo destas linhas é igual a razão entre os pesos estatísticos dos níveis de energias correspondentes. Para valores de densidade eletrônica intermediários a estes, a relação entre a intensidade relativa das linhas [S II]  $\lambda\lambda 6717, 6731$  e a densidade é obtida solucionando as equações de equilíbrio estatísticos dos níveis de energia do Enxofre. Para isso foi utilizada a rotina *temden* do IRAF, na qual está implementado um modelo que considera cinco níveis de energia distintos para o átomo em questão.

Das medidas das linhas do [S II] foram ainda desconsideradas aquelas posições cujos espectros apresentaram um fluxo em  $H\alpha$  menor do que  $7,00 \times 10^{-15}$  ergs  $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ , e as que apresentaram a razão  $F(\lambda 6717)/F(\lambda 6731)$  menores que  $\approx 0,46$  ou maiores que  $\approx 1,43$ . Estes valores definem os limites dentro do qual pode-se obter a densidade eletrônica utilizando as linhas do [S II], considerando a aproximação de 5 níveis para este átomo. A existência de valores fora destes limites pode ser atribuída a regiões com densidades muito altas ( $\approx 50.000 \text{ cm}^{-3}$ ) ou, mais provavelmente, a erros nas medidas das linhas, ocasionados por espectros com uma razão sinal/ruído muito baixa. Na figura 4.7 são apresentados dois espectros de N49 que evidenciam as linhas  $\lambda\lambda 6717, 6731$  do [S II]. O espectro da esquerda foi extraído da abertura 54 da posição de fenda 15 S, e mostra uma região com uma densidade de  $\approx 2.000 \text{ cm}^{-3}$ . Já o espectro da esquerda refere-se à abertura 64 da posição de fenda 20 N, e mostra uma região com densidade de  $\approx 650 \text{ cm}^{-3}$ .

Nas regiões que apresentaram linhas duplas, foi efetuada uma média ponderada pelo fluxo em  $H\alpha$  de cada componente da densidade eletrônica. O mapa da figura 4.8.c foi construído desta forma, e dá uma idéia da distribuição global da densidade ao longo do objeto. Já os mapas 4.8.a e 4.8.b mostram a primeira e a segunda componente da densidade eletrônica, respectivamente. O mapa 4.8.d desta mesma figura, mostra a variação espacial de  $F([\text{S II}])(H\alpha)$ , definida como a razão entre soma do fluxo das linhas  $\lambda\lambda 6717, 6731$  sobre o fluxo em  $H\alpha$ .

O mapa 4.8.a mostra que a casca mais próxima do remanescente possui duas regiões mais densas. Estas regiões, localizadas nas partes Sudeste e Nordeste do objeto, provavelmente indicam as localizações de nuvens moleculares que estão na frente de N49, e são observadas na imagem 4.4. A casca mais distante do objeto, conforme pode ser visto no mapa 4.8.b, possui uma densidade, em média, maior do que a casca mais próxima. No entanto, à Oeste são observadas baixas

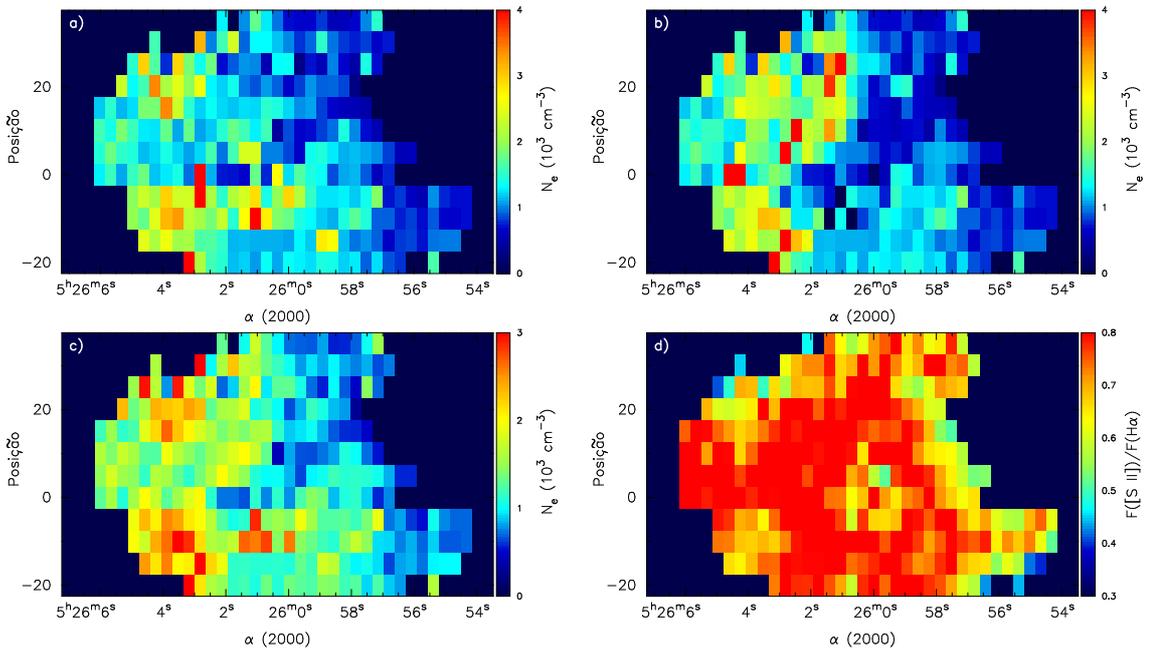


**Figura 4.7** – Espectros de N49 mostrando as linhas  $\lambda\lambda$  6717, 6731 do [S II]. O espectro da esquerda mostra uma região com alta densidade eletrônica, em relação à posição que foi extraído o espectro da direita.

densidades, o que sugere que o objeto está expandindo-se mais livremente nesta região.

O mapa 4.8.c mostra um nítido aumento de densidade eletrônica na região Sudeste. Esta estrutura mostra a localização da nuvem molecular detectada por Banas, Hughes e Bronfman (1997) que é mostrada na figura 4.4. Os autores descobriram que a nuvem molecular e N49 possuem velocidades radiais semelhantes, e desta forma afirmam que os dois sistemas estão associados fisicamente. A estrutura revelada no mapa 4.8.c da suporte a esta afirmação. Os mapas 4.8.a e 4.8.b mostram um aumento da densidade nesta região, o que indica que a interação com a nuvem molecular ocorre em ambas as cascas do objeto.

O aumento na densidade eletrônica na direção Nordeste do mapa 4.8.c pode ser um indicativo de que o objeto também está interagindo com uma nuvem molecular nesta região, no entanto a figura 4.4 não mostra emissão do CO nessa região. O intenso gradiente de densidade observado neste mapa é causado por uma distribuição irregular de matéria do MIS antes da explosão ocorrer (Bilikova *et al.* 2007). Os dados aqui apresentados mostram que densidade varia de  $\approx 600$   $\text{cm}^{-3}$  a Oeste, até  $\approx 2.000$   $\text{cm}^{-3}$  a Leste. Este resultado está de acordo com o trabalho de Dickel e Milne (1998) que, comparando o contraste da emissão em



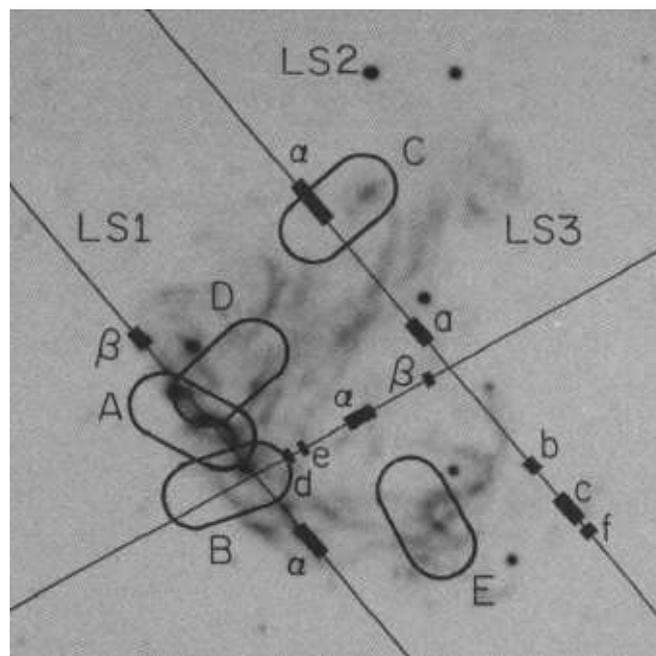
**Figura 4.8** – Mapas da densidade eletrônica de N49. Nos mapas *a* e *b* são apresentadas, respectivamente, as medidas da primeira e da segunda componente da densidade eletrônica, onde ocorrem linhas duplas. O mapa *c* mostra a densidade eletrônica de todos os pontos. Onde ocorrem linhas duplas é efetuada uma média, ponderada pelo fluxo em  $H\alpha$ , entre as componentes. O mapa *d* mostra a variação da intensidade relativa das linhas do [S II] e  $H\alpha$ .

rádio e em raios X, previram que a densidade eletrônica variaria por um fator de  $\approx 3$  entre estas regiões do objeto. Este mapa revela ainda uma estrutura filamentar, com a existência de pelo menos três filamentos entre as regiões mais densas do objeto.

Duas áreas densas, com  $N_e > 2.000 \text{ cm}^{-3}$ , são observadas na borda leste do objeto, e estão próximas, mas não são coincidentes com as áreas mais brilhantes no óptico. A área densa localizada na borda Sudeste está na borda de uma estrutura filamentar associada com o pico na emissão da nebulosa em diferentes frequências, conforme pode ser observado na figura 2.1. No entanto a região densa na borda Nordeste está em uma área de baixo brilho no óptico. O baixo brilho em  $H\alpha$  em uma área de alta densidade pode ser causado por uma rede de filamentos densos e esparsos, ou por uma camada fina de matéria vista perpendicularmente. O mapa da emissão molecular em  $H_2$  apresentado por Dickel *et al.* (1995) não mostra nenhuma emissão molecular nesta área.

Vancura *et al.* (1992) também mediram densidade eletrônica a partir da razão das linhas do [S II] baseado em dados espectroscópicos de fenda longa em três posições distintas de N49. Os autores determinaram densidades variando entre

1000 e  $1800 \text{ cm}^{-3}$  nas posições, por eles denominadas de LS2 e LS1, que cobrem as bordas Sudoeste e Sudeste do objeto e é mostrada na figura 4.9. A posição denominada LS1 possui uma estrutura com alta densidade, vista na parte leste do mapa 4.8.c, onde observamos densidades eletrônicas em torno de  $2.000 \text{ cm}^{-3}$ . A densidade eletrônica média medida ao longo da posição LS2 é compatível com os valores do mapa 4.8.c, que revelou densidades eletrônicas entre 600 e  $1.200 \text{ cm}^{-3}$  nesta região. Nestas duas posições de fenda eles relataram uma pequena variação na densidade eletrônica (correspondente a menos de 10% na razão entre as linhas do [S II]). Os autores no entanto não especificaram o tamanho da abertura que foi usado, e, provavelmente, chegaram a esta conclusão porque os filamentos mais densos devem aparecer suavizados nestes dados. Por outro lado eles relataram um aumento na densidade por um fator de dois entre as regiões Noroeste e Sudeste, a partir da análise de dados obtidos com a fenda posicionada ao longo do diâmetro do objeto com um ângulo de 120 graus. Esta conclusão é compatível com os mapas da densidade eletrônica apresentados aqui.



**Figura 4.9** – Imagem de N49 com as posições de fenda LS1, LS2 e LS3 em destaque.

No mapa 4.8.d fica evidente uma estrutura em forma de anel, causada pela variação da razão  $[\text{S II}]/\text{H}\alpha$ . Observa-se também que na região Sudeste, que apresenta altas densidades e onde o remanescente está interagindo com uma nuvem molecular, a razão  $[\text{S II}]/\text{H}\alpha$  diminui. Este efeito é o oposto do esperado, visto que estas linhas originam-se de excitações colisionais do Enxofre.

## 4.4 Mapa da dispersão de velocidades da linha $H\alpha$

A dispersão de velocidades das partículas ao longo da linha de visada pode ser quantificada pelas medidas da largura a meia altura de uma linha de emissão, que neste trabalho foram obtidas via ajuste gaussiano ao perfil da linha  $H\alpha$ . Foram descontadas destas medidas o alargamento instrumental, determinado pela largura das linhas de emissão da lâmpada de comparação. O alargamento corrigido foi atribuído ao movimento turbulento das partículas ao longo da linha de visada.

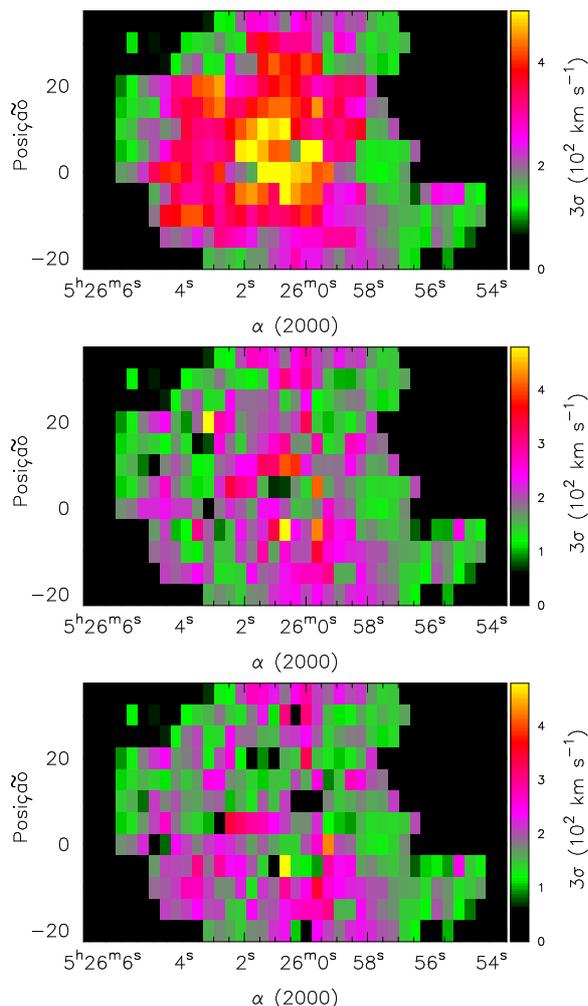
Em regiões onde ocorrem linhas duplas, as duas componentes em  $H\alpha$  podem possuir fluxos muito diferentes. Desta forma nós adotamos a dispersão de velocidades em  $3\sigma_v$ , que corresponde a largura da linha a 1% do pico, calculada (em  $\text{km s}^{-1}$ ) por

$$3\sigma_v = \begin{cases} k \text{ FWHM} & \text{(um pico } H\alpha) \\ k (\text{FWHM}_1 + \text{FWHM}_2)/2 + \Delta v & \text{(dois picos } H\alpha), \end{cases} \quad (4.2)$$

onde  $k = 3/(2\sqrt{2 \ln 2})$ , e os índices 1 e 2 referem-se as duas principais componentes de  $H\alpha$ , e  $\Delta v$  é a diferença de velocidade entre as duas componentes de  $H\alpha$ . Este critério torna possível uma comparação entre os valores de dispersão de velocidades para regiões que exibem duas e uma componentes em  $H\alpha$  e, em termos práticos, corresponde a dispersão de velocidades calculada a partir da largura da base da linha.

O primeiro mapa da figura 4.10 foi construído utilizando o critério definido pela equação 4.2. Este mapa é um indicativo claro de que a estrutura de N49 pode ser compreendida considerando uma casca esférica em expansão, pois a dispersão de velocidades na região central é maior do que nas regiões mais afastadas do centro do objeto.

A existência de duas estruturas caracterizadas por diferentes valores de dispersão de velocidades foi relatada por Shull (1983). Este autor, no entanto, não apresentou informações detalhadas a respeito da variação da dispersão de velocidades do gás ao longo do objeto. Shull atribuiu a existência destas estruturas ao fato de o remanescente estar expandindo-se em um meio com uma distribuição heterogênea de matéria. As regiões que apresentam maior dispersão de velocidades estariam associadas a um gás menos denso. Nesta mesma linha, Bilikova *et al.* (2007) sugeriram que quando o remanescente interage com um MIS denso o material ejetado é freado, o que produz um gás com baixa dispersão de velocidades. No entanto não é observada nenhuma relação entre os mapas da densidade



**Figura 4.10** – Mapas da dispersão de velocidades. O primeiro mapa foi construído utilizando o critério dado pela equação 4.2 para os pontos que apresentaram linhas duplas. O segundo e terceiro mapa apresentam, respectivamente, mostram a dispersão de velocidades da primeira e segunda componente da linha  $H\alpha$ , além dos pontos que não apresentaram linhas duplas.

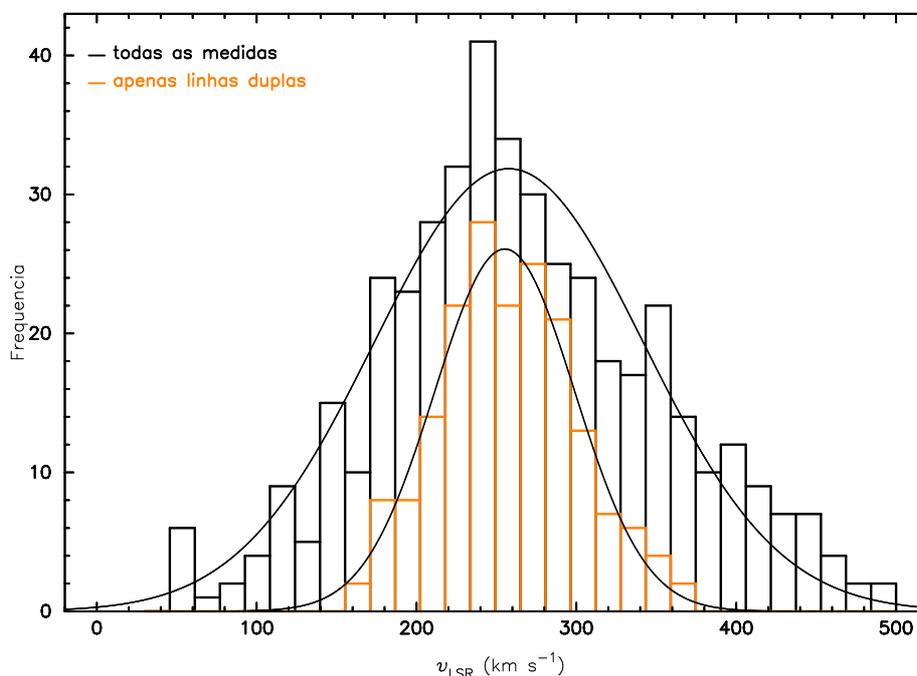
eletrônica, apresentados na figura 4.8, e os mapas da dispersão de velocidades, apresentados figura 4.10.

O segundo e o terceiro mapa da figura 4.10 mostram a largura a meia altura da primeira e segunda componentes da linha  $H\alpha$ , nas regiões que apresentam linhas duplas. O segundo mapa, que refere-se a casca mais próxima do remanescente, é circundado por uma estrutura com baixa dispersão de velocidades. Uma estrutura semelhante a está é observada no mapa 4.5.b, o que sugere que as regiões com baixa velocidade radial possuem baixa dispersão de velocidades, de acordo com as idéias apresentadas por Bilikova *et al.* (2007). No entanto, não é observada nenhuma relação entre estes mapas, e o da densidade eletrônica.

## 4.5 Histogramas das medidas

A partir dos dados apresentados anteriormente na forma de mapas, foram construídos histogramas das medidas de velocidade radial, densidade eletrônica e dispersão de velocidades.

No histograma da figura 4.11 as linhas em preto representam as medidas de velocidade radial de pontos com e sem linhas duplas, enquanto que o histograma em marrom foi construído somente com os dados que apresentaram linhas de emissão com apenas com uma componente.



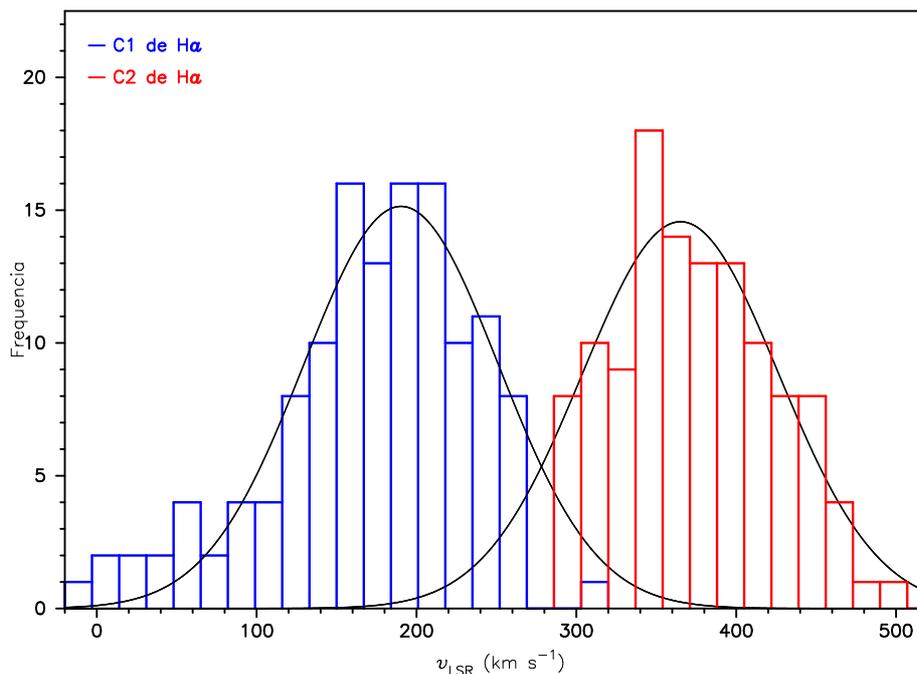
**Figura 4.11** – Histograma das medidas de velocidade radial. O histograma em marrom foi construído a partir de dados que não apresentaram linhas duplas. Em preto é apresentado o histograma de todas as medidas, incluindo as regiões com duas componentes em  $H\alpha$ . As linhas sólidas representam ajustes gaussianos realizados sobre as medidas.

É possível observar que os dois conjuntos de dados estão distribuídos aproximadamente em torno de um mesmo valor médio, porém com diferentes dispersões. Este comportamento é um indício de que as linhas de emissão com apenas uma componente, são na realidade formadas por duas componentes que não podem ser resolvidas.

Utilizando a rotina *nfit1d* do IRAF, foram ajustadas duas funções gaussianas aos histogramas apresentados na figura 4.11. A gaussiana ajustada ao histograma em marrom possui um desvio padrão de  $\approx 44 \text{ km s}^{-1}$  e está centrada em  $\approx 255 \text{ km s}^{-1}$ , enquanto que a gaussiana ajustada ao histograma em preto possui um

desvio padrão de  $\approx 84 \text{ km s}^{-1}$  e está centrada em  $\approx 258 \text{ km s}^{-1}$ . Considerando que o valor no qual as gaussianas estão centradas reflete a velocidade sistêmica do remanescente ao longo da linha de visada, o objeto encontra-se praticamente em repouso em relação à GNM.

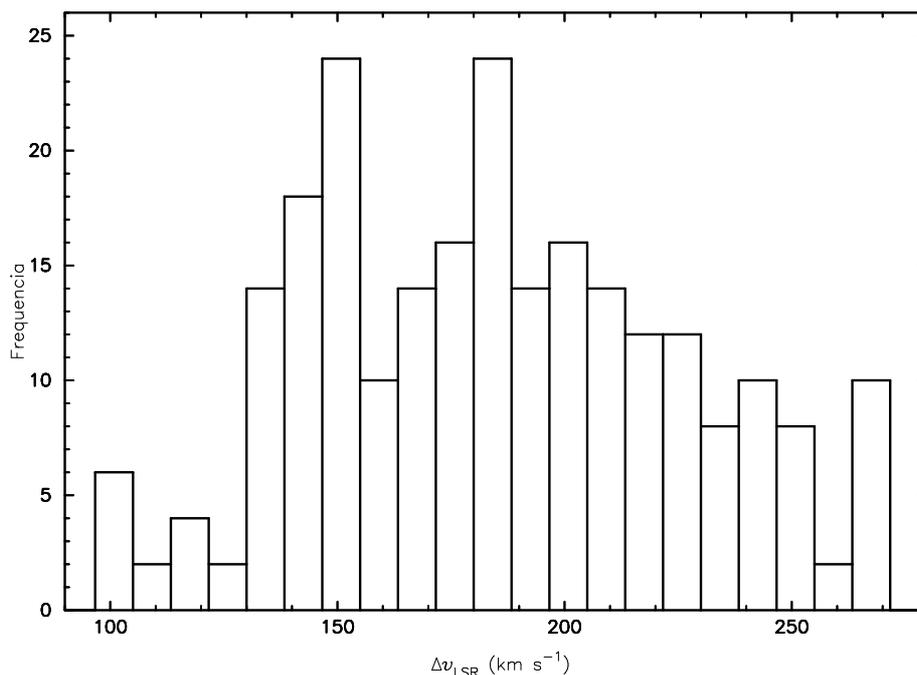
No histograma da figura 4.12 são apresentadas as medidas de velocidade radial referentes a primeira componente da linha  $H\alpha$ , em azul, e as medidas da segunda componente da mesma linha, em vermelho.



**Figura 4.12** – Histograma das medidas das duas componentes da velocidade radial. Os histogramas em azul e vermelho foram construídos a partir das medidas da primeira e segunda componente da velocidade radial, respectivamente. As linhas sólidas são o resultado de ajustes gaussianos realizados sobre os dados.

As gaussianas ajustadas aos dados são mostradas em preto, e possuem uma mesma dispersão de  $\approx 61 \text{ km s}^{-1}$ . A gaussiana ajustada aos dados referentes à casca mais próxima do objeto está centrada em  $\approx 190 \text{ km s}^{-1}$ , enquanto que a gaussiana ajustada ao histograma em vermelho está centrada em  $\approx 365 \text{ km s}^{-1}$ . Considerando que estes valores refletem a velocidade média de cada uma das cascas e, desconsiderando efeitos de projeção, a velocidade de expansão do objeto seria de  $\approx 88 \text{ km s}^{-1}$ .

O histograma da figura 4.13 foi construído a partir da diferença de velocidade radial entre a componente 1 e 2 da linha  $H\alpha$ . Este histograma apresenta um pico próximo a  $185 \text{ km s}^{-1}$ , coerente com a diferença de velocidade entre as duas gaussianas ajustadas aos dados apresentados na figura 4.12. Existe também um pico próximo a  $150 \text{ km s}^{-1}$ , que revela que o objeto possui um comportamento



**Figura 4.13** – Histograma da diferença entre a velocidade radial das componentes da linha  $H\alpha$ .

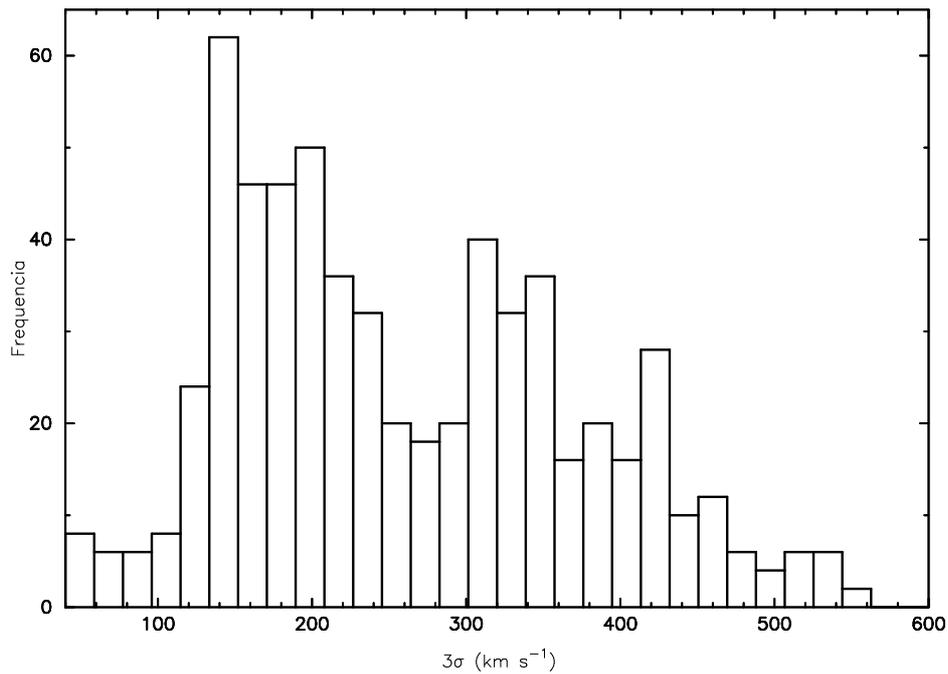
cinemático mais complexo do que o esperado para um gás em forma de uma casca em expansão. Observa-se também a existência de regiões onde a diferença de velocidade radial entre as componentes do gás é  $\geq 260 \text{ km s}^{-1}$ . Estas medidas referem-se as regiões mais centrais do remanescente, onde os efeitos de projeção são menos importantes. Deste modo, elas fornecem uma cota superior de  $\approx 130 \text{ km s}^{-1}$  para a velocidade de expansão do objeto.

A partir da largura a meia altura da linha  $H\alpha$ , a dispersão de velocidades em cada ponto foi estimada. O histograma da figura 4.14 mostra as diferentes medidas de dispersão de velocidades ao longo do objeto. O histograma das medidas sem linhas duplas está em marrom, enquanto que o histograma de todas as medidas, incluindo os pontos com linhas duplas cuja dispersão é definida pelo critério estabelecido pela equação 4.2, está em preto.

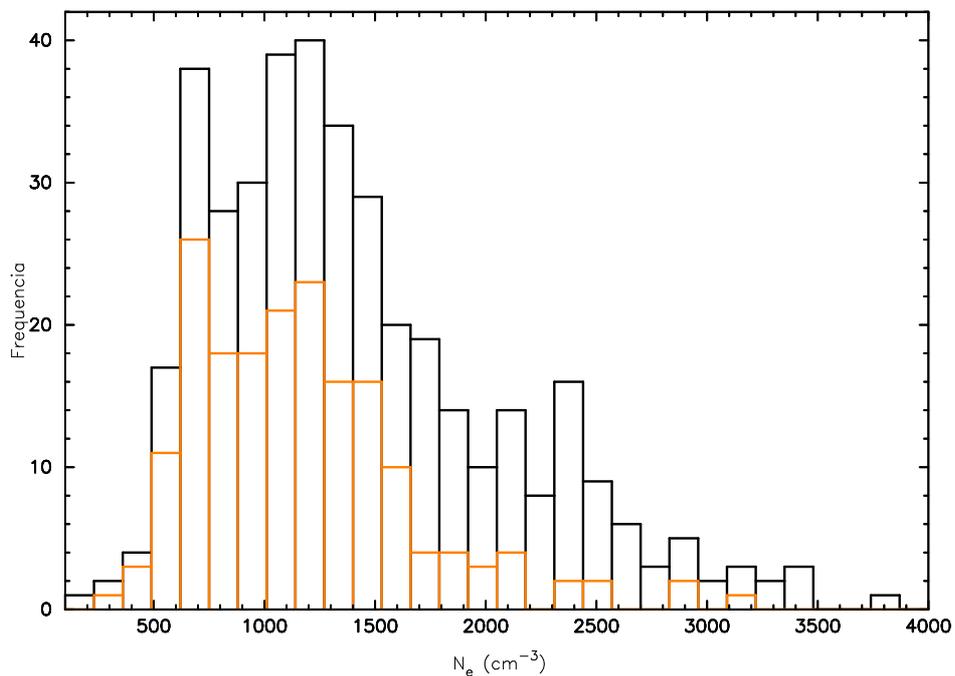
Os dados dos histogramas distribuem-se assimetricamente em torno de pelo menos dois picos, um localizado em  $\approx 170 \text{ km s}^{-1}$  e outro em  $\approx 340 \text{ km s}^{-1}$ .

As medidas de densidade eletrônica foram utilizadas para gerar os histogramas da figura 4.15. Nesta figura, os dados com e sem linhas duplas estão representados em preto, enquanto que os dados que apresentaram apenas linhas com uma componente estão em marrom.

Os dados da densidade radial possuem uma distribuição assimétrica em torno de um valor médio de  $\approx 1200 \text{ cm}^{-3}$ . Observa-se também que regiões com linhas duplas possuem tendência a apresentarem maior densidade eletrônica.

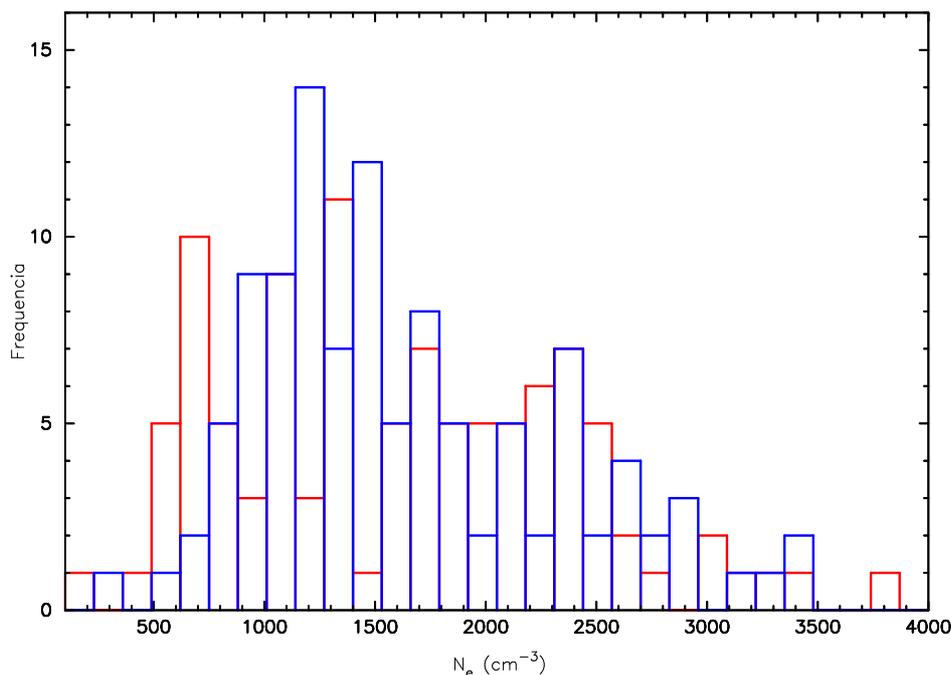


**Figura 4.14** – Histograma das medidas de dispersão de velocidade radial.



**Figura 4.15** – Histograma das medidas de densidade eletrônica. O histograma em marrom foi construído a partir de dados que não apresentaram linhas duplas. Em preto é apresentado o histograma de todas as medidas.

No histograma da figura 4.16 observa-se em azul e vermelho, respectivamente, os dados da primeira e segunda componente da densidade eletrônica. Em geral estas componentes possuem uma distribuição de densidade bastante semelhante, com exceções nas regiões em torno de  $\approx 600 \text{ cm}^{-3}$  e  $\approx 1300 \text{ cm}^{-3}$ .



**Figura 4.16** – Histograma das medidas das duas componentes da densidade eletrônica. Os histogramas em azul e vermelho representam as medidas da primeira e segunda componente da densidade eletrônica, respectivamente.

## 4.6 Estatísticas das medidas

As tabelas 4.1 e 4.2 mostram as estatísticas das medidas apresentadas nos histogramas da seção anterior. Para cada conjunto de dados são mostrados a média, a mediana, o desvio padrão ( $\sigma$ ), o mínimo, o máximo, o primeiro quartil ( $Q_{\frac{1}{4}}$ ) e o terceiro quartil ( $Q_{\frac{3}{4}}$ ). O número de medidas é representado por  $N$ .

Na tabela 4.1 são apresentados dois conjuntos de dados, caracterizados pelo perfil das linhas de emissão. Os dados de regiões onde as linhas apresentaram apenas uma componente estão representados pela letra S. O outro conjunto de dados, representado pela letra D, refere-se a regiões com linhas de emissão com duas componentes. As medidas de dispersão de velocidade radial foram agrupadas em um único conjunto, sendo que nas regiões com linhas duplas foi usado o critério estabelecido na equação 4.2.

De uma maneira geral, as regiões com perfis sem duas componentes são associadas as regiões mais periféricas do objeto, enquanto que as regiões com linhas duplas referem-se as posições mais centrais. Deste modo, a diferença nos valores da densidade eletrônica entre os dois conjuntos de dados apresentados na tabela 4.1, indica que a região central de N49 possui uma densidade, em média, maior do que as regiões periféricas.

Os valores médios das medidas de velocidade radial das componentes 1, 2 e

**Tabela 4.1** – Estatísticas das medidas de velocidade radial, da densidade eletrônica e da dispersão de velocidades ao longo da linha de visada. Os dados são apresentados separadamente para regiões que apresentaram apenas linhas de emissão com uma componente (S), e para regiões que apresentaram linhas duplas (D).

Perfil das linhas	$v_{\text{LSR}}$ (km s <sup>-1</sup> )		$N_e$ (cm <sup>-3</sup> )		$3\sigma_v$ (km s <sup>-1</sup> )
	S	D	S	D	S+D
$N$	182	260	186	221	312
mínimo	170	-20	300	150	27
$Q_{\frac{1}{4}}$	230	180	800	1.100	166
mediana	260	310	1.100	1.550	212
$Q_{\frac{3}{4}}$	280	360	1.400	2.270	264
máximo	370	490	3.150	5.900	515
média	260	270	1.200	1.800	219
desvio padrão	40	110	550	1.050	77

**Tabela 4.2** – Estatísticas das medidas de velocidade radial, de densidade eletrônica e da diferença de velocidades entre as componentes das linhas duplas. Os dados são apresentados separadamente para as componentes 1 e 2 das linhas de emissão. Os dados referentes as regiões sem linhas duplas não constam nesta tabela.

Componente	$v_{\text{LSR}}$ (km s <sup>-1</sup> )		$N_e$ (cm <sup>-3</sup> )		$\Delta v$ (km s <sup>-1</sup> )
	1	2	1	2	
$N$	130	130	112	109	130
mínimo	-20	230	150	300	60
$Q_{\frac{1}{4}}$	140	320	1.200	1.050	150
mediana	180	360	1.500	1.700	180
$Q_{\frac{3}{4}}$	210	400	2.150	2.302	220
máximo	310	490	5.900	5.900	370
média	170	360	1.750	1.800	190
desvio padrão	60	60	950	1.150	50

das regiões sem linhas duplas são bastante próximos aos centros das respectivas gaussianas, apresentadas nos histogramas 4.11 e 4.12. O mesmo ocorre com as medidas de desvio padrão destas medidas, o que mostra que estes conjuntos de medidas são bem descritas por distribuições gaussianas.

## 4.7 Massa nebular

O fluxo integrado observado em  $H\alpha$  foi  $F(H\alpha) = 9.85 \times 10^{-11}$  ergs  $\text{cm}^{-2}$   $\text{s}^{-1}$  (depois da correção por um fator  $5/2$ , pois a fenda possui uma largura de  $2''$  e a distância entre as posições de fenda é de  $5''$ ). Um fluxo corrigido de  $F_c(H\alpha) = 2,86 \times 10^{-10}$  ergs  $\text{cm}^{-2}$   $\text{s}^{-1}$  foi calculado adotando  $E(B - V) = 0,37$ , que é o valor médio determinado por Vancura *et al.* (1992). Em muitos RSNs foi observado que a maior parte da emissão surge da casca mais próxima do remanescente, o que ocorre devido provavelmente a extinção interna (Milisavljevic *et al.* 2010). No caso de N49 os fluxos das duas componentes de  $H\alpha$  são semelhantes, indicando que o efeito da extinção interna pode ser ignorado.

Adotando uma distância de  $d = 49$  kpc (Feast, 1991) e uma densidade eletrônica média de  $1.300 \text{ cm}^{-3}$  uma massa de Hidrogênio ionizado de  $M_{H^+} = 148 M_\odot$  foi estimada usando a expressão

$$M_{H^+} = \frac{m_p 4\pi d^2 F^c(H\alpha)}{h\nu_{H\alpha} \alpha_{H\alpha}^{\text{eff}}(H^0, T_e) N_e}, \quad (4.3)$$

onde  $m_p$  é a massa do próton,  $h\nu_{H\alpha}$  é a energia de um fóton  $H\alpha$ ,  $\alpha_{H\alpha}^{\text{eff}}(H^0, T_e)$  é o coeficiente de recombinação efetivo para  $H\alpha$  (de Osterbrock e Ferland (2006) para um gás a uma temperatura de  $10.000$  K). Assumindo uma abundância de He:H de  $10\%$  (em número de átomos), que é típica para um meio interestelar da GNM, nós estimamos uma massa de  $207 \pm 66 M_\odot$ .

Assumindo que o plasma que emite em raios X preenche  $0,25$  do volume do objeto, Hughes, Hayashi e Koyama (1998), utilizando estimativas da abundância realizadas por outros autores, estimaram uma massa de  $\approx 200 M_\odot$  para N49. Westerlund e Mathewson (1966) estimaram que a massa ejetada na explosão que originou N49 é de  $\approx 60 M_\odot$ , e considerando uma densidade ambiente média de  $2,5 \text{ cm}^{-3}$ , estimaram que a massa total do objeto é de  $\approx 100 M_\odot$ . A maior discrepância entre esses estudos é a estimativa da quantidade relativa de matéria ejetada pela estrela e matéria varrida pela onda de choque. Conforme Hill *et al.* (1995) e Klose *et al.* 2004, a massa da estrela progenitora é de  $\approx 20 M_\odot$  e, deste modo, a massa ejetada já teria misturado-se com uma massa aproximadamente uma ordem de grandeza maior.

## 4.8 Densidade *rms* e fator de preenchimento

A luminosidade em uma linha de recombinação é proporcional a integral do

quadrado da densidade eletrônica ao longo do volume preenchido pelo objeto. Desse modo, conhecendo os parâmetros atômicos necessários, pode-se estimar a densidade eletrônica a partir de medidas de brilho superficial. A luminosidade emitida em H $\alpha$  é dada por

$$L(\text{H}\alpha) = \int n_e^2 \alpha_{\text{H}\alpha}^{\text{eff}}(\text{H}^0, T_e) h\nu_{\text{H}\alpha} \epsilon dV = \alpha_{\text{H}\alpha}^{\text{eff}}(\text{H}^0, T_e) h\nu_{\text{H}\alpha} \langle n_e \rangle_{\text{rms}}^2 V, \quad (4.4)$$

onde  $\langle n_e \rangle_{\text{rms}}$  é a densidade média quadrática, também denominada densidade *rms*,  $\alpha_{\text{H}\alpha}^{\text{eff}}(\text{H}^0, T_e)$  é o coeficiente de recombinação efetivo da linha H $\beta$ ,  $V$  é o volume ocupado pelo gás e  $\epsilon$  é o fator de preenchimento do objeto (Osterbrock e Ferland, 2006).

A luminosidade emitida em H $\alpha$  está relacionada com o fluxo observado,  $F(\text{H}\alpha)$ , de acordo com a expressão

$$F(\text{H}\alpha) = \frac{L(\text{H}\alpha)}{4\pi d^2}, \quad (4.5)$$

onde  $d$  é a distância entre o observador e a fonte.

O fluxo por unidade de ângulo sólido, ou brilho superficial, não depende da distância até o objeto. Caso a distância até o objeto aumente, mantido um ângulo sólido constante, a área observada do objeto também aumenta com o quadrado da distância. Esse efeito compensa a diluição geométrica sofrida pela radiação, e faz com que o brilho superficial seja uma propriedade intrínseca da fonte emissora.

Seja  $\Omega$  o ângulo sólido, medido em sr, que cobre uma área  $A$  de um objeto que está localizado a uma distância  $d$ . Pela definição de  $\Omega$ , temos que

$$\Omega(\text{sr}) = \frac{A}{d^2}. \quad (4.6)$$

Dividindo a expressão 4.5 pela expressão 4.6 obtém-se,

$$\frac{F_{\text{H}\alpha}}{\Omega(\text{sr})} = \frac{L_{\text{H}\alpha}}{4\pi A} = \frac{\alpha_{\text{H}\alpha}^{\text{eff}}(\text{H}^0, T_e) h\nu_{\text{H}\alpha}}{4\pi} \langle n_e \rangle_{\text{rms}}^2 L, \quad (4.7)$$

sendo que na segunda igualdade, foi utilizada a expressão 4.4 com  $V = AL$ , onde  $L$  é o comprimento da região emissora.

É conveniente reescrever a expressão 4.7 em termos de fluxo por segundos de arco quadrados (arcsec<sup>2</sup>). Para isso, note que 1 arcsec =  $\pi/(180 \times 3.600)$  rad, e então 1 arcsec<sup>2</sup> =  $\pi^2/(180 \times 3600)^2$  sr. Na expressão 4.7,  $L$  é expresso em cm, como  $L = 3,0857 \times 10^{18} \times L_{\text{pc}}$  temos que

$$BS = \frac{F_{H\alpha}}{\Omega(\text{arcsec}^2)} = \left[ \frac{\alpha_{H\alpha}^{eff}(H^0, T_e) h\nu_{H\alpha} \pi}{4(180 \times 3600)^2} 3,0857 \times 10^{18} \right] \langle n_e \rangle_{rms}^2 L_{pc}, \quad (4.8)$$

onde  $L_{pc}$  é o comprimento da região emissora, expresso em parsecs, e  $BS$  é o brilho superficial, medido em  $\text{ergs s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ arcsec}^2$ .

O produto  $\alpha_{H\alpha}^{eff} h\nu_{H\alpha}$  foi obtido considerando  $\alpha_{H\beta}^{eff} = 3,03 \times 10^{-14} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$  e  $h\nu_{H\beta} = 4,089 \times 10^{-12} \text{ ergs}$ , e que  $F(H\alpha)/F(H\beta) = 2,8$ . Os parâmetros atômicos referem-se a um gás a uma temperatura eletrônica de 10.000 K (Osterbrock e Ferland, 2006). Com esses parâmetros, a constante que está entre colchetes na expressão 4.8 vale  $\approx 2,0 \times 10^{-18} \text{ ergs s}^{-1} \text{ arcsec}^{-2} \text{ cm}^4 \text{ pc}^{-1}$ .

A expressão 4.8 foi utilizada para estimar a densidade  $rms$  de N49. Para isso, obteve-se o brilho superficial em  $H\alpha$  somando o fluxo de todos os pixels, e dividindo esse valor pela soma do tamanho angular de cada píxel. Essa medida foi corrigida dos efeitos da extinção interestelar, conforme descrito na seção anterior, resultando em um brilho superficial médio de  $7,97 \times 10^{-14} \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ arcsec}^{-2}$ .

O valor de  $L_{pc}$  foi estimado considerando que o objeto tem a forma de uma esfera com raio de  $\approx 8 \text{ pc}$ . O comprimento médio de um caminho que atravessa uma esfera de raio  $R$  pode ser facilmente determinado, e vale  $(4/3)R$ . Com essas considerações, a densidade  $rms$  foi estimada em  $\approx 60 \text{ cm}^{-3}$ .

As densidades determinadas pelas linhas do [S II] não representam a densidade média de todo o objeto pois, como indicado por Osterbrock e Ferland (2006) e Bilikova *et al.* (2007), a emissão de uma determinada linha é proporcional a  $\int n_e^2 ds$  e, desse modo, uma região muito densa domina a emissão. Por outro lado, a densidade média quadrática é geralmente menor do que a densidade determinada pelas linhas do [S II], e representa uma aproximação melhor para a densidade que a matéria possuiria se estivesse distribuída homoganeamente ao longo do objeto.

A matéria distribui-se de maneira bastante irregular ao longo de nebulosas ionizadas típicas. O gás tende a dispor-se na forma de aglomerados de matéria que possuem uma densidade eletrônica  $N_e$ . De forma idealizada, considera-se que o espaço entre os aglomerados possui densidade nula. O fator de preenchimento ( $\epsilon$ ) especifica a fração do volume que é ocupada pelos aglomerados de matéria. Visto que a massa nebular determinada pela expressão 4.3 não depende da distribuição de matéria ao longo do objeto, podemos estimar o fator de preenchimento pela seguinte expressão

$$\epsilon = \frac{M_{H^+}}{m_p n_e V} = \frac{\langle n_e \rangle_{rms}^2}{N_e^2} \approx 0,002, \quad (4.9)$$

onde, para obter a segunda igualdade foram utilizadas as expressões 4.3 e 4.4. O valor de  $\epsilon$  determinado aqui encontra-se dentro da faixa de valores normalmente

determinados em nebulosas ionizadas, e sugere que apenas uma pequena fração do volume do objeto é ocupado pelo gás.

## 4.9 Análise do mapa da velocidade radial

No mapa 4.5.b é observada uma dependência entre a velocidade radial e a distância ao centro do remanescente. Esta dependência será analisada de uma forma quantitativa nesta seção.

O mapa 4.5.b exibe uma simetria radial que poderia ser interpretada como um efeito de projeção assumindo que N49 é uma casca esférica em expansão. De fato, o mapa da diferença de velocidade radial entre as componentes 1 e 2 de H $\alpha$  e o mapa da dispersão de velocidades possuem um pico no centro da imagem. No entanto é surpreendente que, embora próximo ao centro da imagem de N49, o centro de simetria cinemático está distante do centro da imagem em raios X ou em rádio. A borda leste da nebulosa é muito semelhante em todas as frequências, mas em rádio e em raios X a emissão se estende por aproximadamente 30'' além da emissão no óptico na borda oeste.

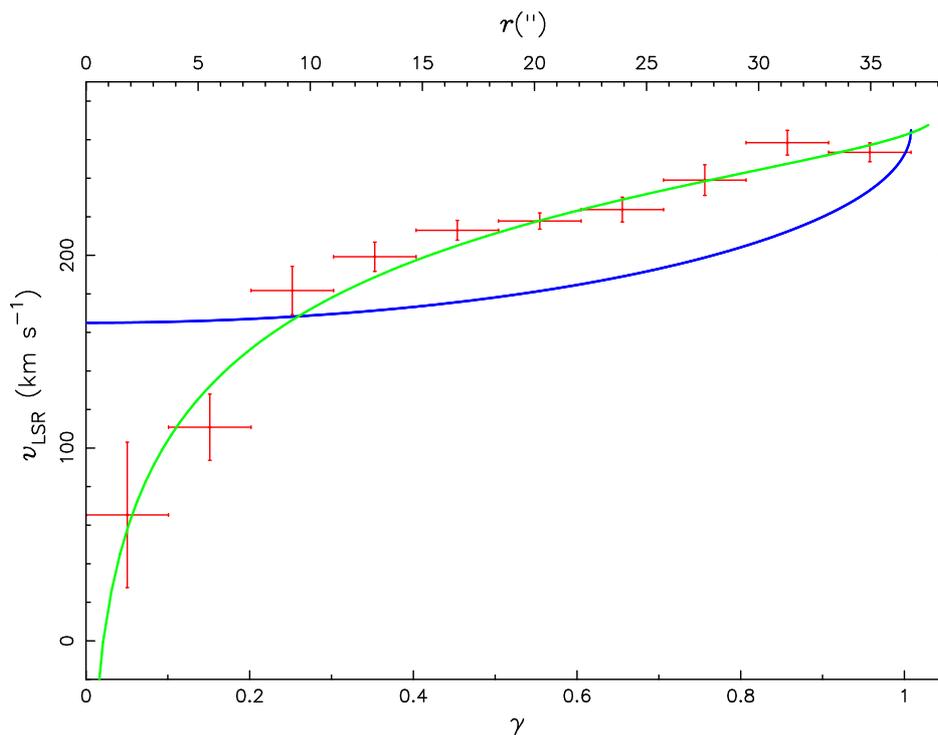
Do mapa 4.5.b foram extraídas medidas de velocidade radial em função da distância ao centro cinemático do objeto<sup>4</sup>. A dependência entre a velocidade radial e a distância ao centro é claramente observada na figura 4.17, onde o perfil de velocidade radial média é apresentado em vermelho. As barras de erro verticais foram determinadas calculando o desvio padrão da média entre pontos equidistantes ao centro, enquanto que as barras de erro horizontais foram determinadas considerando o tamanho angular dos píxeis.

A variação da velocidade radial com  $r$  é esperada se considerarmos que o remanescente expande-se com simetria esférica. Na região central, a velocidade radial é a própria velocidade de expansão, enquanto que os pontos mais distantes do centro possuem uma velocidade radial menor, pois o ângulo entre a linha de visada e a direção da expansão aumenta. Deste modo, a estrutura global do mapa 4.5.b poderia ser explicada qualitativamente como sendo um efeito de projeção, causado pela expansão organizada do gás que constitui o objeto. No entanto, uma estrutura semelhante não é observada na casca mais distante do remanescente, conforme pode ser visto no mapa 4.5.c.

A figura 4.18 mostra, esquematicamente, uma seção da casca frontal de um remanescente idealizado. A reta em azul representa a linha de visada, ao longo da qual a velocidade de expansão, representada pelos vetores em vermelho, é

---

<sup>4</sup>O centro do objeto foi adotado como o sendo o ponto onde a diferença de velocidade radial entre as componentes é o máximo.



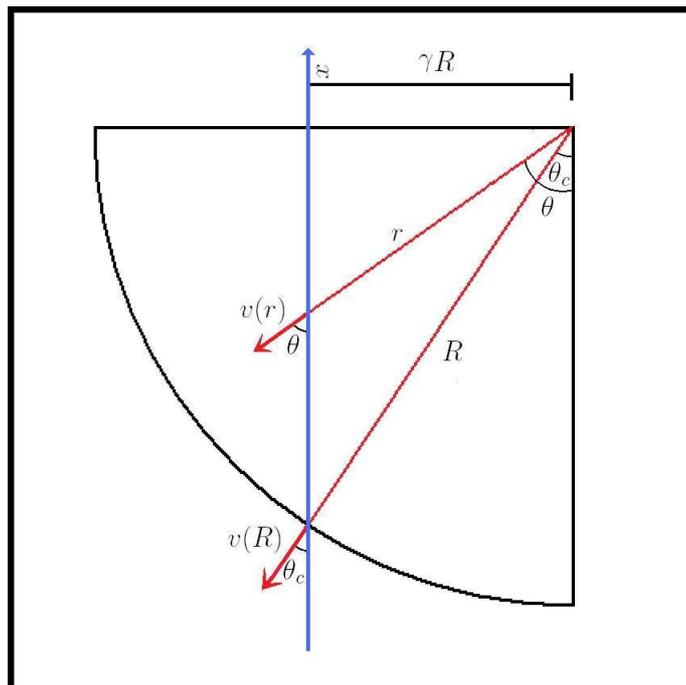
**Figura 4.17** – Perfis da velocidade radial média. A curva em verde é o resultado de um ajuste, enquanto que a curva em azul sugere que o perfil de velocidade não é um efeito de projeção. Maiores detalhes serão dados ao longo do texto.

projetada. Dois casos extremos serão considerados quantitativamente. Em uma primeira abordagem consideramos que o objeto tem forma de uma casca esférica, com espessura desprezível em relação ao raio. Neste caso, a relação entre a velocidade radial observada,  $v_{rad}$ , e a velocidade de expansão,  $v_e$ , é

$$v_{rad} = v_e \cos \theta = v_e \sqrt{1 - \gamma^2}. \quad (4.10)$$

Sendo  $\gamma$  a razão entre a distância ao centro da expansão (projetada no plano do céu) e o raio do remanescente.

A outra abordagem consiste em aproximar o remanescente por uma esfera preenchida com gás em expansão. Como demonstrado por Sedov (1959), após a explosão o material é ejetado instantaneamente, e a velocidade de um ponto que está a uma distância  $r$  do centro é dada por  $v(r) = (r/R)v_{máx}$ , onde  $R$  é o raio do objeto e  $v_{máx}$  é a velocidade do gás que está localizado na região periférica do objeto. Nesse contexto, a velocidade radial observada é dada por uma média da velocidade de expansão projetada ao longo da linha de visada. Com estas considerações a relação entre a velocidade radial e o parâmetro  $\gamma$  é



**Figura 4.18** – Representação esquemática da secção de um remanescente de supernova idealizado. O semicírculo preto representa a casca frontal do objeto em expansão com simetria esférica, os vetores em vermelho representam a velocidade de expansão do gás, e a linha azul representa a linha de visada.

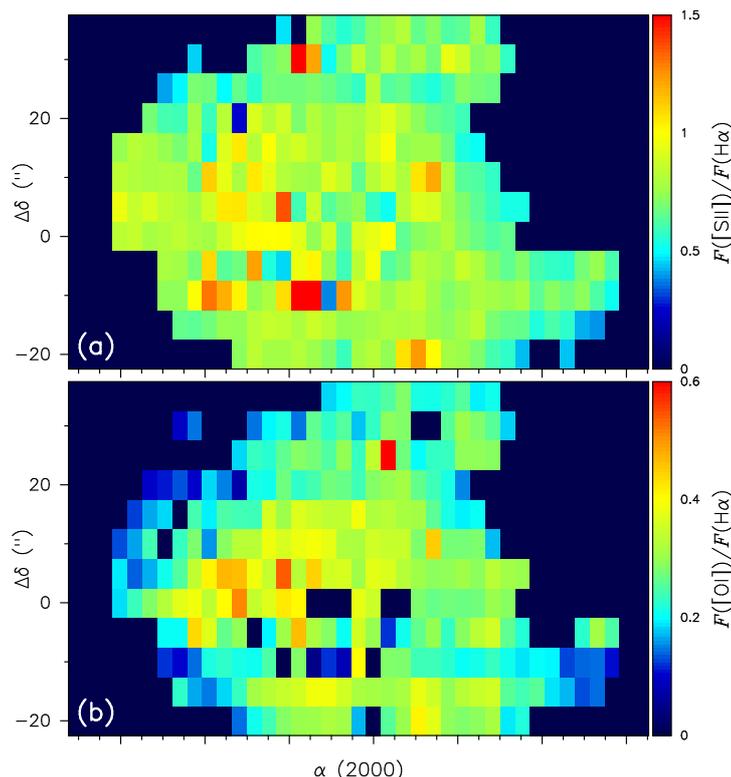
$$v_{rad} = \frac{\int_0^{R \cos \theta_c} v(r) \cos \theta dx}{R \cos \theta_c} = \frac{v_{m\acute{a}x}}{2} \sqrt{1 - \gamma^2}; \quad (4.11)$$

e é notável que a dependência da velocidade observada com o parâmetro  $\gamma$  é a mesma para os dois casos.

A curva em azul na figura 4.17 representa a equação 4.10 com  $v_e = -100 \text{ km s}^{-1}$  Benvenuti, Dopita e Dodorico (1980) (ou a equação 4.11 com  $v_{m\acute{a}x} = -200 \text{ km s}^{-1}$ ) somada a uma velocidade de  $260 \text{ km s}^{-1}$ , que é aproximadamente a velocidade sistêmica da GNM (Van Der Marel *et al.* 2002). É importante frisar que embora um RSN real não seja uma casca esférica perfeita, ou uma esfera preenchida de gás em expansão, é razoável supor que seu comportamento cinemático pode ser aproximado por um caso intermediário aos considerados. Deste modo, a discrepância entre os pontos e a curva em azul na figura 4.17 é uma evidência de que a estrutura observada no mapa 4.5.b não é consequência apenas de um efeito de projeção. A expressão 4.11 não possui a mesma concavidade sugerida pelos pontos em vermelho na figura 4.17. Pode-se obter uma função com a mesma concavidade sugerida pelos pontos se  $v(r)$  for uma função decrescente. Ou seja, as regiões mais próximas ao centro parecem realmente estar expandindo-se a velocidades mais altas do que as regiões periféricas.

## 4.10 Mapas das razões $[S II]/H\alpha$ e $[O I]/H\alpha$

Dando continuidade a discussão da seção anterior, serão apresentados a seguir os mapas dos fluxos das linhas  $[S II] \lambda\lambda 6717, 6731$  e  $[O I] \lambda 6300$  relativos ao de  $H\alpha$ . Os mapas propriamente ditos foram construídos utilizando apenas a primeira componente das linhas duplas e, assim como o mapa 4.5.b, apresentam emissão apenas da casca mais próxima do remanescente.



**Figura 4.19** – Mapas das razões entre os fluxos das linhas do  $[S II]$  e do  $[O I]$  sobre  $H\alpha$ . No primeiro mapa, de cima para baixo, observa-se uma emissão mais intensa do  $[S II]$  nas regiões centrais. O mesmo ocorre com a emissão do  $[O I]$  no segundo mapa.

Os dois mapas da figura 4.19 apresentam certa simetria radial, assim como o mapa da velocidade radial discutido anteriormente. O primeiro mapa, de cima para baixo, mostra que a razão  $[S II]/H\alpha$  tende a ser maior na região central do que é nas regiões periféricas. O mesmo ocorre no segundo mapa, onde observa-se claramente uma região periférica com menor razão  $[O I]/H\alpha$ . Cabe ressaltar que estes mapas estão livres de efeitos de projeção, o que reforça a hipótese de que a estrutura observada no mapa da velocidade radial não é causada por nenhum efeito deste tipo. Da comparação com o mapa 4.5.b, poderia-se concluir que a variação na emissão do  $[S II]$  e do  $[O I]$  é um efeito de ionização, causada por variações na temperatura do gás. Bilikova *et al.* (2007) apresentaram um mapa fotométrico da razão  $[S II]/H\alpha$ , e também observaram uma variação na intensidade

relativa destas linhas ao longo do objeto. Os autores interpretaram esta variação como resultado de variações nas condições físicas do gás, embora não tenham apresentado uma discussão mais detalhada a respeito. No entanto, como já foi mencionado, Dopita *et al.* (1984) concluíram que em RSNs as condições físicas do gás possuem apenas um efeito secundário na forma do espectro emitido, sendo a abundância química o fator dominante. Nesta mesma linha, Cox e Raymond (1985), utilizando um modelo independente ao de Dopita, encontraram famílias de choques radiativos com diferentes velocidades que levam a espectros muito semelhantes.

A interpretação apresentada a seguir é compatível com estes fatores e com os mapas apresentados anteriormente. As regiões mais internas do remanescente possuem uma velocidade de expansão mais alta por não terem interagido com uma quantidade significativa de material do MIS. Neste contexto, a emissão mais intensa nas linhas do [S II] e do [O I] em relação a  $H\alpha$  seriam causadas por um gás rico em metais. Este gás ejetado pela supernova ainda não teria se misturado completamente ao material do MIS. Nas regiões mais periféricas a velocidade do gás é mais baixa, o que indicaria que o gás ejetado já interagiu com uma grande quantidade de material do MIS, e portanto possui baixa metalicidade. Esta hipótese está de acordo com as baixas dispersões de velocidade medidas nas regiões periféricas do objeto, apresentadas na figura 4.10. O efeito da variação da metalicidade pode ser observado principalmente no segundo mapa da figura 4.19, onde um anel com baixa emissão do [O I] está presente. Do mesmo modo, a baixa emissão do [S II] na região Sudoeste observada no mapa *d* da figura 4.8 pode ser explicada por este efeito. Nesta região, o gás ejetado está misturando-se a uma nuvem densa do MIS, o que por um lado tende a aumentar a intensidade da emissão do [S II], visto que estas linhas originam-se de excitações colisionais. No entanto, devido a baixa metalicidade do material do MIS, o que é observado é uma diminuição no fluxo destas linhas. Hughes, Hayashi e Koyama (1998) determinaram a abundância de uma amostra de sete RSNs da GNM. Os dados em raios X foram ajustados a um modelo de ionização fora do equilíbrio. Nesse estudo, N49 foi o que apresentou a maior abundância de Oxigênio e Enxofre, o que é um indício de que as hipóteses apresentadas aqui estão corretas. Além disso, esses autores observaram uma dependência entre o diâmetro dos objetos da amostra e a metalicidade. Os objetos com menor diâmetro apresentaram maior metalicidade, o que sugere que a emissão das linhas de metais varia de forma perceptível a medida que o gás ejetado mistura-se ao material do MIS. Uma interpretação em consonância com a apresentada aqui foi proposta por Winkler e Kirshner (1985), que detectaram filamentos ricos em Oxigênio com grandes velocidades radiais em Puppis A. Estes filamentos foram atribuídos ao material

ejetado pela explosão que ainda não interagiu significativamente com o MIS.

As idéias apresentadas anteriormente dão certo suporte ao modelo proposto por Shull *et al.* (1985). Segundo este modelo, a estrela progenitora altera o meio ao seu redor enquanto está na sequência principal. Forma-se uma esfera com baixa densidade em torno da estrela, rodeada de uma casca esférica mais densa. Este cenário poderia produzir os mapa de velocidade radial e dispersão de velocidades que são observados na casca mais próxima do objeto. Considerando a interpretação apresentada no parágrafo anterior, os mapas das razões  $[S II]/H\alpha$  e  $[O I]/H\alpha$  também seriam compatíveis com o modelo proposto por Shull.

No entanto, um comportamento compatível com este cenário não é observado nos mapas referentes à casca mais distante do objeto. Além disso, os mapas da densidade eletrônica não mostram nenhuma estrutura compatível com o modelo proposto. Esta incompatibilidade pode ser causada pelo fato de que as densidades determinadas pela razão do dubleto do  $[S II]$  são representativas das regiões mais densas, ao longo da linha de visada (Bilikova *et al.* 2007). Deste modo, os mapas da figura 4.8 são bons traçadores de regiões onde ocorrem interações entre o remanescente e nuvens moleculares muito densas, e não necessariamente mostrariam a existência de uma casca esférica de gás molecular na periferia do objeto. Além disso, como pode ser observado nos mapas da velocidade radial, as regiões periféricas do remanescente estão aproximadamente em repouso em relação a GNM. Este fato é um indício de que a interação entre o gás do remanescente e a casca mais densa já ocorreu. Se isto for verdade, a casca de gás molecular que circunda o objeto provavelmente já dissipou-se, e nenhum indício de sua existência pode ser observado no mapa da densidade eletrônica.

## 4.11 Ajuste de um modelo baseado na equação de Sedov aos dados

O problema de uma explosão intensa que ocorre em um meio com uma densidade variável foi analisado por Sedov (1959). Este problema foi solucionado de forma independente por Taylor (1950), que aplicou seus resultados para estimar a energia total liberada nas primeiras bombas nucleares através de fotografias desses eventos. Considerando que a densidade do meio varia em função da distância ao centro da explosão de acordo com a lei  $\rho(r) = Ar^{-\omega}$ , e assumindo uma expansão adiabática, Sedov determinou que

$$r(t) = \left(\frac{3}{4}\right) \left(\frac{E_0}{A}\right)^{1/(5-\omega)} t^{2/(5-\omega)}, \quad (4.12)$$

onde  $r(t)$  é a distância percorrida pela onda de choque no tempo  $t$  e  $E_0$  é a energia liberada na explosão. Da expressão 4.12 pode-se obter a seguinte relação entre a velocidade da onda de choque e  $r$

$$v(r) = \left(\frac{3}{4}\right)^{\frac{5-\omega}{2}} \left(\frac{2}{5-\omega}\right) \left(\frac{E_0}{A}\right)^{\frac{1}{2}} r^{\frac{\omega-3}{2}}, \quad (4.13)$$

sendo essas expressões válidas para  $\omega < 5$ .

Considerando que o remanescente pode ser descrito como uma esfera preenchida de gás em expansão adiabática, pode-se determinar a velocidade radial média utilizando a expressão 4.13 como argumento da integral na expressão 4.11, o que resulta em

$$\langle v \rangle = \frac{-v(R)}{\sqrt{1-\gamma^2(\beta+1)}} (1-\gamma^{(\beta+1)}), \quad (4.14)$$

onde  $\langle v \rangle$  é a velocidade radial que seria observada caso o objeto satisfizesse os critérios usados para a construção dessa expressão,  $v(R)$  é a velocidade na região periférica do objeto e  $\beta = (\omega-3)/2$ . O sinal negativo evidencia o fato de que essa expressão refere-se ao comportamento cinemático da casca mais próxima do objeto. A expressão 4.14 foi ajustada aos dados de velocidade radial apresentados na figura 4.17. O ajuste propriamente dito foi realizado utilizando a rotina de ajuste de funções não lineares *nfit1d* do IRAF. Nessa figura, a curva em verde representa o ajuste desta função somada a uma constante,  $v_{\text{sis}}$ , para incorporar a velocidade sistêmica do objeto e da GNM. Os parâmetros resultantes do ajuste são  $v(R) = 75 \text{ km s}^{-1}$ ,  $\omega = 1,1$  e  $v_{\text{sis}} = 275 \text{ km s}^{-1}$ .

Uma distribuição da densidade na forma de uma lei de potência poderia surgir como consequência da ação do vento estelar sobre o MIS. Nesse cenário a estrela perde massa a uma taxa aproximadamente constante que, ao propagar-se com uma certa velocidade, gera uma distribuição de densidade dada por  $\rho(r)_{\text{wind}} = K r^{-2}$ , onde a constante  $K$  depende da taxa de emissão de massa e da velocidade do vento estelar. Van Dyk *et al.* (1994) realizaram observações em rádio de SN 1993, e concluíram que uma distribuição de densidade da forma  $\rho(r)_{\text{wind}} \propto r^{-1,5}$  é necessária para descrever a evolução dinâmica do objeto. Isso foi interpretado como consequência de uma diminuição na taxa de perda de massa da estrela, ou aumento da velocidade do vento estelar, nos momentos anteriores a explosão. O valor de  $\omega$  obtido no presente trabalho é também semelhante ao determinado teoricamente por McKee e Ostriker (1977). Nesse modelo, os autores determinaram que a densidade da região atrás da onda de choque é dada por  $\rho(r) \propto r^{-5/3}$ . Essa distribuição de densidade seria consequência da evaporação das nuvens que compõem o MIS pela radiação emitida no momento da explosão. Dopita (1979) observou uma relação entre o diâmetro de diferentes remanescentes

tes localizados na GNM e a velocidade de expansão desses objetos. Esse autor ajustou a expressão 4.13 a esses dados e obteve  $\omega \approx 2$ .

Vancura *et al.* (1992) obtiveram espectros de N49 na faixa espectral de 1.000 a 10.000 Å. O espectro observado foi descrito de forma satisfatória pelo modelo computacional de ionização por choque descrito por Raymond (1979), considerando uma distribuição de velocidades na forma de uma lei de potência. Os autores determinaram que para uma área  $A(v)$ , que cobre uma região do objeto com velocidade de choque  $v$ , existe a relação  $A(v) \propto v^{-2,2}$ , que é válida para choques com velocidade entre  $40 \text{ km s}^{-1}$  e  $270 \text{ km s}^{-1}$ . Do ajuste descrito anteriormente, determinamos que  $v(r) \propto r^\beta$ , onde  $\beta \approx -0,9$  e  $r$  é a distância ao centro do objeto. Para comparar esses dois resultados iremos considerar  $A(r) \propto r^2$ , o que é razoável visto que estamos adotando simetria esférica. Como  $r \propto v^{\frac{1}{\beta}}$ , obtemos  $A(v) \propto v^{\frac{2}{\beta}}$ , e o expoente dessa última expressão vale  $\approx -2,2$ . De certo modo, é notável a semelhança entre esse expoente, determinado a partir de observações cinemáticas, com o determinado no estudo de Vancura *et al.* (1992), estimado a partir da intensidade relativa das linhas de emissão do espectro do objeto.

O valor da constante  $v_{\text{sis}}$  é compatível com a velocidade sistêmica da GNM, de  $\approx 260 \text{ km s}^{-1}$  (Van Der Marel *et al.* 2002). Este valor também é próximo da velocidade associada a componente estreita detectada em H $\alpha$  que, conforme dito anteriormente, vale  $\approx 295 \text{ km s}^{-1}$ .

Dessa forma, mostramos que os valores dos parâmetros de ajuste da expressão 4.14 são coerentes com estudos anteriores. Concluimos assim que essa expressão descreve de forma consistente o comportamento cinemático da casca frontal do objeto.

Contrariando o que tinha sido exposto anteriormente, a existência de uma casca esférica mais densa em torno do objeto, prevista pelo modelo de Shull *et al.* (1985), não é necessária para descrever a cinemática do objeto. Como já foi dito, nenhum indício de sua existência foi observado nos mapas da figura 4.8. As baixas velocidades de expansão nas regiões mais afastadas do centro podem ser interpretadas como um efeito natural da distribuição de densidade do MIS. Da expressão 4.13 vimos que quando  $\omega < 3$  o choque está em desaceleração. O significado físico disso é que quando a densidade cai mais lentamente que  $r^{-3}$ , o acúmulo da matéria varrida pela frente de choque<sup>5</sup> domina a dinâmica do objeto (Herant e Woosley, 1994).

---

<sup>5</sup>Conhecido como efeito *snow-plow*.

## 4.12 Sobre o modelo proposto

O objetivo desta seção é explicitar as hipóteses que foram adotadas para obter a expressão 4.14.

Ao integrarmos a expressão 4.11 ao longo da linha de visada adotamos a hipótese de que o remanescente pode ser aproximado por uma esfera preenchida de gás em expansão. Todavia se considerarmos que o MIS possui densidade homogênea ou que varia continuamente, então a maior parte do gás estaria disposta em uma casca esférica fina ( $\Delta R \approx 0,1R$ ). Esta hipótese portanto não seria compatível com os modelos correntes.

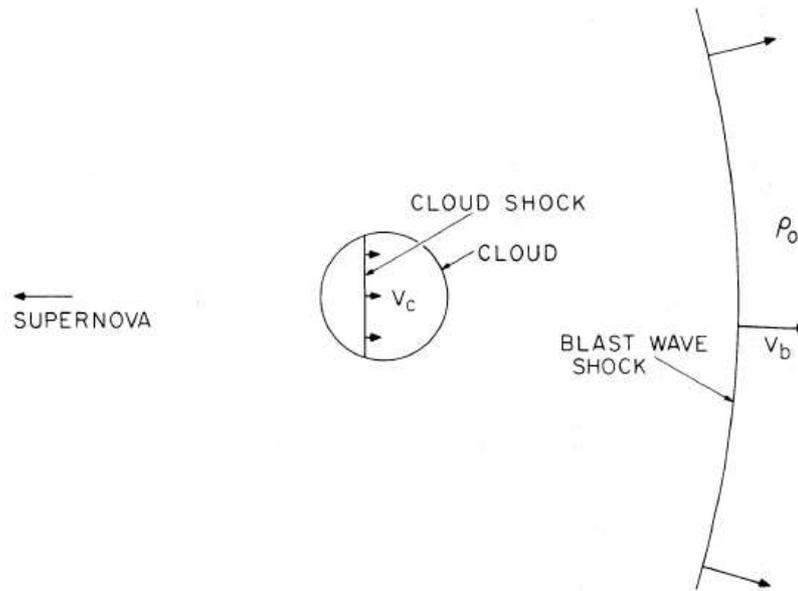
Para demonstrar que não existe uma incompatibilidade semelhante na obtenção da expressão 4.14 iremos assumir que o MIS não possui uma densidade que varia continuamente no espaço. Além disso, iremos adotar o modelo proposto por Mckee e Cowie (1975), que afirma que o MIS é composto por pequenos aglomerados de matéria (com densidade  $\rho_c$ ) que estão imersas em um meio mais rarefeito, com densidade  $\rho_0$ . A onda de choque propaga-se com velocidade  $v_b$  pelo meio mais rarefeito e encontra-se com as nuvens mais densas de matéria, desta forma uma onda de choque com velocidade  $v_c$  é gerada no interior de cada nuvem. A figura 4.20 ilustra este cenário. A velocidade da onda de choque propagando-se no meio mais denso,  $v_c$ , está relacionada com a velocidade do meio rarefeito por  $\rho_c v_c^2 = \beta \rho_0 v_b^2$ , onde  $\beta \approx 1$  (Mckee e Cowie, 1975). Segundo este modelo se o raio das nuvens for pequeno comparado a distância média entre elas a evolução da onda de choque não difere da esperada considerando um meio sem nuvens.

É consenso que a emissão no óptico está associada a regiões relativamente densas. Desta forma temos que investigar a cinemática das regiões com altas densidades para buscarmos uma expressão que descreva os dados apresentados anteriormente.

Se considerarmos que a densidade do meio rarefeito é dada por uma lei de potência,  $\rho_0 = A_0 r^{-\omega}$ , então seguindo a solução de Sedov (1959) a velocidade do gás neste meio é

$$v_{gr}(r) = \left(\frac{3}{4}\right)^{\frac{5-\omega}{2}} \left(\frac{2}{5-\omega}\right) \left(\frac{E_0}{A_0}\right)^{\frac{1}{2}} r^{\frac{\omega-3}{2}}, \quad (4.15)$$

onde assumimos que  $v_{gr}(t) = (3/4)v_b(t)$ . Supondo ainda que a densidade do meio mais denso varia continuamente ao longo das nuvens na forma de uma lei de potência ( $\rho_c = A_c r^{-\omega}$ ), que  $\beta = 1$  e que a velocidade do gás no meio denso é  $v_{gc}(t) = (3/4)v_c(t)$ , temos que  $A_c v_{gc}^2 = A_0 v_{gr}^2$ . Usando esta última expressão, a



**Figura 4.20** – Representação da onda de choque interagindo com uma nuvem densa do meio interestelar (créditos: Mckee e Cowie, 1975).

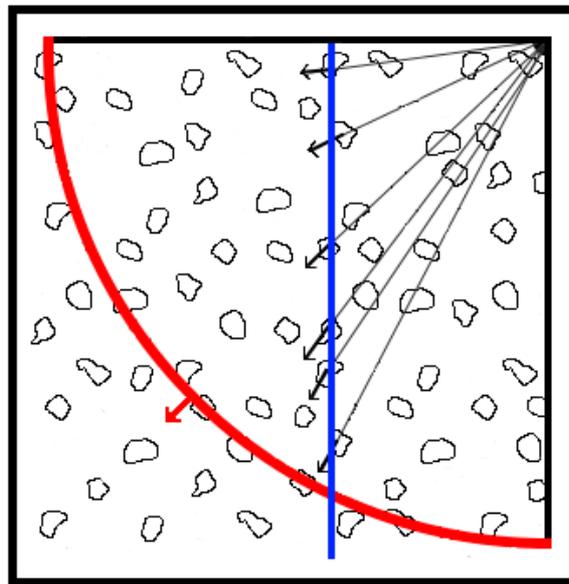
equação 4.15 pode ser escrita como

$$v_{gc}(r) = \left(\frac{3}{4}\right)^{\frac{5-\omega}{2}} \left(\frac{2}{5-\omega}\right) \left(\frac{E_0}{A_c}\right)^{\frac{1}{2}} r^{\frac{\omega-3}{2}}, \quad (4.16)$$

que descreve a cinemática das regiões mais densas, e é análoga a expressão 4.15.

Se considerarmos ainda que  $v_b \gg v_c$ , então o deslocamento das nuvens densas pode ser desprezado em relação ao deslocamento da onda de choque no meio rarefeito. Esta última hipótese é razoável, Laval *et al.* (1992) por exemplo estimou que  $v_b = 10v_c$  para o remanescente de supernova N120. Este cenário é ilustrado na figura 4.21.

Adotando estas hipóteses concluímos então que o gás com emissão no óptico não está acumulado em forma de uma casca esférica em torno do objeto. Desta forma, assumindo ainda que as nuvens densas estão distribuídas homoganeamente ao longo da linha de visada, a velocidade observada nas regiões com emissão no óptico é dada por uma média da expressão 4.16 ao longo da linha de visada, o que resulta na expressão 4.14.



**Figura 4.21** – Representação esquemática da secção de um remanescente de supernova idealizado evoluindo em um meio heterogêneo. O semicírculo vermelho representa a onda de choque que está se propagando no meio rarefeito, com uma velocidade representada pelo vetor em vermelho. As estruturas em preto representam as nuvens mais densas de matéria que estão expandindo-se com uma velocidade representada pelos vetores em preto. A linha de visada está representada em azul.

# Capítulo 5

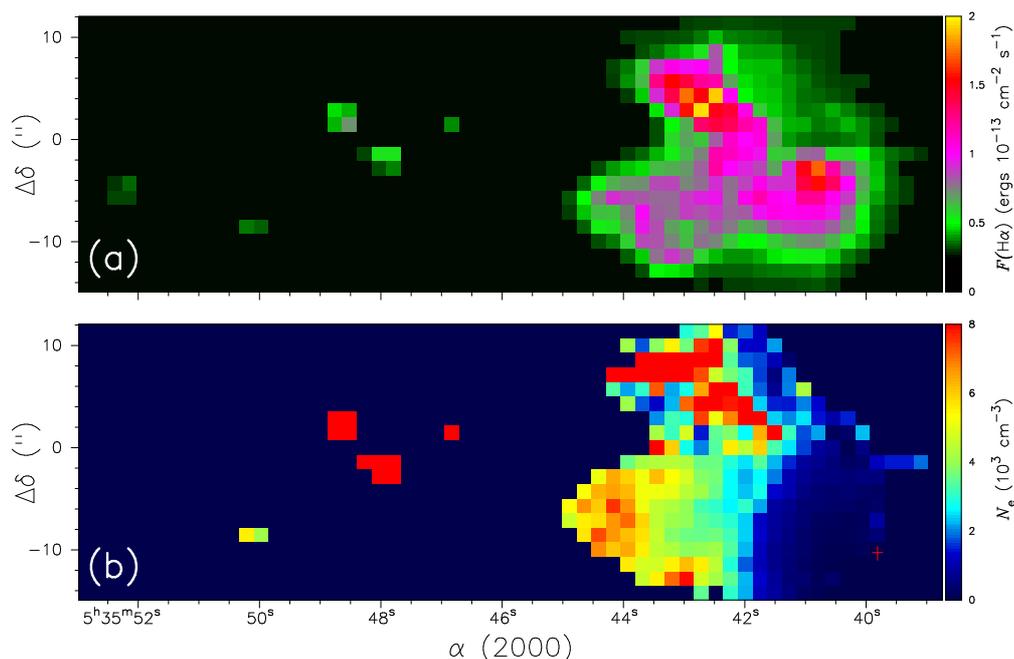
## Mapas das propriedades físicas de N63A e análise dos dados

Neste capítulo serão apresentadas as medidas de algumas propriedades físicas de N63A. Os dados serão apresentados sob a forma de mapas, gerados da mesma maneira que os mapas de N49 que foram mostrados no capítulo anterior. De dados coletados com o telescópio SOAR foram confeccionados mapas do fluxo em  $H\alpha$  e em  $[O\text{ III}] \lambda 5007$ . Da razão entre o fluxo das linhas  $\lambda\lambda 6717, 6731$  do  $[S\text{ II}]$  foi gerado um mapa da densidade eletrônica, e a partir da razão  $[O\text{ III}] (\lambda 4959 + \lambda 5007)/\lambda 4363$  foi possível mapear a temperatura eletrônica. Serão apresentados também os mapas das seguintes razões  $[O\text{ I}]/H\alpha$ ,  $[O\text{ II}]/H\alpha$ ,  $[S\text{ II}]/H\alpha$ ,  $[N\text{ II}]/H\alpha$  e  $H\alpha/H\beta$ . Serão exibidos os mapas de velocidade radial  $LSR$  e da dispersão de velocidades que foram gerados a partir de dados coletados com o telescópio de 1,6 m do OPD. Serão mostradas as estatísticas referentes a essas medidas, bem como seus histogramas.

A partir das estruturas reveladas nos mapas apresentados, propomos um cenário que busca explicar a forma não-usual da imagem óptica do objeto.

### 5.1 Mapas do fluxo em $H\alpha$ e da densidade eletrônica

Detectamos uma emissão com baixa dispersão de velocidades que é proveniente da região  $H\text{ II}$  N63. Esta linha possui velocidade radial  $LSR$  de aproximadamente  $290\text{ km s}^{-1}$  e brilho constante ao longo da fenda. Isto possibilitou efetuar uma correção relativamente precisa desta componente. O mapa do fluxo em  $H\alpha$  é apresentado na figura 5.1.a. Com a finalidade de eliminar espectros com baixa razão sinal/ruído, que provavelmente sejam resquícios da região  $H\text{ II}$  N63, píxeis com um fluxo em  $H\alpha$  inferiores a  $2,0 \times 10^{-15}\text{ ergs cm}^{-2}\text{ s}^{-1}$ , que representa uma



**Figura 5.1** – Mapas: (a) do fluxo em  $H\alpha$ ; (b) da densidade eletrônica determinada pelas medidas das linhas do  $[S\text{II}]$ .

queda por um fator 100 do valor de pico, foram descartados deste, e de todos os mapas que serão apresentados ao longo desta seção. Como esperado o mapa do fluxo em  $H\alpha$  apresentou uma estrutura em forma de três lóbulos. O lóbulo norte possui um fluxo médio por píxel em torno de  $1,5 \times 10^{-13} \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  e está associado as estruturas filamentosas observadas na figura 2.2. Ao longo da borda noroeste este mapa está cercado por uma emissão fraca em  $H\alpha$ , com um fluxo em torno de  $1,0 \times 10^{-14} \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . A ausência de estruturas filamentosas nesta região, como pode ser observado na figura 2.2, sugere que ela é fotoionizada. Como foi mostrado pelos dados apresentados por Levenson *et. al* (1995), o lóbulo Oeste é uma região H II, enquanto que os outros lóbulos são ionizados por choque. Apesar disso nenhuma variação sistemática no fluxo em  $H\alpha$  entre estas regiões foi observada no mapa do fluxo em  $H\alpha$  da figura 5.1.a. Este mapa possui um pico local na mesma posição em que uma estrutura filamentar é observada dentro do lóbulo fotoionizado. Também detectamos a emissão de cinco pequenas estruturas que estão a leste, ainda dentro dos limites do objeto em rádio e em raios X. A aparência filamentar destas estruturas, vista na imagem do HST de N63A, sugere que elas são ionizadas por choque.

Assim como para os dados de N49, a densidade eletrônica foi determinada pela razão  $[S\text{II}] \lambda 6717 / \lambda 6731$ . O mapa da densidade eletrônica de N63A é mostrado na figura 5.1.b. Este mapa revela que cada lóbulo é caracterizado por uma densidade eletrônica distinta. Valores representativos são  $3.500 \text{ cm}^{-3}$  para o lóbulo

norte, e  $100 \text{ cm}^{-3}$  e  $2.500 \text{ cm}^{-3}$  para os lóbulos oeste e leste, respectivamente. Levenson *et. al* (1995) realizou medidas de densidade eletrônica a partir de dados espectroscópicos de fenda longa e encontrou valores próximos a  $1.200 \text{ cm}^{-3}$  ao longo da região ionizada por choque, e valores menores que  $300 \text{ cm}^{-3}$  para o lóbulo fotoionizado. Também a partir de medidas das linhas do [S II] Caulet e Williams (2012) afirmam que o lóbulo fotoionizado possui densidade de aproximada  $400 \text{ cm}^{-3}$ , e que a densidade eletrônica dos lóbulos ionizados por choque é de aproximadamente  $1.650 \text{ cm}^{-3}$ . Estas medidas são compatíveis com os dados apresentados nesta tese.

Conforme pode ser observado comparando os mapas da figura 5.1, a região com densidades mais altas no norte e leste do mapa 5.1.b não coincidem exatamente com as regiões mais brilhantes em  $H\alpha$ . Ao invés disso, regiões com altas densidades parecem contornar as regiões com alto fluxo em  $H\alpha$ . Esta mesma correlação é observada nos mapas de N49 que foram apresentados anteriormente, e sugere que o mesmo efeito já descrito está ocorrendo em ambos objetos.

O mapa da densidade eletrônica apresenta grande variação pixel-a-pixel ao longo do lóbulo norte, o que interpretamos como a assinatura da presença de filamentos estreiros e densos. Existe ainda um aumento na densidade eletrônica ao longo do lóbulo Leste, o que pode ser um indício de que, nesta região, o remanescente está interagindo com uma nuvem molecular. No entanto nenhuma emissão molecular do CO foi detectada em torno do objeto (Cohen *et. al* 1988).

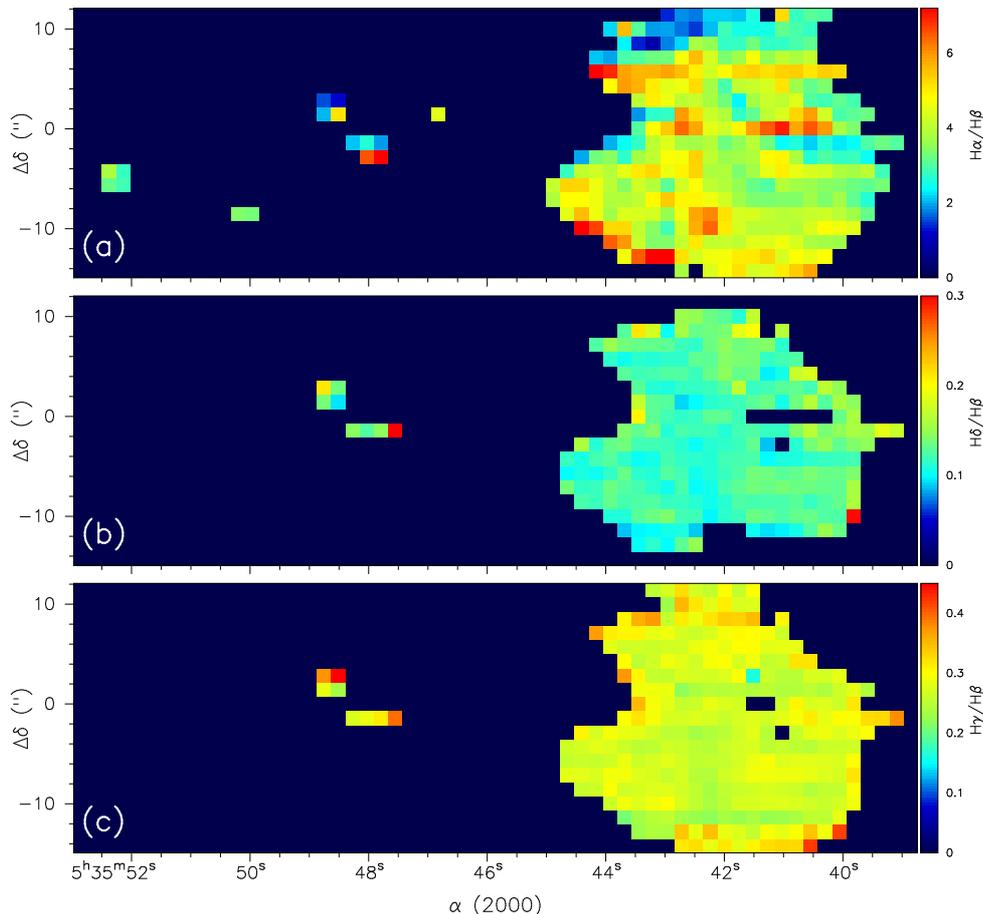
A estrutura mais evidente revelada pelo mapa da figura 5.1.b é a variação radial na densidade eletrônica, vista como a metade de um semi-círculo ao longo do lóbulo fotoionizado. Neste região a densidade varia de aproximadamente  $50 \text{ cm}^{-3}$  no centro, para aproximadamente  $500 \text{ cm}^{-3}$  nas bordas. O centro de simetria desta variação está evidenciado em vermelho neste mapa. Além disso nenhuma correlação entre o brilho em  $H\alpha$  e a densidade eletrônica é observada.

As pequenas estruturas que se estendem a leste, são estruturas relativamente densas, pois apresentam densidade eletrônica maior do que  $5000 \text{ cm}^{-3}$ .

## 5.2 Mapas da razão $H\alpha/H\beta$ , $H\delta/H\beta$ e $H\gamma/H\beta$

O mapa da razão  $H\alpha/H\beta$  é apresentado na figura 5.2.a. Este mapa revelou que existe uma variação na extinção interestelar ao longo da imagem óptica de N63A. Os valores da razão  $H\alpha/H\beta$  variam desde aproximadamente 4.5 até aproximadamente 7 de um píxel para outro, ou seja, em escalas tão pequenas quanto  $1,5''$ . O valor médio observado desta razão é de aproximadamente 5. Considerando uma razão intrínseca de 3, o valor médio implica em  $C_{H\beta} = 0,74$ , que é quase o dobro do valor estimado por Levenson *et. al* (1995) a partir de dados

obtidos por Danziger e Leibowitz (1985). Acreditamos que esta discrepância seja devido ao fato destes autores terem estimado a extinção interestelar a partir de dados coletados em uma posição específica do objeto, pois alguns píxeis no mapa 5.2.a não mostram sinais de extinção, apresentando valores de  $H\alpha/H\beta$  próximos a 3.



**Figura 5.2** – Mapas das razões: (a)  $H\alpha/H\beta$ ; (b)  $H\delta/H\beta$ ; (c)  $H\gamma/H\beta$ .

A extinção média na direção de N63A é baixa. Laval *et. al* (1986) estimou  $E(B - V) \approx 0,06$ , o que iria implicar em uma razão  $H\alpha/H\beta$  observada de apenas 3.2. Variações espaciais em pequenas escalas ( $2''$ ) na extinção ao longo de remanescentes de supernova já foram relatadas na literatura. Vancura *et. al* (1992) relatou este efeito em N49. Estes autores concluíram que a extinção é local ao objeto, e acreditamos que este mesmo efeito esteja ocorrendo em N63A, uma vez que é pouco provável que nuvens moleculares Galácticas sejam capazes de produzir o padrão de extinção interestelar revelado pelo mapa 5.2.a.

Um aumento abrupto na razão  $H\alpha/H\beta$  foi observado na borda sudeste deste mapa. Nesta região a razão  $H\alpha/H\beta$  aumentou repentinamente de aproximadamente 5 para 6,7 em uma escala espacial de  $1,5''$ , formando uma região em forma de arco ao longo desta borda. Acreditamos que esta estrutura em parti-

cular está associada a um efeito de ionização causado por excitações colisionais do Hidrogênio, e não a extinção causada por uma nuvem molecular ou por poeira. Nenhuma estrutura semelhante é observada nos mapas das razões  $H\delta/H\beta$  e  $H\gamma/H\beta$  mostrados nas figuras 5.2.b e 5.2.c, respectivamente. Estes dados são compatíveis com o cenário que estamos propondo, uma vez que as outras linhas da série de Balmer são muito pouco afetadas por excitações colisionais (Osterbrock e Ferland, 2006).

Quando átomos de Hidrogênio neutros entram repentinamente na frente de choque, eles sofrem diversas excitações colisionais antes que a ionização ocorra (Dopita e Sutherland, 2003; Osterbrock e Ferland, 2006). Estas excitações colisionais aumentam o valor intrínseco da razão  $H\alpha/H\beta$  sobre o valor obtido considerando apenas recombinações por uma quantidade que depende do estado de pre-ionização do gás. A zona de pre-ionização é gerada por fótons ionizantes que são produzidos na zona de resfriamento da frente de choque, e portanto sua estrutura depende da velocidade do choque,  $v_c$ .

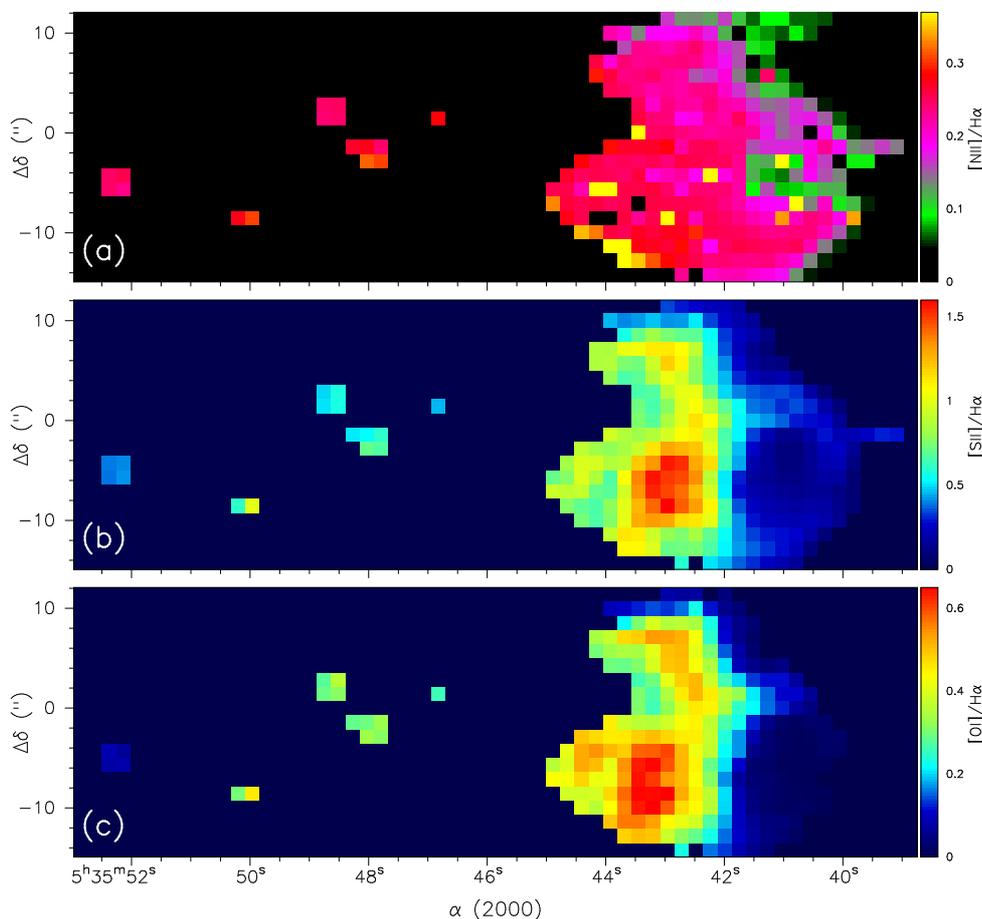
Um modelo proposto por Shull e McKee (1979) prediz um valor intrínseco para  $H\alpha/H\beta$  de 4,2 para  $v_c = 40 \text{ km s}^{-1}$ . Um valor similar, de 4,55, foi obtido considerando um choque com uma temperatura de  $2 \times 10^4 \text{ K}$ , o que equivale a  $v_c = 40 \text{ km s}^{-1}$ , por um modelo independente proposto por Dopita (1978). Os dados apresentados aqui são compatíveis com ambos modelos, uma vez que um valor intrínseco da razão  $H\alpha/H\beta$  de 4,0 foi estimado adotando  $C_{H\beta} = 0,74$  para o valor médio de 6,7 medido para esta razão ao longo da estrutura em forma de arco descrita anteriormente.

Quando  $v_c \geq 100 \text{ km s}^{-1}$  todo o Hidrogênio está pre-ionizado (Shull e McKee 1979), e desta forma o valor intrínseco da razão  $H\alpha/H\beta$  não é consideravelmente afetado por excitações colisionais. Isto implica que ao longo das bordas onde nenhum aumento nesta razão é observado, a onda de choque gera uma quantidade suficiente de fótons ionizantes para criar uma zona completamente pre-ionizada. De fato, o mapa da razão  $[S\text{II}]/H\alpha$  que é apresentado na figura 5.3.b mostra a existência de uma região fotoionizada ao longo de toda borda sudoeste do objeto, e nesta região nenhum aumento na razão  $H\alpha/H\beta$  é observado.

Como foi exposto por Abolmasov *et. al* (2008), o impacto na razão  $H\alpha/H\beta$  por efeitos de excitação colisional ainda é questionável e pouco estudado. Neste sentido os dados apresentados aqui fornecem uma evidência de que este efeito pode ser detectado em remanescentes de supernova.

### 5.3 Mapas da razão $[\text{N II}]/\text{H}\alpha$ , $[\text{S II}]/\text{H}\alpha$ e $[\text{O I}]/\text{H}\alpha$

O mapa da razão  $[\text{N II}]/\text{H}\alpha$  é apresentado na figura 5.3.a, e mostra a existência de um suave gradiente nesta razão ao longo do remanescente. Uma estrutura ra-



**Figura 5.3** – Mapas: (a) da razão  $[\text{N II}]/\text{H}\alpha$ ; (b) da razão  $[\text{S II}]/\text{H}\alpha$ ; (c) da razão  $[\text{O I}]/\text{H}\alpha$ .

dial está presente no lóbulo oeste, no entanto ela é menos evidente do que nos mapas das razões  $[\text{S II}]/\text{H}\alpha$  e  $[\text{O I}]/\text{H}\alpha$ , apresentados nas imagens 5.3.b e 5.3.c, respectivamente. A razão  $[\text{N II}]/\text{H}\alpha$  não apresenta uma variação entre as regiões fotoionizada e ionizada por choque, ou entre as estruturas com alta e baixa densidade eletrônica observada no mapa 5.1. Como acredita-se que esta razão depende principalmente da abundância relativa do Hidrogênio e do Nitrogênio (Levenson *et. al* 1995), o gradiente revelado pelo mapa 5.3.a sugere que a metalicidade do gás aumenta sistematicamente da região noroeste para a região sudeste. Este mapa revela ainda um aumento abrupto na razão  $[\text{N II}]/\text{H}\alpha$ , vista como um arco ao longo da borda sudeste do objeto, que é muito semelhante com a estrutura revelada pelo mapa da razão  $\text{H}\alpha/\text{H}\beta$  mostrado na imagem 5.2.a. Como a razão  $[\text{N II}]/\text{H}\alpha$  observada é pouco afetada pela extinção interestelar, a existência desta

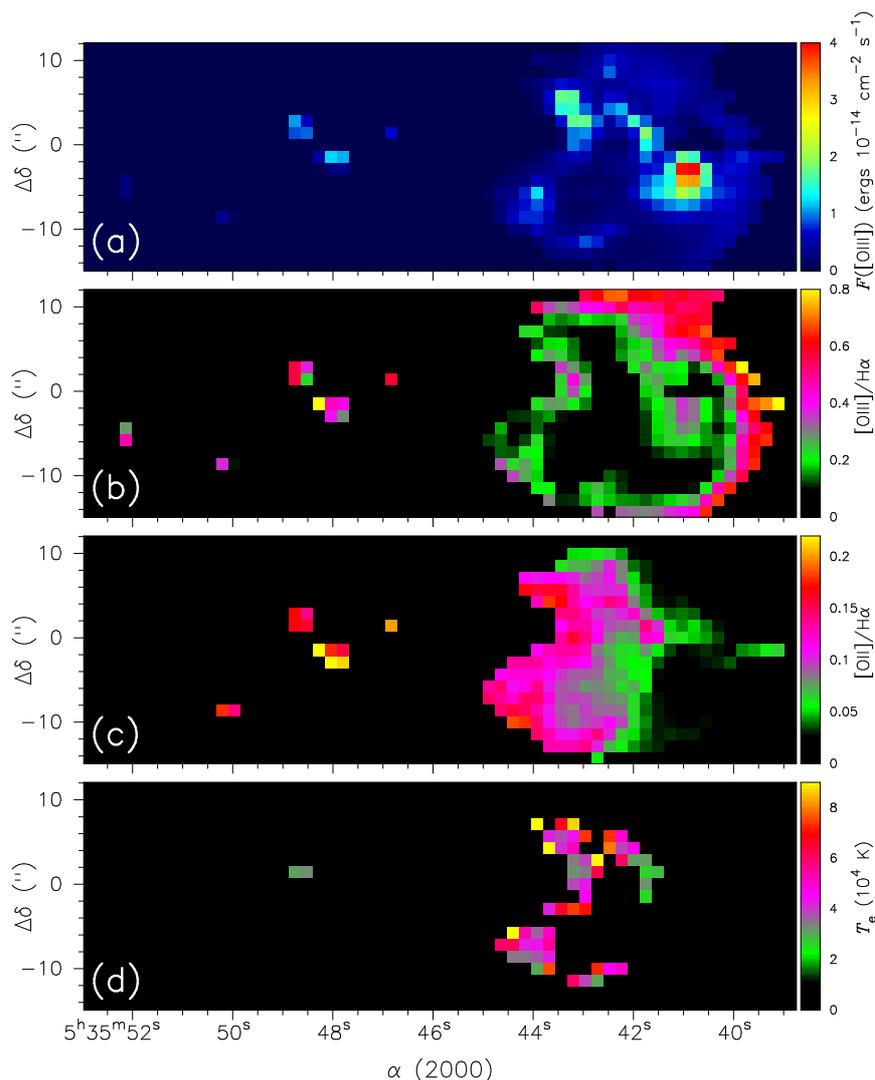
estrutura em ambos mapas reforça a interpretação de que ela é uma consequência de excitações colisionais.

Os mapas das razões  $[S II]/H\alpha$  e  $[O I]/H\alpha$  são mostrados nas imagens 5.3.b e 5.3.c, respectivamente. Estes mapas possuem uma morfologia bastante semelhante entre si, e assim como as imagens obtidas por Levenson *et. al* (1995), revelam que aproximadamente metade da região mapeada é fotoionizada. Os valores das razões  $[S II]/H\alpha$  e  $[O I]/H\alpha$  na metade oeste indicam que o gás é fotoionizado e, por outro lado, os valores destas razões na metade leste indicam que o gás é ionizado por choque. Em geral regiões que apresentam  $[S II]/H\alpha \geq 0,4$  apresentam também  $[O I]/H\alpha \geq 0,1$ , e o oposto ocorre na região fotoionizada. Este valor limite para a razão  $[O I]/H\alpha$  é virtualmente idêntico ao determinado a partir de uma análise de espectros de remanescentes de supernova bem estabelecidos apresentada por Feasen *et. al* (1985). A viabilidade da razão  $[S II]/H\alpha$  sozinha ser capaz de distinguir regiões H II de remanescentes de supernova foi extensamente debatida na literatura (veja Feasen *et. al* (1985) para mais referências). Em geral é aceito que se  $[S II]/H\alpha \leq 0,2$  a nebulosa pode ser classificada como uma região H II, e que se  $[S II]/H\alpha \geq 0,4$  então a nebulosa é um remanescente de supernova. Quando a razão  $[S II]/H\alpha$  estiver entre estes dois valores a natureza da nebulosa não é clara. Além disso Blair e Long (1997) concluíram que regiões H II com baixo brilho superficial tendem a apresentar  $[S II]/H\alpha \geq 0,4$ .

## 5.4 Mapas do fluxo em $[O III]$ , da razão $[O II]/H\alpha$ e da temperatura eletrônica

O mapa do fluxo em  $[O III] \lambda 5007$  é apresentado na figura 5.4.a, e revela que a emissão em  $[O III]$  é mais intensa nas bordas que delimitam a nebulosa. O mapa da razão  $[O III]/H\alpha$  apresentado na figura 5.4.b mostra que a região com alto brilho em  $[O III]$  e a região com alto brilho em  $H\alpha$  estão separadas por aproximadamente  $3''$ . Um deslocamento entre os picos de emissão em  $[O III]$  e  $H\alpha$  foram também observados em N49 por Bilikova *et. al* (2007). Os autores atribuíram a existência deste deslocamento a um efeito dinâmico causado pela evolução de uma onda de choque em um meio composto por pequenas nuvens de matéria; isto é um meio com densidade não uniforme. Neste cenário a emissão em  $[O III]$  surge quase que imediatamente após a onda de choque encontrar uma nuvem densa, enquanto que a emissão em  $H\alpha$  surge de um gás que foi aquecido pela passagem da onda de choque aproximadamente  $2000/n_o$  anos antes, com  $n_o$  sendo a densidade inicial das nuvens densas.

Seguindo este modelo o deslocamento esperado entre os picos da emissão em



**Figura 5.4** – Mapas: (a) do fluxo em [O III]; (b) da razão [O III]/H $\alpha$ ; (c) da razão [O II]/H $\alpha$ ; (d) da temperatura eletrônica.

H $\alpha$  e em [O III] é de  $(v_{s,i}-v_{s,c})/n_o$ , onde  $v_{s,i}$  é a velocidade com a qual a onda de choque se propaga no meio mais rarefeito (meio entre-nuvens), e  $v_{s,c}$  é a velocidade com a qual a onda de choque se propaga em uma nuvem densa. Como a velocidade radial da GNM é  $\approx 260 \text{ km s}^{-1}$  (Van der Marel *et. al* 2002),  $v_{s,c}$  pode ser estimada pela velocidade radial mais alta observada no mapa de velocidade radial que será apresentado na próxima seção. Assim, se  $v_{s,c} = 40 \text{ km s}^{-1}$ , temos que uma densidade inicial de  $3 \text{ cm}^{-3}$  e  $v_{s,i} = 1.000 \text{ km s}^{-1}$  são necessárias para reproduzir o deslocamento observado de  $3''$ , que é aproximadamente igual a  $0,73 \text{ pc}$  adotando uma distância de  $50 \text{ kpc}$  para a GNM (Feast 1991).

Uma falta de correlação entre a emissão em [O III] e em H $\alpha$  também foi observada no remanescente de supernova Cygnus Loop (Greidanus e Strom, 1992). Os autores relataram a existência de filamentos que eram visíveis em H $\alpha$  e ausentes

na imagem em [O III], e vice-versa. Eles também atribuíram este efeito ao fato de que estas linhas de emissão surgem em tempos diferentes após o encontro entre a onda de choque e as nuvens densas do MIS ocorrer.

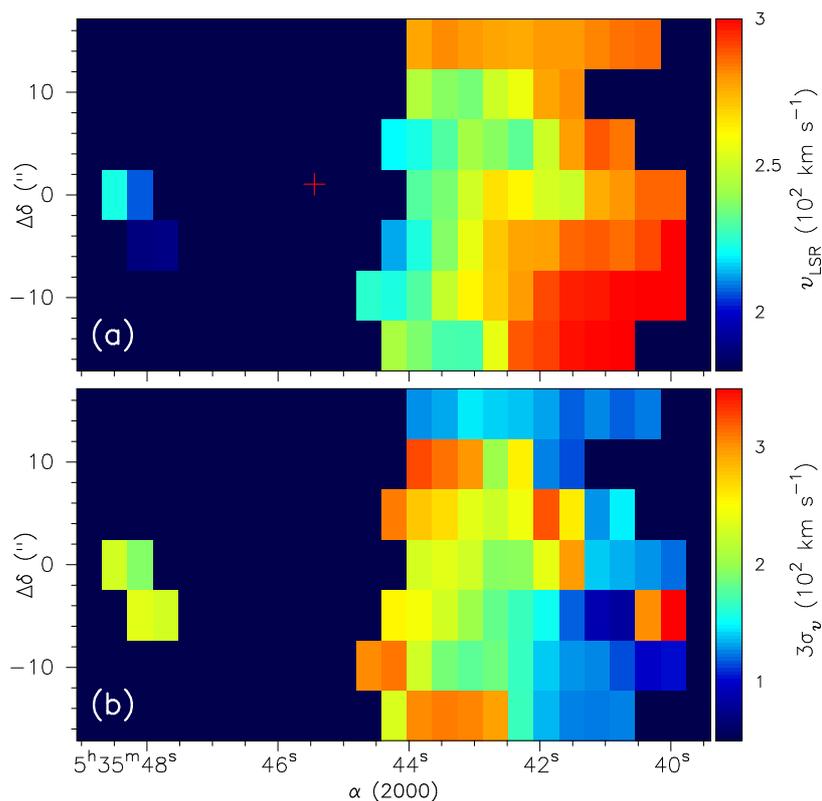
No mapa do fluxo em [O III] apresentado na imagem 5.4.a, é observado um aumento na emissão em [O III] na região fotoionizada, o que sugere a presença de material aquecido pelo choque nesta região. A imagem 2.2 revela que existe uma estrutura filamentar localizada nesta região. Provavelmente esta estrutura não foi detectada no mapa da razão [S II]/H $\alpha$  devido a contribuição na emissão em H $\alpha$  da região H II sobreposta. Esta estrutura também é evidente na imagem em rádio de N63A apresentada por Dickel *et. al* (1993). Estes autores sugeriram que esta estrutura é na realidade uma porção de matéria do remanescente de supernova que está propagando-se em direção a região H II adjacente.

O mapa da razão  $\lambda 7320$  [O II]/H $\alpha$  é apresentado na figura 5.4.c. Este mapa revela que existe uma diferença sistemática na emissão relativa nestas linhas entre os lóbulos fotoionizado e o ionizado por choque. Em geral a porção ionizada por choque de N63A apresenta [O II]/H $\alpha$   $\geq 0,05$ , e o oposto ocorre ao longo da região fotoionizada. Além disso este mapa revela que ao longo da região ionizada por choque existe uma correlação entre a emissão em [O I] e [O II] em relação a H $\alpha$ . Uma estrutura brilhante em [O II] é observada na borda leste do objeto, enquanto que o mapa 5.3.b mostra que a maior parte da emissão em [O I] origina-se das regiões mais internas da estrutura ionizada por choque. Este efeito indica que a temperatura do gás varia ao longo desta região. Nas bordas, onde a temperatura do gás é presumivelmente maior, o Oxigênio está em maior parte ionizado, e assim a emissão em [O II] é favorecida. Por outro lado, nas regiões mais internas a temperatura é menor, e assim observamos uma grande emissão em [O I]. Esta interpretação sugere que o gás foi ionizado pela passagem de uma onda de choque que está propagando-se em uma direção perpendicular a linha de visada.

Ao longo da estrutura em forma de anel onde ocorre grande emissão do [O III] foi possível medir o fluxo em [O III]  $\lambda 4363$ , e desta forma foi possível estimar a temperatura utilizando a razão [O III] ( $\lambda 5007 + \lambda 4959$ )/ $\lambda 4363$ . A correção pelo efeito de extinção interestelar foi feito adotando  $C_{H\beta} = 0,74$ . A aproximação de 8 níveis para o [O III] foi resolvida utilizando a rotina *temden* do *IRAF* adotando uma densidade eletrônica de  $2.000 \text{ cm}^{-3}$ . O mapa da temperatura eletrônica é apresentado na figura 5.4.d. Este mapa mostra que a temperatura do gás ionizado por choque é de aproximadamente 50.000 K, e revela que a emissão em [O III]  $\lambda 4363$  é detectada principalmente ao longo das regiões mais densas mostradas no mapa 5.1.b. Estas regiões também coincidem com a estrutura que apresenta altos valores para a razão [O II], conforme pode ser observado no mapa 5.4.c.

## 5.5 Mapas da velocidade radial e da dispersão de velocidades

O mapa da velocidade radial é apresentado na figura 5.5.a. Assim como o mapa equivalente para N49 este mapa foi gerado a partir de medidas do deslocamento Doppler do comprimento de onda central em  $H\alpha$ . Um total de 23 espectros unidimensionais, localizados geralmente nas bordas da região mapeada, exibiram perfil de linha que eram melhor ajustado pela soma de duas gaussianas. Ao contrário do que ocorreu em N49, acreditamos que este efeito não é uma assinatura de uma casca esférica em expansão, pois não são observadas duas componentes principais, mas sim uma linha alargada que deve-se a diferenças de velocidades do gás ao longo da linha de visada. Para estes casos a velocidade radial foi computada a partir da média ponderada pelo fluxo em  $H\alpha$  de cada uma das gaussianas ajustadas ao perfil.



**Figura 5.5** – Mapas: (a) da velocidade radial; (b) da dispersão de velocidades.

O mapa de velocidade radial exibiu um gradiente ao longo da região ionizada por choque. A velocidade radial aumenta desde  $\approx 220 \text{ km s}^{-1}$  a leste, até  $\approx 300 \text{ km s}^{-1}$  a oeste. Por outro lado a velocidade radial é praticamente constante ao longo da região fotoionizada. No referencial da GNM, o material ionizado por choque é *blueshifted*, enquanto que o material fotoionizado é *redshifted*. Já foram

relatadas ausência de material *redshifted* em remanescentes de supernova, e alguns autores atribuem este efeito a extinção interna (Milisavljevic *et. al* 2010). No entanto no caso de N63A as componentes em  $H\alpha$  possuem fluxos semelhantes, de forma que é evidente que qualquer tipo de extinção interna ao objeto pode ser ignorada. Esta mesma conclusão foi obtida por Shull (1983) ao analisar espectros de N63A na região do óptico. Os espectros obtidos por este autor também revelaram que toda a emissão no óptico em N63A é *blueshifted*. Ele sugeriu que este fato deve-se a distribuição assimétrica de material interestelar denso em torno do objeto antes da explosão ocorrer. As regiões com altas velocidades radiais a leste coincidem com as regiões onde a razão  $[O II]$  é grande, o que seguindo a interpretação apresentada anteriormente implica em regiões mais quentes. Acreditamos que esta correlação seja consequência da esperada relação existente entre velocidade radial e temperatura eletrônica.

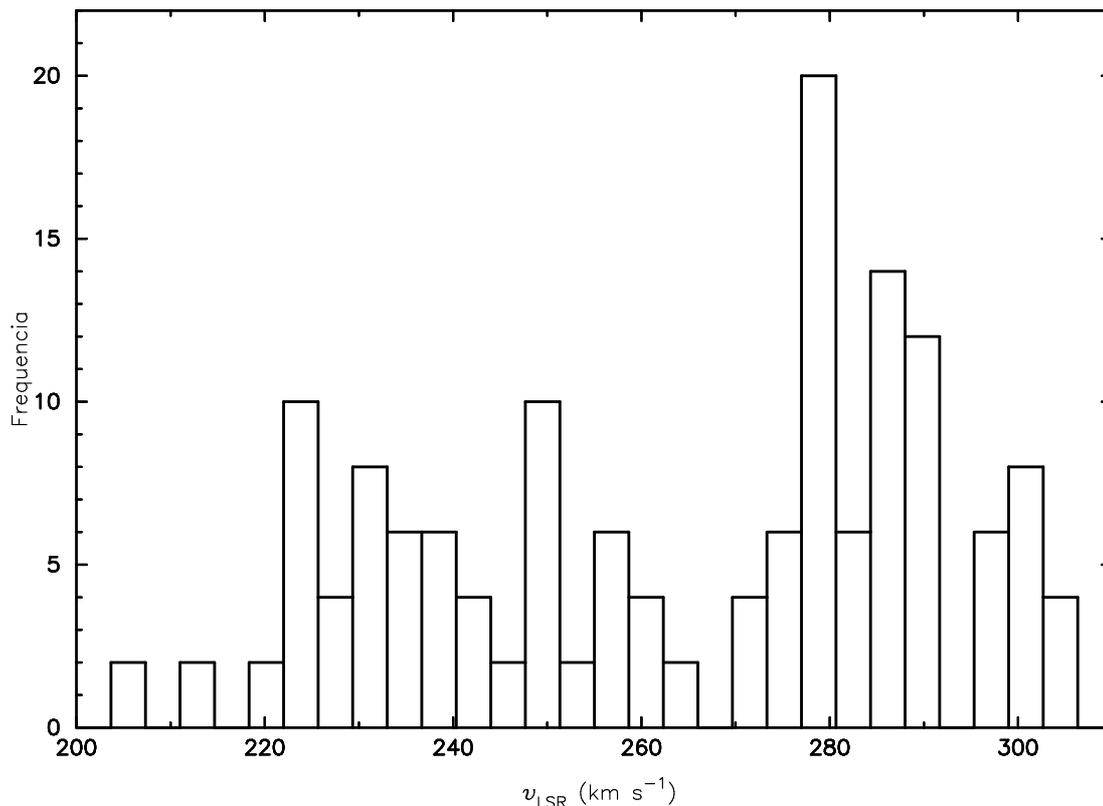
O mapa da dispersão de velocidades é mostrado na figura 5.5.b. Ele foi gerado a partir de medidas da largura a meia altura das gaussianas ajustadas aos perfis em  $H\alpha$ . O efeito de alargamento instrumental foi removido realizando uma subtração quadrática da largura a meia altura das linhas das lâmpadas de comparação. O mesmo critério estabelecido para os dados de N49 foi usado aqui, ou seja a dispersão de velocidades foi estimada a partir da equação 4.2. O mapa revelou a existência de um gradiente semelhante ao mapa da velocidade radial. Ao assumirmos uma simetria semi-esférica, os gradientes observados em ambos mapas da figura 5.5 podem ser interpretados de forma qualitativa como um efeito de projeção. No mapa 5.5.a a provável posição do centro desta semi-esfera é evidenciado com uma cruz vermelha. Ao longo do lóbulo fotoionizado, estes mapas mostraram que o gás possui uma velocidade constante e com baixa dispersão de velocidades, ou seja, nesta região os efeitos dinâmicos não são relevantes.

## 5.6 Histogramas e estatísticas das medidas

Assim como para os dados de N49, serão apresentados nessa seção histogramas das medidas de velocidade radial, dispersão de velocidades e de densidade eletrônica.

No histograma da figura 5.6 são apresentadas as medidas de velocidade radial. É possível observar que existe um pico em torno de  $280 \text{ km s}^{-1}$  que está associado ao material fotoionizado, ao longo do qual a velocidade radial varia pouco. As outras regiões deste histograma, com velocidades radiais variando desde  $200 \text{ km s}^{-1}$  até  $270 \text{ km s}^{-1}$  são associadas ao material ionizado por choque.

O histograma da figura 5.7 apresenta as medidas de dispersão de velocidades. O pico localizado em torno de  $70 \text{ km s}^{-1}$  está associado a região fotoionizada. Da



**Figura 5.6** – Histograma de medidas da velocidade radial.

mesma forma os dados com maiores dispersão de velocidades estão associados com o material ionizado pela onda de choque. Este histograma revela a existência de três picos, que de forma menos evidente também estão presentes no histograma da figura 5.6. No entanto não é possível fazer uma associação entre estas estruturas, uma vez que não foi observada uma dependência sistemática entre a velocidade radial e a dispersão de velocidades.

Na figura 5.8 é apresentado o histograma da densidade eletrônica obtido a partir de dados coletados com o telescópio SOAR. Em vermelho são exibidos os dados referentes ao lóbulo fotoionizado, e em preto os dados do material fotoionizado. Observa-se que ao longo do lóbulo fotoionizado existem muitas medidas com densidade eletrônica menor que  $50 \text{ cm}^{-3}$ , e que a quantidade de medidas tende a diminuir para densidades maiores. São observadas também regiões onde a densidade eletrônica é maior do que  $5.000 \text{ cm}^{-3}$ . Estas regiões estão associadas a estruturas filamentosas densas. Um sumário das medidas de velocidade radial e da dispersão de velocidades é apresentada na tabela 5.1.

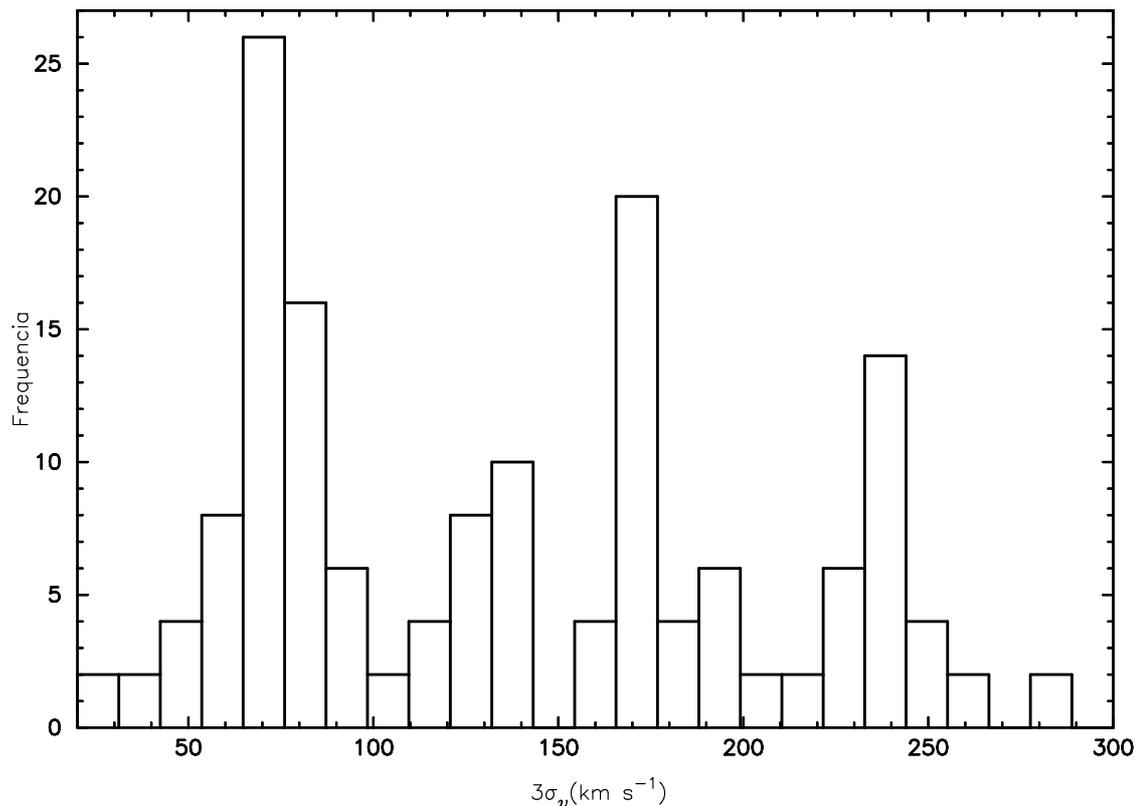
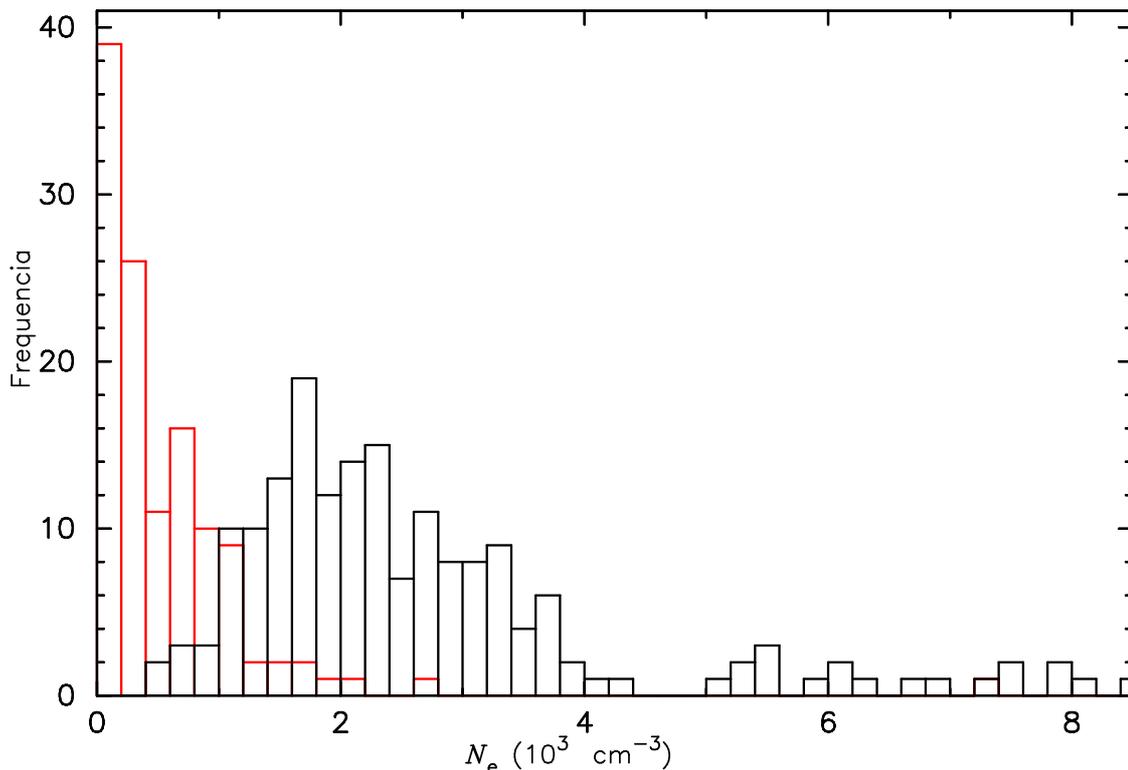


Figura 5.7 – Histograma de medidas da dispersão de velocidades.

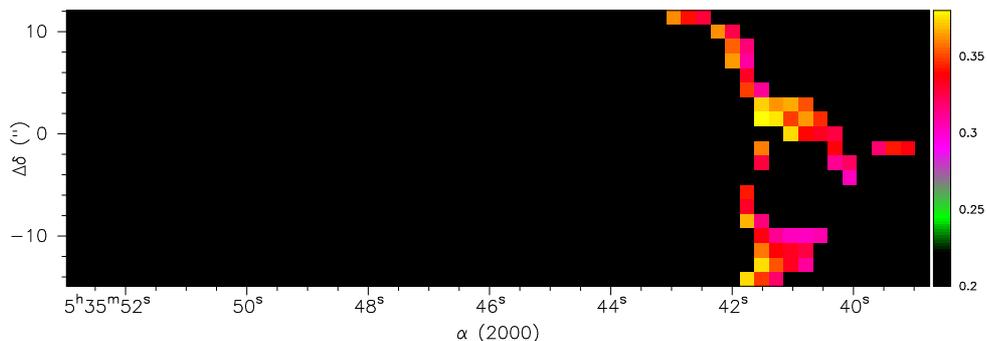
## 5.7 Estimativa da massa nebular, da densidade *rms* e do fator de preenchimento

Na figura 5.9 é apresentada a região do mapa da razão  $[\text{S II}]/\text{H}\alpha$  que satisfaz  $0,2-\sigma_r < [\text{S II}]/\text{H}\alpha < 0,4+\sigma_r$ , onde  $\sigma_r$  é o erro na razão entre o fluxo das referidas linhas, estimado a partir do erro na medida do contínuo e do erro associado a medida do fluxo de cada linha. A princípio a fonte de ionização da estrutura apresentada na figura 5.9 não pode ser inferida apenas por este critério. No entanto como a imagem 2.2 não exibe estruturas filamentosares ao longo desta região, na discussão que segue iremos considerar que ela pertence a região fotoionizada.

Como a fenda possui uma largura de  $1''$ , e o deslocamento entre as posições de fenda foi de  $1,5''$ , o fluxo emitido em  $\text{H}\alpha$  é aproximadamente 1,5 vezes maior do que o fluxo detectado. Desta forma estimamos que o fluxo integrado em  $\text{H}\beta$  para a região ionizada por choque é de  $2,8 \times 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , e  $1,4 \times 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  para a região fotoionizada. Um fluxo corrigido pelo efeito de extinção estelar de  $1,0 \times 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  foi estimado para a região H II e um fluxo corrigido de  $2,0 \times 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  foi estimado para a região ionizada por choque. Para realizar estas estimativas adotamos  $C_{\text{H}\beta} = 0,74$ . Assumindo que a distância até a GNM



**Figura 5.8** – Histograma de medidas de densidade eletrônica. Os dados referentes ao material fotoionizado são mostrados em vermelho, enquanto que os dados referentes ao material ionizado por choque estão em preto.



**Figura 5.9** – Fração do mapa da razão  $[S II]/H\alpha$ , cuja fonte de ionização não pode ser identificada pelo critério definido por esta razão.

é de 50 kpc (Feast 1991, e uma densidade eletrônica média de  $3.300 \text{ cm}^{-3}$  e de  $600 \text{ cm}^{-3}$  para as regiões ionizadas por choque e fotoionizada, respectivamente, podemos estimar a massa de Hidrogênio ionizado pela expressão 4.3.

Desta forma estimamos uma massa de Hidrogênio ionizado de  $12 M_{\odot}$  para a região ionizada por choque e de  $35 M_{\odot}$  para a região H II. Levando em conta a abundância típica de Hélio da GNM ( $\text{He:H}=0,1$ , em número de átomos), a massa da região ionizada por choque é de  $17 M_{\odot}$ , e a massa da região fotoionizada é de 49

**Tabela 5.1** – Estatísticas das propriedades físicas

data sample	$v_{\text{LSR}}$ (km s <sup>-1</sup> )			$\sigma_v$ (km s <sup>-1</sup> )
	s	c1	c2	
<b>N</b>	51	26	26	77
min.	120	120	190	30
$Q_{\frac{1}{4}}$	260	140	240	70
mediana	270	210	280	130
$Q_{\frac{3}{4}}$	290	320	280	180
max.	350	440	300	280
média	270	230	260	140
$\sigma$	50	100	30	70

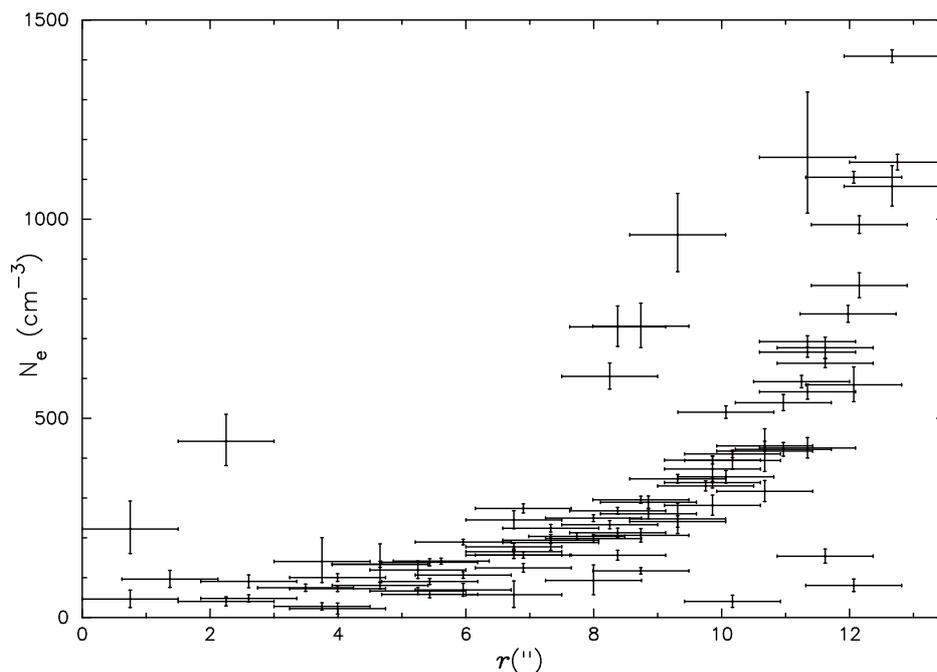
$M_{\odot}$ . Uma massa de  $330 M_{\odot}$  para todo o remanescente foi estimada por Hughes *et. al* (1998) ao aplicar um modelo autoconsistente para ajustar um espectro em raios X de N63A. Como já foi dito a imagem em raios X do remanescente é aproximadamente 3 vezes maior do que sua imagem no óptico. Desconsiderando o fato de que a emissão no óptico está associada a regiões mais densas, um valor de  $198 M_{\odot}$  é obtido extrapolando o nosso resultado para todo o objeto. Uma comparação direta entre estes valores não pode ser feita, uma vez que seguindo o modelo de McKee e Ostriker (1977) o MIS é composto de duas fases. Desta forma, os autores citados estimaram a massa do meio rarefeito enquanto que no presente trabalho estimamos a massa das nuvens densas que estão imersas neste meio.

Densidades *rms* de  $120 \text{ cm}^{-3}$  e de  $110 \text{ cm}^{-3}$  foram estimadas a partir do fluxo corrigido em  $\text{H}\beta$  das região fotoionizada, e ionizada por choque, respectivamente. Para isto, um comprimento da região emissora de 4,8 pc foi adotado considerando que a região ionizada por choque possui simetria semi-esférica. Um valor menos preciso, de 3,6 pc, foi adotado para a região fotoionizada. A partir da expressão 4.9 obtemos um fator de preenchimento de 0,001 para a região ionizada por choque, e de 0,03 para a região fotoionizada. Este resultado é esperado uma vez que, ao contrário do que ocorre em uma região H II, o gás em um remanescente de supernova está distribuído principalmente em uma casca esférica.

## 5.8 Sobre a estrutura fotoionizada

A figura 5.10 mostra a variação da densidade eletrônica com a distância  $r$  a partir do centro geométrico da região H II, que está destacado no mapa 5.1.b. A posição do centro foi definida levando em conta a simetria observada neste mapa.

O perfil da figura 5.10 revela uma dependência entre a densidade eletrônica e  $r$



**Figura 5.10** – Perfil radial da densidade eletrônica adotando como centro a posição destacada na imagem 5.1.b.

que segue, de forma aproximada, uma lei de potência. Interpretamos esta relação como consequência de uma movimentação de gás muito organizada que ocorre devido a interação entre o gás do remanescente e uma região H II independente, que já existia antes da explosão que gerou N63A ocorrer. O gás do remanescente está expandindo-se em direção ao meio menos denso em que encontra-se a região H II. Esta interpretação é suportada pela observação de uma estrutura filamentar dentro do lóbulo fotoionizado observada na figura 2.2. Um cenário semelhante foi proposto por Dickel *et. al* (1993) para explicar a existência de uma estrutura brilhante em rádio localizado no lóbulo fotoionizado. Este cenário é capaz de explicar a peculiar morfologia da imagem óptica do remanescente. Este cenário é compatível com o estudo de Levenson *et. al* (1995) que afirma que o remanescente de supernova é mais novo que a região H II vizinha.

## 5.9 Sobre a estrutura ionizada por choque

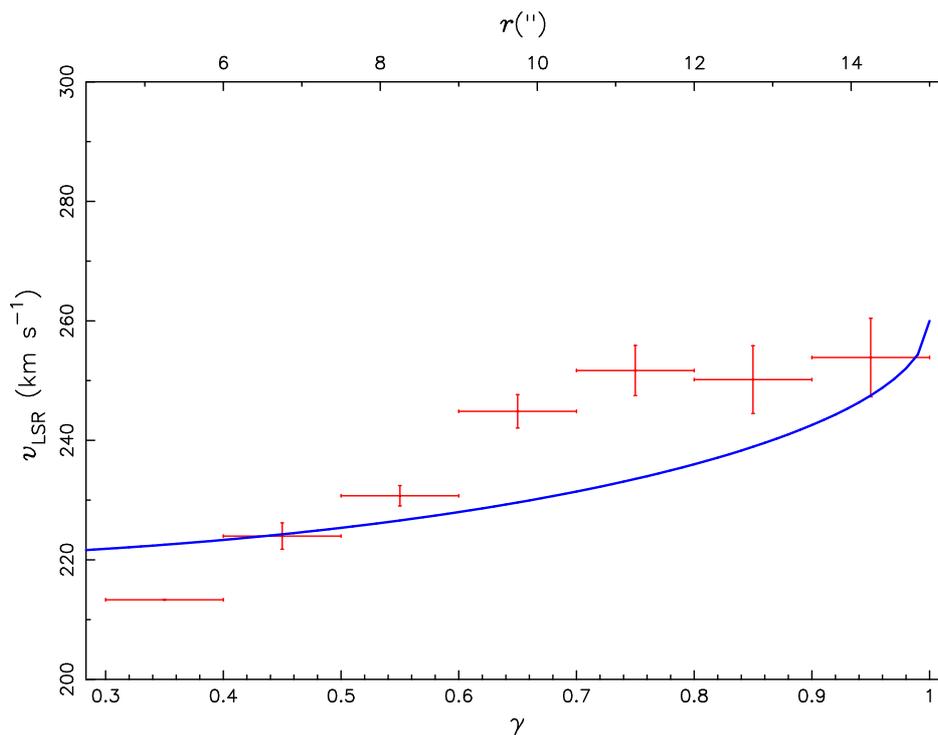
A estrutura com alta emissão em [S II] revelada pelo mapa 5.3.b possui morfologia semelhante a uma ferradura, o que é uma característica típica de remanescentes de supernova. Uma comparação entre este mapa e a figura 2.2 sugere que o material ionizado por choque possui simetria semi-esférica. No entanto a discrepância entre o tamanho da imagem em raios X e a imagem óptica de N63A, e o deslocamento de  $\approx 3$  pc entre os centros da imagem em raios X e da imagem

óptica não são características típicas destes objetos (Chu *et. al* 1999; Levenson *et. al* 1995). Warrent *et. al* (2003) sugere que a emissão óptica em N63A deve-se a interação de uma nuvem densa, localizada na frente do remanescente, com a onda de choque. Este cenário é suportado pela ausência de emissão em raios X que foi observada na mesma localização da imagem óptica do objeto, e pelo fato de que todo gás com emissão no óptico é *blueshifted*.

No entanto nós mostramos diversas evidências que sugerem que ao longo do lóbulo leste o gás está movendo-se perpendicularmente a linha de visada. Entre elas estão as discussões a respeito dos mapas da razão  $[\text{O II}]/\text{H}\alpha$ ,  $[\text{O III}]/\text{H}\alpha$ ,  $[\text{N II}]/\text{H}\alpha$  e  $\text{H}\alpha/\text{H}\beta$ . Acreditamos que os dados apresentados neste capítulo sugerem que a região ionizada por choque com emissão no óptico esta associada a uma nuvem densa que provavelmente adquiriu uma certa simetria esférica devido a passagem da onda de choque. Neste contexto o gradiente que foi observado no mapa da velocidade radial pode ser interpretado como um efeito de projeção. Nas outras direções o MIS possui densidades mais baixas, com exceção de algumas regiões particulares, como por exemplo as cinco pequenas estruturas que foram observadas a leste nos mapas anteriores.

Ante o exposto, geramos o perfil da velocidade radial que é apresentado na figura 5.11. O centro adotado para gerar este perfil é mostrado na imagem 5.5.a. Este perfil revelou que a velocidade radial do gás ionizado por choque varia sistematicamente com a distância projetada ao ponto central. No entanto a forma desta dependência não pode ser explicada apenas como um efeito de projeção, pois a linha verde neste mapa representa a expressão 4.10 com  $v_e = -40 \text{ km s}^{-1}$  somada a velocidade da GNM de  $260 \text{ km s}^{-1}$ . A discrepância entre os dados e esta curva mostra que a cinemática do objeto não pode ser descrita apenas levando em consideração o efeito de projeção. Variações sistemáticas entre velocidade radial e distância ao centro, e que não podem ser entendidas apenas como efeito de projeção, já foram observadas em outros remanescentes de supernova (Kirshner e Arnold, 1979; Rosado *et. al* 1993; Melnik e Copetti, 2013). Isto mostra que o campo de velocidades da região ionizada por choque em N63A não é peculiar para essa classe de objetos.

O cenário proposto aqui não é incompatível com a sugestão de que a emissão óptica em N63A é causada pelo surgimento de um remanescente de supernova dentro de outro remanescente mais antigo, que por sua vez é a fonte da emissão em raios X (Levenson *et. al* 1995). No entanto acreditamos que isto não ocorreu, pois nenhum contraste foi detectado ao longo desta região no mapa de índice espectral apresentado por Dickel *et. al* (1993). Além disso o alinhamento destes dois remanescentes requerem uma grande coincidência, uma vez que a imagem destes objetos pode ser detectada por um período de tempo relativamente curto.



**Figura 5.11** – Perfil da velocidade radial gerado considerando como centro a posição destacada no mapa 5.5.a.

## 5.10 Uma correlação entre a razão $[\text{O I}]/[\text{S II}]$ e a densidade eletrônica

Os dados apresentados aqui revelaram a existência de uma dependência entre a razão  $[\text{O I}]/[\text{S II}]$  e a densidade eletrônica. O diagrama da figura 5.12 mostra a dependência entre estas duas grandezas. Dados com densidades eletrônica menores do que  $800 \text{ cm}^{-3}$  são provenientes da região H II, e mostram uma dispersão menor do que os pontos provenientes de dados da região ionizada por choque. Não encontramos evidência de dependência entre estas duas medidas nos dados de N49 que foram apresentados no capítulo anterior. Uma correlação entre a razão  $[\text{O I}]/[\text{S II}]$  também foi observada no LINER<sup>1</sup> NGC 4579 para densidades eletrônicas menores do que  $3.000 \text{ cm}^{-3}$  (Barth *et. al* 2001). Os autores confirmaram que esta razão é sensível a densidade eletrônica ao calcularem uma grade de modelos de fotoionização e atribuíram esta dependência as diferenças das densidades críticas dos ions envolvidos.

<sup>1</sup>low-ionization nuclear emission-line region, é um tipo de galáxia com núcleo ativo que é caracterizada por possuir linhas de emissão de ions em baixos estados de ionização, ou de átomos neutros.

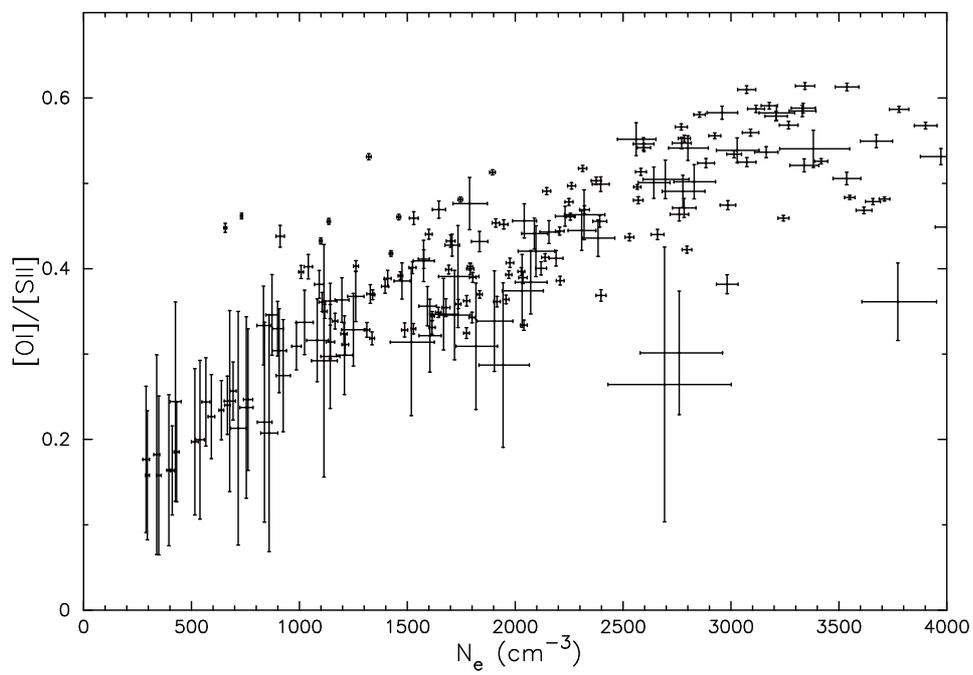


Figura 5.12 – Diagrama da densidade eletrônica contra a razão  $[\text{O I}]/[\text{S II}]$ .

# Capítulo 6

## Considerações finais

Neste trabalho foram apresentados mapas dos remanescentes de supernova N49 e N63A construídos a partir de dados espectroscópicos de fenda longa. Os dados foram coletados com o telescópio de 1,6 m do Observatório Pico dos Dias e com o telescópio SOAR.

Do fluxo total em  $H\alpha$  estimamos que N49 possui uma massa de Hidrogênio ionizado de  $\approx 148 M_{\odot}$ , e que a massa de Hidrogênio ionizado em N63A é  $\approx 47 M_{\odot}$ .

Do brilho superficial nessa mesma linha, estimamos que a densidade *rms* de N49 é  $\approx 60 \text{ cm}^{-3}$  e que a densidade *rms* de N63A é  $\approx 115 \text{ cm}^{-3}$ . O fator de preenchimento de N49 foi estimado em 0,002, enquanto que o fator de preenchimento da região ionizada por choque de N63A foi estimado em 0,001, e o fator de preenchimento da região fotoionizada deste objeto foi estimado em 0,03.

O mapa da densidade eletrônica de N49 apresentou sinais da interação entre a região sudeste do objeto e uma nuvem molecular. Além disso este mapa revelou que a existência de um gradiente intenso entre as bordas leste e oeste. A densidade varia por um fator de aproximadamente 3 entre estas regiões, o que já havia sido previsto em um estudo anterior que comparou o contraste em rádio e em raios X entre as bordas leste e oeste do objeto.

Consideramos que N49 pode ser aproximado por uma esfera de gás em expansão adiabática e, desse modo, a dinâmica do objeto seria descrita por uma equação proposta por Sedov. Adotando algumas hipóteses adicionais construímos um modelo integrando essa equação ao longo da linha de visada. A equação resultante ajustou-se bem aos dados cinemáticos do objeto, e os valores dos parâmetros obtidos desse ajuste são consistentes com os encontrados na literatura. Ou seja, apesar deste modelo ser unidimensional, ele mostrou-se capaz de descrever a dinâmica de N49 pelo menos de forma aproximada.

Os mapas das razões  $[S \text{ II}]/H\alpha$  e  $[O \text{ I}]/H\alpha$  de N63A confirmaram estudos anteri-

ores, mostrando que aproximadamente metade da região mapeada é fotoionizada, enquanto que a outra metade é ionizada pela passagem da onda de choque. O mapa do fluxo em [O III] deste objeto revelou uma estrutura brilhante ao longo das bordas da região ionizada por choque, que é consistente com a evolução de uma onda de choque em um MIS composto por duas fases.

O mapa da densidade eletrônica de N63A mostrou estruturas ao longo do lóbulo norte que são compatíveis com a existência de filamentos densos. Este mapa revelou também que a densidade varia radialmente ao longo do lóbulo fotoionizado. Esta variação sugere que nesta região o material do remanescente está interagindo com uma região H II independente

Em N63A associamos o aumento na emissão nas linhas do [O II] e [O III], observadas nas bordas da região ionizada por choque, como uma consequência do aumento na temperatura eletrônica do gás. Este cenário sugere que a onda de choque está propagando-se perpendicularmente a linha de visada nas bordas do objeto. Desta forma as estruturas em forma de arco observadas nos mapas das razões  $[N II]/H\alpha$  e  $H\alpha/H\beta$  podem ser interpretadas como um efeito de ionização. Desta forma, embora o gradiente observado no mapa da velocidade radial não possa ser interpretado considerando simplesmente um efeito de projeção, nós sugerimos que a região ionizada por choque está associada a uma nuvem densa que adquiriu uma certa simetria semi-esférica devido a passagem da onda de choque.

Nós ainda encontramos uma dependência entre a razão  $[O I]/[S II]$  e a densidade eletrônica. Esta dependência parece não ser afetada pela fonte de ionização do gás, uma vez que está presente tanto na região fotoionizada, quanto na região ionizada pela onda de choque. Não encontramos relatos de uma dependência semelhante entre estas grandezas na literatura.

Pretendemos em um trabalho futuro realizar estimativas de abundância ponto-a-ponto utilizando os dados já apresentados do remanescente N63A.

# Referências Bibliográficas

ABOLMASOV, P.; FABRIKA, S.; SHOLUKHOVA, O.; KOTANI, T. **Ar-Xiv:0809.0409**, 2008.

ALLAKHVERDIEV, A. O.; GUSEINOV, O. K.; KASUMOV, F. K.; IUSIFOV, I. M. **Astrophysics and Space Science** v.97,pg.287, 1983.

BADENES, CARLES; MAOZ, DAN; DRAINE, BRUCE T. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society** v.407, pg.1301, 2010.

BANAS, KENNETH R.; HUGHES, JOHN P.; BRONFMAN, L.; NYMAN, L.A. **The Astrophysical Journal** v.480, pg.607, 1997.

BARTH, A. J.; HO, L. C.; FILIPPENKO, A. V.; RIX, H.-W.; SARGENT, W. L.W. **The Astrophysical Journal** v.546, pg.205, 2001.

BENVENUTI, P.; DOPITA, M.; DODORICO, S. **The Astrophysical Journal** v.238, pg.601, 1980.

BERKHUIJSEN, E. M. **Astronomy and Astrophysics** v.181, pg.398, 1987.

BILIKOVA, J.; WILLIAMS, R. N. M.; CHU, Y.-H.; GRUENDL, R. A.; LUNDGREN, B. F. **The Astronomical Journal** v.134, pg.2308, 2007.

BLAIR, W. P.; SANKRIT, R.; SHELTON, R.; SEMBACH, K. R.; MOOS, H. W.; RAYMOND, J. C.; YORK, D. G.; FELDMAN, P. D.; CHAYER, P.; MURPHY, E. M.; SAHNOW, D. J.; WILKINSON E. **The Astrophysical Journal** v.538, pg.L61, 2000.

BLAIR, W. P.; KIRSHNER, R. P.; RAYMOND, J. C.; WINKLER, P. F. **Bulletin of the American Astronomical Society** v.17, pg.546, 1985.

BLAIR, W. P; LONG, K. S. **The Astrophysical Journal Supplement** v.108, pg.261, 1997.

BURROWS, A.; HAYES, J. **AIP Conference Proceedings** v.366, pg.25, 1996.

CASE, G. L.; BHATTACHARYA, D. **The Astrophysical Journal** v.504, pg.761, 1998.

- CAULET, A.; GRUENDL, R. A.; CHU, Y.-H. **The Astrophysical Journal** v.678, pg.200, 2008.
- CAULET, A; WILLIAMS, R. M. **The Astrophysical Journal** v.761, pg.107, 2012.
- CHEVALIER, R. A. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics** v.15, pg. 175, 1977.
- CHU, Y.-H.; CAULET, A.; DICKEL, J., et al. **New Views of the Magellanic Clouds, IAU Symposium, 1999** v.190, pg.143, 1999.
- CHU, YOU-HUA; KENNINUTT, ROBERT C., Jr. **Astronomical Journal** v.95, pg.1111, 1988.
- CLARKE, J. N. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society** v.174, pg.393, 1976.
- CLARK, D. H.; TUOHY, I. R.; DOPITA, M. A.; MATHEWSON, D. S.; LONG, K. S.; SZYMKOWIAK, A. E.; CULHANE, J. L. **The Astrophysical Journal** v.255, pg. 440, 1982.
- COHEN, R. S.; DAME, T. M.; GARAY, G.; MONTANI, J.; RUBIO, M.; THAD-DEUS, P. **The Astrophysical Journal** v.331, pg.95, 1988.
- COX, D. P.; RAYMOND, J. C. **The Astrophysical Journal** v.298, pg.651, 1985.
- DANZIGER, I. J.; DENNEFELD, M. **The Astrophysical Journal** v.207 pg.394, 1976.
- DANZIGER, I. J.; LEIBOWITZ, E. M. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society** v.216, pg.365, 1985.
- DAVIES, R. D.; ELLIOTT, K. H.; MEABURN, J. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society** v.81, pg.89, 1976.
- DENNEFELD, M. **Astronomy and Astrophysics** v.157, pg.267, 1986.
- DICKEL, J. R.; CHU, Y.; GELINO, C.; BEYER, R.; BURTON, M. G.; MILNE, D. K.; SPYROMILIO, J.; GREEN, D. A.; WILKINSON, C.; JUNKES, N. **The Astrophysical Journal** v.448, pg.623, 1995.
- DICKEL, J. R.; MILNE, D. K. **The Astronomical Journal** v.115, pg.1057, 1998.
- DICKEL, J. R.; MILNE, D. K.; JUNKES, N.; KLEIN, U. **Astronomy and Astrophysics** v.275, pg.265, 1993.
- DOPITA, M. A. **The Astrophysical Journal** v.209, p.395, 1976.

- DOPITA, M. A. **The Astrophysical Journal Supplement** v.37 pg.117, 1978.
- DOPITA, M. A. **The Astrophysical Journal** v.40 pg.455, 1979.
- DOPITA, M. A. **The Astrophysical Journal** v.231, p. L147, 1979b.
- DOPITA, M. A. **Australian Journal of Physics** v.32, pg.123, 1979c.
- DOPITA, M. A.; MATHEWSON, D. S. **Astrophysical Journal** v.231, pg.L147, 1979.
- DOPITA, M. A.; MATHEWSON, D. S.; Ford, V. L. **The Astrophysical Journal** v.214, pg.179, 1977.
- DOPITA, M. A.; DODORICO, S.; BENVENUTI, P. **The Astrophysical Journal** v.236, pg.628, 1980.
- DOPITA, M. A.; BINETTE, L.; DODORICO, S.; BENVENUTI, P. **The Astrophysical Journal** v.276, pg.653, 1984.
- DOPITA, M. A; SUTHERLAND, R. S. 2003, **Astrophysics of the diffuse universe** Berlin, New York: Springer, 2003.
- DURIC, N.; SEAQUIST, E. R. **The Astrophysical Journal** v.301, pg.308, 1986.
- DWARKADAS, V. **The Astrophysical Journal** v.541, pg.418, 2000.
- EASTMAN, RONALD G.; KIRSHNER, ROBERT P. **The Astrophysical Journal** v.347, pg.771, 1989.
- EVANS, W. D.; KLEBESADEL, R. W.; LAROS, J. G.; CLINE, T. L.; DESAI, U. D.; TEEGARDEN, B. J.; PIZZICHINI, G.; HURLEY, K.; NIEL, M.; VEDRENNE, G. **The Astrophysical Journal** v.237, pg.L7, 1980.
- FEAST, M. W. **The Magellanic Clouds, IAU Symposium, 1991** v.148 pg.1, 1991.
- FESSEN, R. A.; BLAIR, W. P.; KIRSHNER, R. P. 1985, **The Astrophysical Journal** v.292, pg.29, 1985.
- GREEN, D. A. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society** v.209, pg.449, 1984.
- GREEN D. A. **Bulletin of the Astronomical Society of India**, v.37, pg.45, 2009.
- GREVE, A.; VAN GENDEREN, A. M. **Astronomy and Astrophysics** v.59, pg.267, 1977.
- GREIDANUS, H; STROM, R. G. **Astronomy and Astrophysics** v.257, pg.265, 1992.

- GREVE, A; VAN GENDEREN, A. M. **Astronomy and Astrophysics** v.59, pg.267, 1977.
- HENIZE, KARL G. **The Astrophysical Journal** v.2, pg.315, 1956.
- HERANT, M.; WOOSLEY, S. E. **The Astrophysical Journal** v.425, pg.814, 1994.
- HESTER, J. JEFF **The Astrophysical Journal** v.314, pg.187, 1987.
- HILL, ROBERT S.; CHENG, K.-P.; BOHLIN, RALPH C.; O'CONNELL, ROBERT W.; ROBERTS, MORTON S.; SMITH, ANDREW M.; STECHER, THEODORE P. **The Astrophysical Journal** v.446, pg.622, 1995.
- HUANG, Y. L.; THADDEUS, P. **The Astrophysical Journal** v.295, pg.L13, 1985.
- HUGHES, J. P.; HELFAND, D. J.; KAHN, S. M. **The Astrophysical Journal** v.281, pg.L25, 1984.
- HUGHES, JOHN P.; HAYASHI, ICHIZO; KOYAMA, KATSUJI **The Astrophysical Journal** v.505, pg.732, 1998.
- HUI, C. Y.; BECKER, W. **Proceedings of the 363. WE-Heraeus Seminar on Neutron Stars and Pulsars 40 years after the discovery. Garching bei München, Germany, 2007**, pg.9, 2007.
- KAPLAN, D. L.; KULKARNI, S. R.; VAN KERKWIJK, M. H.; ROTHSCILD, R. E.; LINGENFELTER, R. L.; MARSDEN, D.; DANNER, R.; MURAKAMI, T. **The Astrophysical Journal** v.556, pg.399, 2001.
- KIRSHNER, R. P. **Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America, April, 1999**, v.96, pg.4224, 1999.
- KIRSHNER, R. P.; ARNOLD, C. N. **The Astrophysical Journal** v.229, pg.147, 1979.
- KLOSE, S.; HENDEN, A. A.; GEPPERT, U.; GREINER, J.; GUETTER, H. H.; HARTMANN, D. H.; KOUVELIOTOU, C.; LUGINBUHL, C. B.; STECKLUM, B.; VRBA, F. J. **The Astrophysical Journal** v.609, pg.L13, 2004.
- LAVAL, A.; ROSADO, M.; BOULESTEIX, J.; GEORGELIN, Y. P.; LE COARER, E.; MARCELIN, M.; VIALE, A. **Astronomy and Astrophysics** v.253, pg.213, 1992.
- LAVAL, A.; GREVE, A.; VAN GENDEREN, A. M. **Astronomy and Astrophysics** v.164, pg.26, 1986.
- LEVENSON, N. A.; KIRSHNER, R. P.; BLAIR, W. P.; WINKLER, P. F. **The Astronomical Journal** v.110, pg.739, 1995.

- LONG, K. S.; HELFAND, D. J. **The Astrophysical Journal** v.234, pg.L77, 1979.
- MARSDEN, D.; ROTHSCHILD, R. E.; LINGENFELTER, R. E.; PUETTER, R. C. **The Astrophysical Journal** v.470, pg.513, 1996.
- MATHEWSON, D. S.; HEALEY, J. R. **Proceedings of the International Astronomical Union Symposium, Canberra, March 18-28, 1963** pg.283, 1964.
- MATHEWSON, D. S.; CLARKE, J. N. **The Astrophysical Journal** v.179, pg.89, 1973.
- MATHEWSON, D. S.; FORD, V. L.; DOPITA, M. A.; TUPHY, I. R.; LONG, K. S.; HELFAND, D. J. **The Astrophysical Journal** v.51, pg.345, 1983.
- MCKEE, C. F.; COWIE, L. L. **The Astrophysical Journal** v.195, pg.715-725, 1975.
- MCKEE, C. F.; OSTRIKER, J. P. **The Astrophysical Journal** v.218, pg.148, 1977.
- MELNIK, I. A. C. **Variações de propriedades físicas em Puppis A**. Santa Maria:UFSM, 2009, 39. Dissertação (Mestrado em Física) - Universidade Federal de Santa Maria, Santa Maria, 2009.
- MELNIK, I. A. C.; COPETTI, M. V. F. **Astronomy and Astrophysics** v.553, id.A104, 2013.
- MILISAVLJEVIC, D.; FESEN, R. A.; GERARDY, C. L.; KIRSHNER, R. P.; CHALLIS, P. **The Astrophysical Journal** v.709, pg.1343, 2010.
- MILNE, D. K. **Australian Journal of Physics** v.23, pg.425, 1970.
- MILNE, D. K. **Australian Journal of Physics** v.32, pg.8, 1979.
- MURDIN, P.; CLARK, D. H.; CULHANE, J. L. **Memorie della Societa Astronomica Italiana** v.49, pg.583, 1978.
- OSTERBROCK, D. E.; DUFOUR, R. J. **The Astrophysical Journal** v.185, pg.441, 1973.
- OSTERBROCK, D.E.; FERLAND, G.J. **Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei** 2nd ed. Mill Valey, CA: University Science Books, 2006.
- OTSUKA, M.; VAN LOON, J. T.; LONG, K. S.; MEIXNER, M.; MATSURA, M.; REACH, W. T.; ROMAN-DUVAL, J.; GORDON, K.; SAUVAGE, M.; HONY, S.; MISSELT, K.; ENGELBRACHT, C.; PANUZZO, P.; OKUMUA, K.;

- WOODS, P. M.; KEMPER, F.; SLOAN, G. C. **Astronomy and Astrophysics** v.518, pg.L139, 2010.
- PARK, S.; BURROWS, D. N.; GARMIRE, G. P.; NOUSEK, J. A.; HUGHES, J. P.; WILLIAMS, R. M. **The Astrophysical Journal** v.586, pg.210, 2003.
- PIZZICHINI, G.; CLINE, T. L.; DESAI, U. D.; TEEGARDEN, B. J.; EVANS, W. D.; FENimore, E. E.; Klebesadel, R. W.; Laros, J. G.; Hurley, K.; Niel, M. **Proceedings of the Symposium, Venice, Italy, August 30-September 2, 1982** pg.573, 1983.
- RAYMOND, J. C. **Astrophysical Journal** v.39, pg.1, 1979.
- ROSADO, M.; LAVAL, A.; LE COARER, E.; BOULESTEIX, J.; GEORGELIN, Y. P.; MARCELIN, M. **Astronomy and Astrophysics** v.272, pg.541, 1993.
- RUSSELL, S. C.; DOPITA, M. A. **The Astrophysical Journal** v.74, pg.93, 1990.
- SANMARTIN, D. **Variações espaciais de propriedades físicas do remanescente de supernova rcw 103**. Santa Maria:UFSM, 2008, 48. Dissertação (Mestrado em Física) - Universidade Federal de Santa Maria, Santa Maria, 2008.
- SANKRIT, R.; BLAIR, W. P.; RAYMOND, J. C. **The Astronomical Journal** v.128, pg.1615, 2004.
- SEDOV, L. I. **Similarity and Dimensional Methods in Mechanics** Academic Press, New York, 1959.
- SHKLOVSKII, I. S. **Soviet Astronomy** v.4, pg.243, 1960.
- SHULL, J. M.; MCKEE, C. F. **The Astrophysical Journal** v.227, pg.131, 1979.
- SHULL, P., Jr. **The Astrophysical Journal** v.275, pg.611, 1983.
- SHULL, P., Jr. **The Astrophysical Journal** v.275, pg.592, 1983.
- SHULL, P., Jr.; DYSON, J. E.; KAHN, F. D.; WEST, K. A. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society** v.212, pg.799, 1985.
- TAYLOR, G. **Proceedings of the Royal Society of London** v.201, pg.159, 1950.
- VANCURA, O.; BLAIR, W. P.; LONG, K. S.; RAYMOND, J. C. **The Astrophysical Journal** v.394, p.158, 1992.
- VANCURA, O.; BLAIR, W. P.; LONG, K. S.; DAVIDSEN, A. F.; BOWERS, C. W.; DIXON, W. V.; DURRANCE, S. T.; FELDMAN, P. D.; FERGUSON, H. C.; HENRY, R. C.; KIMBLE, R. A.; KRISS, G. A.; KRUK, J. W.; MOOS, H. W. **The Astrophysical Journal** v.401, pg.220, 1992b.

- VAN DEN BERGH, S; DUFOUR, R. J. **PASP** v.92, pg.32, 1980.
- VAN DER MAREL, ROELAND P.; ALVES, DAVID R.; HARDY, EDUARDO; SUNTZEFF, NICHOLAS B. **The Astronomical Journal** v.124, pg.2639, 2002.
- VAN DYK, S. D.; WEILER, K. W.; SRANEK, R. A.; RUPEN, M. P.; PANAGIA, N. **The Astrophysical Journal** v.432, pg.L115, 1994.
- VAN DYK, S. D.; DAVIDGE, T. J.; ELIAS-ROSA, N.; TAUBENBERGER, S.; LI, W.; HOWERTON, S.; PIGNATA, G.; MORRELL, N.; HAMUY, M.; FILIPPENKO, A. V. **The Astronomical Journal** Submitted Nov 24, 2010.
- WESTERLUND, B. E.; MATHEWSON, D. S. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society** v.131, pg.371, 1966.
- WARREN, J. S.; HUGHES, J. P.; SLANE, P. O. **The Astronomical Journal** v.583, pg.260, 2003.