



Tese de Doutorado

**FLUTUAÇÕES DE TEMPERATURA  
ELETRÔNICA EM NEBULOSAS  
PLANETÁRIAS**

Ângela Cristina Krabbe

PPGFis

Santa Maria, RS, Brasil

2005

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA MARIA

FLUTUAÇÕES DE TEMPERATURA  
ELETRÔNICA EM NEBULOSAS  
PLANETÁRIAS ‡

Ângela Cristina Krabbe

Tese realizada sob a orientação do Prof. Dr. Marcus Vinicius Fontana Copetti, apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física da UFSM em preenchimento final dos requisitos para a obtenção do grau de Doutora em Física.

Santa Maria, RS, BRASIL

2005

---

‡Trabalho parcialmente financiado pela CAPES.

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA MARIA  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

A comissão examinadora, abaixo assinada, aprova a Tese de  
Doutorado

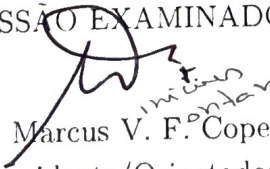
FLUTUAÇÕES DE TEMPERATURA  
ELETRÔNICA EM NEBULOSAS  
PLANETÁRIAS

elaborada por

Ângela Cristina Krabbe

como requisito parcial para a obtenção do grau de  
Doutora em Física

COMISSÃO EXAMINADORA:

  
Dr. Marcus V. F. Copetti  
(Presidente/Orientador)

  
Dr. François C. Guisnier

  
Dr. Everton Lüdke

  
Dr. Alex A. Schmidt

  
Dr. Wilson T. Zanchin

Santa Maria, 25 de janeiro de 2006.

*Aos meus pais Arlindo e Edith, por permitirem ser o que sou, pelo amor e carinho. A vocês minha eterna gratidão.*

*A memória de minha avó, Wally. Saudade.*

# Agradecimentos

- Ao professor Dr. Marcus V. F. Copetti pela orientação, confiança e pela colaboração na minha formação acadêmica.
- Ao professor Dr. Alex Schmidt e Dra. Maria Inês Copetti por terem proporcionado um ambiente adequado de trabalho.
- À Carla pelo estímulo, pela escuta, pela ajuda e pelo companheirismo. A você meu sinceros agradecimentos.
- Às minhas irmãs Solange e Carina, minhas grandes amigas e companheiras. Obrigada pelas palavras de estímulo, pela preocupação e por terem acompanhado esta trajetória.
- À minha sobrinha Caroline por ter trazido tantas alegrias na minha vida.
- Aos meus colegas de laboratório Oli, Tiago e Vinícius pelo incentivo, pela escuta e pela ajuda sempre que necessária.
- Às minhas amigas Débora e Luciana por terem estado comigo nos momentos de dificuldades desta trajetória.
- Ao meu avô, Walter, pelo orgulho e estímulo que tenho em você.
- À CAPES pelo apoio financeiro.

# Resumo

Um estudo observacional sobre variações espaciais da temperatura e densidade eletrônica em 10 nebulosas planetárias galáticas (NGC 1535, NGC 2438, NGC 2440, NGC 3132, NGC 3242, NGC 6302, NGC 6781, NGC 6563, NGC 6853 e NGC 7009) e sobre abundâncias químicas em 7 desses objetos (NGC 1535, NGC 2438, NGC 2440, NGC 3132, NGC 3242, NGC 6302 e NGC 7009) é apresentado. Os dados consistem de espectros de alta razão sinal/ruído no intervalo de 3100 a 6900 Å. As temperaturas eletrônicas foram determinadas a partir das razões de linhas [O III]( $\lambda 4959 + \lambda 5007$ )/ $\lambda 4363$  e [N II]( $\lambda 6548 + \lambda 6583$ )/ $\lambda 5755$  e da descontinuidade de Balmer. As densidades eletrônicas foram estimadas a partir das razões de linhas [S II] $\lambda 6716/\lambda 6731$ , [Cl III] $\lambda 5517/\lambda 5537$  e [Ar IV] $\lambda 4711/\lambda 4740$ . Variações de temperatura eletrônica de baixa amplitude foram encontradas ao longo da superfície nebular nas nebulosas planetárias estudadas. A distribuição da temperatura ao longo de cada nebulosa apresenta uma variância relativa à média correspondendo a  $0.0003 \leq t_s^2(\text{Bal}) \leq 0.0078$ ,  $0.0003 \leq t_s^2(\text{N II}) \leq 0.0097$  e  $0.0011 \leq t_s^2(\text{O III}) \leq 0.0050$ . Uma variação espacial sistemática da densidade eletrônica foi detectada na maioria dos objetos (NGC 1535, NGC 2438, NGC 2440, NGC 3132, NGC 3242, NGC 6302, NGC 6563 e NGC 7009). Os objetos restantes (NGC 6781 e NGC 6853) não mostraram qualquer dependência significativa da densidade com a posição. NGC 2438, NGC 6563, NGC 6781 e NGC 6853 são em geral os objetos mais difusos e provavelmente os objetos mais evoluídos estudados neste trabalho, com baixas densidades médias no intervalo de  $N_e(\text{S II}) \approx 95 - 158 \text{ cm}^{-3}$ . Uma anti-correlação entre temperatura e densidade foi encontrada para NGC 2438 e NGC 3132, com a temperatura aumentando com a diminuição da densidade; e uma correlação entre temperatura e densidade foi encontrada para NGC 2440, NGC 3242, NGC 6302 e NGC 7009, com a temperatura aumentando com o aumento da densidade. Estas relações parecem estarem associadas com a estrutura das nebulosas. As nebulosas nas quais a anti-correlação entre temperatura e densidade está presente são nebulosas do tipo anel. A correlação entre temperatura e densidade é encontrada em nebulosas planetárias bipolares que são mais densas no centro da nebulosa. Abundâncias de N, O, Ne, S e Cl foram determinadas a partir de linhas excitadas colisionalmente e abundâncias de He e  $\text{O}^{++}$  foram determinadas via linhas de recombinação. As estimativas de  $\text{O}^{++}/\text{H}^+$  para NGC 7009 e NGC 3242, derivadas de linhas de recombinação são aproximadamente um fator de 4 e 2 vezes maiores do que aquelas derivadas de linhas proibidas, respectivamente. Perfis espaciais da abundância de  $\text{O}^{++}/\text{H}^+$  estimada das linhas permitidas do O II e das linhas proibidas do [O III] foram obtidos para NGC 7009. As diferenças entre as abundâncias de  $\text{O}^{++}/\text{H}^+$  derivadas de linhas proibidas e de recombinação apresentam variações suaves ao longo da superfície nebular de NGC 7009, com as diferenças diminuindo do centro para as partes mais externas da nebulosa. Se estas diferenças nas abundâncias são explicadas pela presença das flutuações de temperatura eletrônica, quantificadas pelo parâmetro  $t^2$ , um valor de aproximadamente  $t^2 = 0.09$  é requerido para NGC 3242 e NGC 7009.

# Abstract

An observational study of the spatial variation of the electron temperature and density in 10 galactic planetary nebulae (NGC 1535, NGC 2438, NGC 2440, NGC 3132, NGC 3242, NGC 6302, NGC 6781, NGC 6563, NGC 6853, and NGC 7009) and an observational study of chemical abundances in 7 of these galactic planetary nebulae (NGC 1535, NGC 2438, NGC 2440, NGC 3132, NGC 3242, NGC 6302, and NGC 7009) are presented. The data consist of long-slit spectra of high signal-to-noise ratio in the 3100 to 6900 Å range. Electron temperatures were determined from the  $[\text{O III}](\lambda 4959 + \lambda 5007)/\lambda 4363$  and  $[\text{N II}](\lambda 6548 + \lambda 6583)/\lambda 5755$  ratios and from the Balmer discontinuity. Electron densities were estimated from the  $[\text{S II}]\lambda 6716/\lambda 6731$ ,  $[\text{Cl III}]\lambda 5517/\lambda 5537$ , and  $[\text{Ar IV}]\lambda 4711/\lambda 4740$  ratios. Electron temperature variations of low amplitude were found across the nebular surface in the planetary nebulae studied. The temperature distribution across each nebula presents a variance relative to the mean corresponding to  $0.0003 \leq t_s^2(\text{Bal}) \leq 0.0078$ ,  $0.0003 \leq t_s^2(\text{N II}) \leq 0.0097$ , and  $0.0011 \leq t_s^2(\text{O III}) \leq 0.0050$ . A systematic spatial variation of electron density has been detected in most of objects (NGC 1535, NGC 2438, NGC 2440, NGC 3132, NGC 3242, NGC 6302, NGC 6563, and NGC 7009). The remaining objects (NGC 6781 and NGC 6853) have not shown any significant electron density dependence on position. NGC 2438, NGC 6563, NGC 6781, and NGC 6853 are in general the most diffuse and probably evolved objects studied here, with low mean densities in the range  $N_e(\text{SII}) \approx 95 - 158 \text{ cm}^{-3}$ . An anti-correlation between temperature and density was found for NGC 2438 and NGC 3132, with the electron temperature increasing with the decrease of electron density and a correlation between temperature and density was found for NGC 2440, NGC 3242, NGC 6302, and NGC 7009, with the electron temperature increasing with the increase of electron density. These relationships seem to be associated with the structure of the nebula. The nebulae in which the anti-correlation between temperature and density is present are ring shaped. The correlation between temperature and density is found in bipolar planetary nebulae that are denser in the centre of the nebula. We determined the N, O, Ne, S, and Cl abundances from collisionally excited lines and the He and  $\text{O}^{++}$  abundances from recombination lines. The  $\text{O}^{++}/\text{H}^+$  estimates derived from recombination lines are about a factor of four and two higher than those derived from forbidden lines for NGC 7009 and NGC 3242, respectively. Spatial profiles of  $\text{O}^{++}/\text{H}^+$  abundance from O II permitted lines and from [O III] forbidden lines were obtained for the planetary nebula NGC 7009. The differences between the  $\text{O}^{++}/\text{H}^+$  abundances derived from recombination and from forbidden lines present smooth variations along the nebular surface of NGC 7009, with the differences decreasing from the center to the edges of the nebula. If these abundance differences are explained by the presence of electron temperature fluctuations, quantified by the parameter  $t^2$ , a value of about  $t^2 = 0.09$  is required for NGC 3242 and NGC 7009.

# Conteúdo

<b>1</b>	<b>Introdução</b>	<b>1</b>
1.1	Nebulosas Planetárias . . . . .	1
1.2	Morfologia das Nebulosas Planetárias . . . . .	3
1.3	Flutuações de Temperatura Eletrônica e Abundâncias Químicas . . . . .	4
1.4	O presente trabalho . . . . .	8
<b>2</b>	<b>Métodos para a Determinação das Propriedades Físicas</b>	<b>10</b>
2.1	Determinação da Temperatura Eletrônica . . . . .	10
2.1.1	Determinação da Temperatura Eletrônica a partir de Linhas de Emissão no Ótico . . . . .	11
2.1.2	Determinação da Temperatura Eletrônica a partir de Medidas do Contínuo Ótico . . . . .	11
2.2	Determinação da Densidade Eletrônica . . . . .	13
2.2.1	Determinação da Densidade Eletrônica a partir de Linhas de Emissão no Ótico . . . . .	13
2.3	Determinação da Abundância Química . . . . .	13
2.3.1	Determinação da Abundância Iônica . . . . .	13
2.3.2	Determinação da Abundância Total . . . . .	15
<b>3</b>	<b>Observações e Redução de Dados</b>	<b>18</b>
3.1	Observações . . . . .	18
3.2	Redução de Dados . . . . .	19
<b>4</b>	<b>Determinação das Propriedades Físicas</b>	<b>23</b>
4.1	Estimativas das Intensidades das Linhas de Emissão e do Contínuo de Balmer . . . . .	23
4.2	Correção pelo Vermelhamento . . . . .	24
4.3	Determinação da Temperatura e Densidade Eletrônica . . . . .	39
4.3.1	Determinação da abundância de hélio . . . . .	44



4.3.2	Determinação da abundância de elementos pesados a partir de linhas excitadas colisionalmente . . . . .	45
4.3.3	Determinação da abundância de $O^{++}$ derivada de linhas de recombinação . . . . .	45
<b>5</b>	<b>Resultados</b>	<b>48</b>
5.1	Variações espaciais da temperatura e densidade eletrônica . . . . .	48
5.1.1	NGC 1535 . . . . .	53
5.1.2	NGC 2438 . . . . .	54
5.1.3	NGC 2440 . . . . .	54
5.1.4	NGC 3132 . . . . .	61
5.1.5	NGC 3242 . . . . .	63
5.1.6	NGC 6302 . . . . .	64
5.1.7	NGC 6563 . . . . .	66
5.1.8	NGC 6781 . . . . .	68
5.1.9	NGC 6853 . . . . .	71
5.1.10	NGC 7009 . . . . .	74
5.2	Medidas da temperatura e densidade eletrônica obtidas do espectro integrado . . . . .	77
5.3	Abundâncias iônicas e totais . . . . .	78
<b>6</b>	<b>Discussões</b>	<b>85</b>
6.1	Comparação das densidades eletrônicas obtidas de medidas ponto a ponto . . . . .	85
6.2	Comparação das temperaturas eletrônicas obtidas de medidas ponto a ponto . . . . .	86
6.3	Comparação entre medidas ponto a ponto da temperatura e densidade eletrônica . . . . .	86
6.4	Abundâncias Químicas . . . . .	91
6.5	Comparação das abundâncias de $O^{++}/H^+$ obtidas de linhas proibidas e permitidas e magnitude das flutuações da temperatura eletrônica . . . . .	92
<b>7</b>	<b>Conclusões</b>	<b>98</b>
	<b>Bibliografia</b>	<b>101</b>
<b>A</b>	<b>Imagens das Nebulosas Planetárias</b>	<b>107</b>

B Tabelas de Dados

113

C Artigos publicados

134

# Lista de Figuras

2.1	Diagrama dos níveis de energia da configuração $p^2$ do [O III]. . . . .	12
2.2	Diagrama dos níveis de energia da configuração $p^3$ do [S II]. . . . .	14
3.1	Espectro unidimensional de NGC 2440 . . . . .	22
4.1	Variação da razão $R(\text{S II})$ em função de $N_e(\text{S II})$ . . . . .	40
4.2	Variação da razão $R(\text{Cl III})$ em função de $N_e(\text{Cl III})$ . . . . .	41
4.3	Variação da razão $R(\text{Ar VI})$ em função de $N_e(\text{Ar IV})$ . . . . .	42
4.4	Variação da razão $R(\text{O III})$ em função de $T_e(\text{O III})$ . . . . .	43
4.5	Variação da razão $R(\text{N II})$ em função de $T_e(\text{N II})$ . . . . .	44
4.6	Uma amostra da região espectral em torno de $4661 \text{ \AA}$ para NGC 7009. 47	
5.1	Uma amostra de espectros no intervalo de $4275$ a $4460 \text{ \AA}$ de diferentes áreas com brilhos superficiais para NGC 6302. . . . .	49
5.2	Uma amostra de espectros no intervalo de $5650$ a $5850 \text{ \AA}$ de áreas com diferentes brilhos superficiais para NGC 2440. . . . .	49
5.3	Uma amostra do espectro mostrando a descontinuidade de Balmer observada de áreas com diferentes brilhos superficiais para NGC 7009. 50	
5.4	Perfis Espaciais do fluxo em $H\beta$ e $N_e(\text{Ar IV})$ para NGC 1535 . . . . .	55
5.5	Perfis espaciais do fluxo em $H\beta$ , $T_e(\text{O III})$ e $T_e(\text{Bal})$ para NGC 1535 . 56	
5.6	Perfis espaciais do fluxo em $H\beta$ e $N_e(\text{S II})$ para NGC 2438 . . . . .	57
5.7	Perfis espaciais do fluxo em $H\beta$ fluxo, $T_e(\text{O III})$ e $T_e(\text{N II})$ para NGC 2438 58	
5.8	Perfis espaciais do fluxo em $H\beta$ , $N_e(\text{S II})$ , $N_e(\text{Cl III})$ e $N_e(\text{Ar IV})$ para NGC 2440 . . . . .	59
5.9	Perfis espaciais do fluxo em $H\beta$ , $T_e(\text{O III})$ , $T_e(\text{N II})$ e $T_e(\text{Bal})$ para NGC 2440 . . . . .	60
5.10	Perfis espaciais do fluxo em $H\beta$ , $N_e(\text{S II})$ , $N_e(\text{Cl III})$ e $N_e(\text{Ar IV})$ para NGC 3132 . . . . .	62
5.11	Perfis espaciais do fluxo em $H\beta$ , $T_e(\text{O III})$ e $T_e(\text{N II})$ para NGC 3132 . 63	

5.12	Perfis espaciais do fluxo em $H\beta$ , $N_e(\text{S II})$ , $N_e(\text{Cl III})$ e $N_e(\text{Ar IV})$ para NGC 3242 . . . . .	65
5.13	Perfis espaciais do fluxo em $H\beta$ , $T_e(\text{O III})$ e $T_e(\text{Bal})$ para NGC 3242 . . . . .	66
5.14	Perfis espaciais do fluxo em $H\beta$ , $N_e(\text{S II})$ , $N_e(\text{Ar IV})$ e $N_e(\text{Cl III})$ para NGC 6302 . . . . .	67
5.15	Perfis espaciais do fluxo em $H\beta$ , $T_e(\text{O III})$ e $T_e(\text{N II})$ para NGC 6302 . . . . .	68
5.16	Perfis espaciais do fluxo em $H\beta$ e $N_e(\text{S II})$ para NGC 6563 . . . . .	69
5.17	Perfis espaciais do fluxo em $H\beta$ e $T_e(\text{N II})$ para NGC 6563 . . . . .	70
5.18	Perfis espaciais do fluxo em $H\beta$ e $N_e(\text{S II})$ para NGC 6781 . . . . .	71
5.19	Perfis espaciais do fluxo em $H\beta$ e $T_e(\text{N II})$ para NGC 6781 . . . . .	72
5.20	Perfis espaciais do fluxo em $H\beta$ e $N_e(\text{S II})$ para NGC 6853 . . . . .	73
5.21	Perfis espaciais do fluxo em $H\beta$ e $T_e(\text{N II})$ para NGC 6853 . . . . .	74
5.22	Perfis espaciais do fluxo em $H\beta$ e $N_e(\text{S II})$ , $N_e(\text{Ar IV})$ e $N_e(\text{S II})$ para NGC 7009. . . . .	75
5.23	Perfis espaciais do fluxo em $H\beta$ , $T_e(\text{O III})$ , $T_e(\text{N II})$ e $T_e(\text{Bal})$ para NGC 7009. . . . .	76
5.24	Perfis espaciais do fluxo em $H\beta$ , $[\text{O III}] \lambda 4959$ e de $\text{O II} \lambda 4661$ para NGC 7009 . . . . .	82
5.25	Perfis espaciais das abundâncias $\text{O}^{++}/\text{H}^+$ obtidas a partir de linhas de recombinação e de linhas proibidas e da razão entre estas duas estimativas de abundâncias para NGC 7009 . . . . .	83
6.1	$T_e(\text{N II})$ vs. $T_e(\text{O III})$ para NGC 2438. . . . .	87
6.2	$T_e(\text{N II})$ vs. $T_e(\text{O III})_s$ para NGC 2440. . . . .	87
6.3	$T_e(\text{N II})$ vs. $T_e(\text{O III})$ para NGC 3132. . . . .	88
6.4	$T_e(\text{N II})$ vs. $T_e(\text{O III})$ para NGC 6302. . . . .	88
6.5	$T_e(\text{N II})$ vs. $T_e(\text{O III})$ para NGC 7009. . . . .	89
6.6	$T_e(\text{O III})$ vs. $\log N_e(\text{S II})$ para NGC 2440. . . . .	90
6.7	$T_e(\text{O III})$ vs. $\log N_e(\text{S II})$ para NGC 6302 . . . . .	90
6.8	Razão entre os valores de $\text{O}^{++}/\text{H}^+$ derivados de linhas de recombinações e proibidas versus a densidade eletrônica $N_e(\text{Ar IV})$ para NGC 7009. . . . .	95
A.1	Imagem de NGC 1535 . . . . .	108
A.2	Imagem de NGC 2438 . . . . .	108
A.3	Imagem de NGC 2440 . . . . .	109
A.4	Imagem de NGC 3132 . . . . .	109

---

A.5	Imagem de NGC 3242 . . . . .	110
A.6	Imagem de NGC 6302 . . . . .	110
A.7	Imagem de NGC 6563 . . . . .	111
A.8	Imagem de NGC 6781 . . . . .	111
A.9	Imagem de NGC 6853 . . . . .	112
A.10	Imagem de NGC 7009 . . . . .	112

# Lista de Tabelas

3.1	Objetos observados . . . . .	20
3.2	Registro das observações . . . . .	21
4.2	Referências para os dados atômicos . . . . .	39
5.1	Estatísticas das medidas da temperatura e da densidade eletrônica . .	51
5.1	Estatísticas das medidas da temperatura e da densidade eletrônica . .	52
5.1	Estatísticas das medidas da temperatura e da densidade eletrônica . .	53
5.2	Temperaturas e densidades eletrônicas obtidas dos espectros integrados	78
5.3	Abundâncias iônicas e totais . . . . .	79
5.4	Comparação das abundâncias de elementos derivadas por diferentes autores . . . . .	80
5.5	Abundância de $O^{++}/H^+$ derivada de linhas de recombinação . . . . .	81
6.1	Magnitude das flutuações da temperatura eletrônica . . . . .	93
B.1	Medidas do fluxo absoluto em $H\beta$ , da densidade e da temperatura eletrônica para NGC 1535. . . . .	114
B.2	Medidas do fluxo absoluto em $H\beta$ , da densidade e da temperatura eletrônica para NGC 2438. . . . .	115
B.2	Medidas do fluxo absoluto em $H\beta$ , da densidade e da temperatura eletrônica para NGC 2438. . . . .	116
B.3	Medidas do fluxo absoluto em $H\beta$ , da densidade e da temperatura eletrônica para NGC 2440. . . . .	117
B.3	Fluxos absolutos em $H\beta$ , densidades e temperaturas eletrônicas para NGC 2440. . . . .	118
B.4	NGC 3132 . . . . .	119
B.4	Medidas do fluxo absoluto em $H\beta$ , da densidade e da temperatura eletrônica para NGC 3132. . . . .	119

---

B.4	Medidas do fluxo absoluto em $H\beta$ , da densidade e da temperatura eletrônica para NGC 3132. . . . .	120
B.5	NGC 3242 . . . . .	121
B.5	Medida do fluxo absoluto em $H\beta$ , da densidade e da temperatura eletrônica para NGC 3242. . . . .	121
B.6	Medidas do fluxo absoluto em $H\beta$ , da densidade e da temperatura eletrônica para NGC 6302. . . . .	122
B.6	Medidas do fluxo absoluto em $H\beta$ , da densidade e da temperatura eletrônica para NGC 6302. . . . .	123
B.6	Medidas do fluxo absoluto em $H\beta$ , da densidade e da temperatura eletrônica para NGC 6302. . . . .	124
B.7	Medidas do fluxo absoluto em $H\beta$ , da densidade e da temperatura eletrônica para NGC 6563. . . . .	125
B.7	Medidas do fluxo absoluto em $H\beta$ , da densidade e da temperatura eletrônica para NGC 6563. . . . .	126
B.8	Medidas do fluxo absoluto em $H\beta$ , da densidade e da temperatura eletrônica para NGC 6781. . . . .	127
B.8	Medidas do fluxo absoluto em $H\beta$ , da densidade e da temperatura eletrônica para NGC 6781. . . . .	128
B.9	Medidas do fluxo absoluto em $H\beta$ , da densidade e da temperatura eletrônica para NGC 6853. . . . .	129
B.9	Medidas do fluxo absoluto em $H\beta$ , da densidade e da temperatura eletrônica para NGC 6853. . . . .	130
B.9	Medidas do fluxo absoluto em $H\beta$ , da densidade e da temperatura eletrônica para NGC 6853. . . . .	131
B.9	Medidas do fluxo absoluto em $H\beta$ , da densidade e da temperatura eletrônica para NGC 6853. . . . .	132
B.10	Medidas do fluxo absoluto em $H\beta$ , da densidade e da temperatura eletrônica para NGC 7009. . . . .	133

# Capítulo 1

## Introdução

### 1.1 Nebulosas Planetárias

As nebulosas planetárias foram assim classificadas pela primeira vez em 1785 pelo astrônomo inglês William Herschel (1738-1822), que observou milhares de nebulosas com telescópios de 30 cm e 48 cm. O nome “nebulosas planetárias” foi dado para um grupo de nebulosas que recordavam os discos esverdeados de alguns planetas. Hoje sabe-se que as nebulosas planetárias são cascas de gás ionizadas em expansão que circundam uma estrela de massa intermediária, que se encontra nas fases finais de sua evolução.

A estrela central da nebulosa planetária, responsável pela emissão de fótons ultravioletas ionizantes, tem massa no intervalo de 1 a 8 massas solares,  $M_{\odot}$ , na seqüência principal. As estrelas mais massivas evoluem mais rapidamente do que as estrelas menos massivas, de modo que as nebulosas planetárias compreendem objetos de populações diferentes. Estas estrelas centrais têm temperaturas superficiais efetivas em torno de 50 000 K, podendo atingir temperaturas superficiais superiores a 200 000 K e são, de fato, as estrelas mais quentes da Galáxia.

Uma das características observacionais principais desses objetos é a presença de linhas de emissão intensas, superpostas a um contínuo tênue em seus espectros, característica comum também das regiões H II. Entretanto, como as temperaturas das estrelas ionizantes das nebulosas planetárias são maiores do que das regiões H II, as nebulosas planetárias têm geralmente um grau de ionização maior do que os das regiões H II. Por isso, além das linhas de recombinação do H I e He I, linhas do He II são muito freqüentes em nebulosas planetárias e as linhas excitadas colisionalmente do [O III], [Ne III] e [Ne V] são mais fortes nas nebulosas planetárias do que nas regiões H II.



Os processos físicos que ocorrem nas nebulosas planetárias são basicamente a fotoionização, a recombinação, a excitação colisional e as colisões entre os próprios elétrons. A fotoionização é a absorção de um fóton por um átomo com a liberação de um elétron com uma energia cinética igual a diferença entre a energia do fóton incidente e o potencial de ionização do átomo. Para ionizar o hidrogênio, o elemento mais abundante, os fótons precisam ter energia igual ou maior que 13.6 eV. No caso do hélio, o segundo elemento mais abundante, os fótons precisam ter energia superior a 24.6 eV para ionizá-lo. A estrutura de ionização varia de nebulosa para nebulosa, dependendo do espectro de radiação ionizante e também da abundância dos elementos químicos.

No processo inverso ao da fotoionização, a recombinação, elétrons são recapturados por íons. No caso do hidrogênio, um elétron livre é recapturado pelo seu núcleo, tornando o átomo neutro novamente. As recapturas de elétrons geralmente ocorrem em níveis excitados mais altos e então decaem por transições radiativas para os níveis mais baixos até atingir o nível fundamental. Neste processo fótons são emitidos em frequências específicas, e esta é a origem do espectro de linhas de recombinação do HI e do HeI (Osterbrock, 1989).

Elétrons livres freqüentemente colidem com átomos de elementos tais como o oxigênio e o enxofre, que têm níveis de energia próximos ao fundamental. Este processo colisional pode transferir energia para o íon e portanto “povoar” esses estados de energia justamente acima do nível fundamental. Transições radiativas a partir destes níveis de energia têm probabilidades muito pequenas. Entretanto, em regiões de densidades muito baixas, como no caso das regiões H II e das nebulosas planetárias ( $N_e \leq 10^4 \text{ cm}^{-3}$ ), as desexcitações colisionais são menos prováveis do que as transições radiativas. Linhas de emissão assim produzidas, chamadas de proibidas, são muito comuns nos espectros de nebulosas gasosas, embora dificilmente são detectáveis sob condições de densidade terrestres.

Finalmente, as colisões elásticas entre os próprios elétrons livres distribuem suas energias cinéticas estabelecendo uma distribuição maxwelliana de velocidades, correspondente a uma temperatura entre 5000 e 20000 K.

As nebulosas planetárias apresentam, em média, dimensões típicas menores que 0.5 parsec, pc, e velocidades de expansão da ordem de 25 km/s, diminuindo rapidamente sua densidade eletrônica e conseqüentemente seu brilho superficial. Considerando essas duas propriedades podemos perceber que a escala de tempo da fase de planetária é de curta duração comparada com as principais escalas de tempo de evolução estelar, sendo visível somente por cerca de 20 mil anos, desaparecendo

a medida que sua matéria é espalhada no ambiente cósmico, enriquecendo o meio interestelar com carbono, oxigênio e outros elementos químicos. Densidades típicas variando de 100 a 10 000  $\text{cm}^{-3}$  têm sido estimadas nestes objetos e massas típicas da ordem de 0.01 a 1  $M_{\odot}$ .

Como as nebulosas planetárias possuem dimensões consideravelmente pequenas, estas são difíceis de serem resolvidas e portanto a maioria das nebulosas planetárias tem sido observadas na Via-Láctea. Entretanto, algumas nebulosas planetárias têm sido identificadas em outras galáxias, como na Grande e Pequena Nuvem de Magalhães e em Andrômeda.

## 1.2 Morfologia das Nebulosas Planetárias

As nebulosas planetárias apresentam uma diversidade de formas, desde estruturas muito simples de cascas arredondadas simétricas, até formas extremamente complicadas apresentando nódulos, filamentos e cascas múltiplas. A princípio, classificar as nebulosas planetárias conforme sua morfologia parece ser uma tarefa aparentemente simples, entretanto esta é de difícil quantificação, principalmente porque a aparência de uma dada nebulosa depende do comprimento de onda observado e do tempo de exposição da observação. Muitos estudos têm sido realizados com o intuito de criar esquemas de classificação morfológica para as nebulosas planetárias, como por exemplo os de Khromov & Kohoutek (1968), de Peimbert & Torres-Peimbert (1983), de Balick (1987), de Chu et al. (1987) de Stanghellini et al. (2002), e os de Manchado et al. (2000). Estes estudos ganharam um interesse renovado, especialmente depois do reconhecimento de que a morfologia pode ser interpretada a partir da interação e evolução de ventos estelares concêntricos e das condições de ionização do gás nebuloso.

Segundo a classificação de Khromov & Kohoutek (1968), na maioria das nebulosas planetárias, aproximadamente 90%, a estrutura principal, isto é as cascas, pode ser dividida em três grupos: (1) formas arredondadas ou do tipo anel; (2) formas elípticas com brilho máximo no final de cada eixo menor; (3) formas não elípticas com dois máximos de brilhos simétricos. Para cada um desses três tipos, uma estrutura periférica pode estar presente. Estas estruturas são consideravelmente mais fracas do que a estrutura principal e podem estar na forma de filamentos uniformes fechados ou do tipo arco; filamentos divergentes, e anéis mais ou menos uniformes circundando completamente a estrutura principal, também conhecidos como nebulosas planetárias de cascas múltiplas ou de halos estendidos. Estas estruturas emitem

principalmente linhas de emissão de alta excitação, tais como as linhas do [O III].

Além desses tipos morfológicos existem ainda outros tipos especiais, como as nebulosas planetárias bipolares e as irregulares. As bipolares representam quase metade das nebulosas planetárias e um critério básico de bipolaridade pode ser tomado da diferença nos brilhos ou na razão dos brilhos entre os eixos maiores e menores (Gurzadyan, 1997). Em alguns casos, estas diferenças são relativamente pequenas, como por exemplo, em NGC 6720 uma nebulosa do tipo anel. Manifestações extremas de bipolaridade ocorrem em objetos conhecidos como nebulosas retangulares ou ampulhetas.

Ainda, em escalas muito menores, existe uma variedade de estruturas como nódulos, filamentos e jatos, as quais são muito mais difíceis de serem detectadas, sendo muitas dessas só descobertas recentemente, com o uso de telescópios capazes de obter imagens de alta resolução espacial (Corradi et al., 1996; Gonçalves et al., 2003, 2004). Estas micro estruturas são mais proeminentes em linhas de emissão de baixa ionização e, portanto, são conhecidas como estruturas de baixa ionização. Curiosamente, estas micro estruturas podem aparecer nas diferentes classes morfológicas das nebulosas planetárias.

No apêndice A são mostradas as imagens dos objetos estudados neste trabalho, podendo ser observados diferentes tipos morfológicos, bem como algumas micro estruturas.

### 1.3 Flutuações de Temperatura Eletrônica e Abundâncias Químicas

Uma das propriedades físicas mais importantes no estudo de regiões H II e nebulosas planetárias é a abundância dos principais elementos presentes nestas nebulosas. O conhecimento destas abundâncias é de grande importância para traçar a evolução química do gás interestelar, calcular o gradiente radial de abundâncias em galáxias espirais e até estimar a abundância de hélio primordial.

A determinação das abundâncias químicas em nebulosas ionizadas é baseada essencialmente na análise de linhas de emissão, tanto das linhas de recombinação, quanto das linhas excitadas colisionalmente, também conhecidas como linhas proibidas. Para os elementos pesados, ou seja, qualquer elemento que não seja H e He, quase todas as determinações de abundâncias publicadas são baseadas na análise de linhas excitadas colisionalmente. Estas linhas de emissão são exponencialmente dependentes da temperatura eletrônica e, portanto, das possíveis variações espa-

ciais da temperatura existentes nas nebulosas, tornando indispensável o uso de determinações precisas da temperatura eletrônica para a obtenção de estimativas confiáveis de abundâncias iônicas.

Por outro lado, recentemente, com o desenvolvimento dos instrumentos astronômicos, principalmente com o aumento da sensibilidade dos detectores, tem sido possível obter medidas confiáveis de linhas de recombinação e, conseqüentemente, determinar abundâncias a partir destas linhas. As linhas de recombinação têm a vantagem de serem praticamente independentes da temperatura eletrônica e, a princípio, podem ser indicadores precisos de abundâncias. Entretanto, estas linhas são muito fracas, aproximadamente  $10^3$  a  $10^4$  vezes mais fracas do que as fortes linhas proibidas sendo, portanto, mais difíceis de serem medidas, principalmente em objetos com baixo brilho superficial.

É comumente reportado na literatura que as abundâncias iônicas derivadas a partir de linhas de recombinação são sistematicamente maiores do que aquelas obtidas de linhas excitadas colisionalmente. Esteban et al. (1998) obtiveram valores de  $O^{++}/H^+$  na Nebulosa de Órion usando linhas de recombinação e descobriram que estes são 1.5 vezes maiores do que os valores obtidos usando linhas proibidas. Liu et al. (1995) derivaram abundâncias de C, N e O para a nebulosa planetária NGC 7009 e descobriram que estas são aproximadamente 4 a 6 vezes maiores do que aquelas obtidas via linhas proibidas. Estas diferenças podem ser muito maiores, como por exemplo um fator de 10 para as abundâncias de C, N, O e Ne encontradas por Liu et al. (2000) na nebulosa planetária NGC 6153, ou até um fator de aproximadamente 20 para a nebulosa planetária do bojo galáctico M 1-42 (Liu et al., 2001).

Algumas hipóteses têm sido apontadas para tentar resolver este problema. Dentre elas, a mais discutida é a presença de flutuações espaciais internas de temperatura eletrônica em nebulosas ionizadas, inicialmente proposta por Peimbert (1967) para explicar as diferenças encontradas nas estimativas de temperaturas derivadas de diferentes métodos nas regiões H II M 8, M 17 e na nebulosa de Órion. Esta hipótese é baseada principalmente nas diferentes dependências das linhas de recombinação e proibidas com a temperatura eletrônica. Se estas flutuações de temperatura estiverem presentes nas nebulosas gasosas e não forem consideradas, as abundâncias derivadas a partir de linhas excitadas colisionalmente serão subestimadas e ao mesmo tempo, não terão praticamente efeitos sobre as abundâncias obtidas a partir de linhas de recombinação.

A presença de flutuações da temperatura eletrônica em nebulosas gasosas é geralmente quantificada pelo parâmetro  $t^2$ . A seguir, será apresentado o formalismo do

$t^2$  desenvolvido por Peimbert (1967).

A intensidade de uma dada linha de emissão observada,  $I(\lambda)$ , é dada pela seguinte expressão

$$I(\lambda) = \int N_i N_e \epsilon_l(T) d\Omega dl, \quad (1.1)$$

sendo  $N_i$  e  $N_e$  a densidade do íon responsável pela emissão e a densidade eletrônica, respectivamente,  $\epsilon_l(T)$  o coeficiente de emissão, que é uma função da temperatura,  $\Omega$  o ângulo sólido observado e  $l$  a distância dentro da nebulosa, ao longo da linha de visada.

O coeficiente de emissão pode ser expandido em uma série de Taylor em torno de uma temperatura média  $T_0$ . Se a variação da temperatura sobre o volume considerado na integral acima for relativamente pequena, esta série pode ser truncada e escrita somente até os termos de segunda ordem como

$$\epsilon_l(T) = \epsilon_l(T_0) + (T - T_0) \left( \frac{d\epsilon_l}{dT} \right)_0 + \frac{1}{2} (T - T_0)^2 \left( \frac{d^2\epsilon_l}{dT^2} \right)_0. \quad (1.2)$$

Utilizando esta expansão em série, a expressão 1.1 pode ser escrita como

$$\int N_i N_e \epsilon_l(T) d\Omega dl = \epsilon_l(T_0) \int N_i N_e d\Omega dl + \frac{1}{2} \left( \frac{d^2\epsilon_l}{dT^2} \right)_0 \int N_i N_e (T - T_0)^2 d\Omega dl. \quad (1.3)$$

E finalmente, usando a equação 1.3,  $T_0$  e  $t^2$ , respectivamente, a temperatura média e o desvio médio quadrático da temperatura, pesados pela densidade ao quadrado, são definidos como

$$T_0 = \frac{\int N_i N_e T d\Omega dl}{\int N_i N_e d\Omega dl}, \quad (1.4)$$

$$t^2 = \frac{\int N_i N_e (T - T_0)^2 d\Omega dl}{T_0^2 \int N_i N_e d\Omega dl}. \quad (1.5)$$

Embora o conceito de flutuações de temperatura eletrônica seja de certa forma bastante trivial,  $t^2$  não pode ser medido diretamente. Então, estimativas dos valores de  $t^2$  têm sido obtidas comparando as abundâncias de elementos pesados via linhas proibidas e de recombinação. Os valores necessários de  $t^2$  para eliminar as diferenças nas estimativas de abundâncias derivadas a partir destes dois métodos são altos, e estão num intervalo de  $0.02 \leq t^2 \leq 0.10$  (Esteban et al., 1998, 1999; Garcia-Rojas et al., 1998; Liu et al., 1995), os quais representam dispersões entre 15% a 30%.

Estimativas das flutuações de temperaturas eletrônicas têm sido também obtidas a partir de medidas ponto a ponto da temperatura eletrônica ao longo da superfície nebulosa para as nebulosas planetárias NGC 4361 (Liu, 1998) e NGC 7009 (Rubin et al., 2002), e para as regiões H II 30 Doradus (Krabbe & Copetti, 2002) e a nebulosa de Órion Nebula (Rubin et al., 2003; O'Dell et al., 2003). As estimativas das flutuações da temperatura eletrônica encontradas para estes objetos foram:  $t_s^2(\text{O III}) = 0.002$  para a nebulosa planetária NGC 4361 (Liu, 1998),  $t_s^2(\text{O III}) = 0.0035$  para a nebulosa planetária NGC 7009 (Rubin et al., 2002),  $t_s^2(\text{O III}) = 0.0025$  para a nebulosa 30 Doradus (Krabbe & Copetti, 2002) e  $t_s^2(\text{O III}) = 0.00682 - 0.0176$  e  $t_s^2(\text{N II}) = 0.00584 - 0.0175$  para a nebulosa de Órion (Rubin et al., 2003). Entretanto, os valores dessas estimativas são muito menores do que os valores requeridos para explicar o problema na determinação das abundâncias.

Por outro lado, os valores destas estimativas são compatíveis com os valores previstos pelos modelos de fotoionização (Kingdon & Ferland, 1995; Gruenwald & Viegas, 1995). Gruenwald & Viegas (1995) obtiveram medidas das flutuações de temperatura eletrônicas,  $t^2$ , para condições de nebulosas típicas através de modelos de fotoionização padrão. Os resultados obtidos mostraram que  $t^2$  é dependente do íon, da densidade do gás e também do fluxo ionizante estelar. Estes modelos produzem baixos valores de flutuações de temperatura eletrônica, os quais são insuficientes para explicar as discrepâncias encontradas nas abundâncias derivadas via linhas proibidas e de recombinação. Kingdon & Ferland (1995) examinaram flutuações de temperatura em modelos de nebulosas variando a temperatura estelar e a densidade total de hidrogênio e estes modelos também não conseguiram produzir valores suficientemente altos de  $t^2$  para explicar as discrepâncias encontradas nas abundâncias derivadas via linhas proibidas e de recombinação.

Entretanto, até o momento, estes quatro objetos são os únicos para os quais estimativas diretas de flutuações de temperaturas têm sido publicadas, indicando que estudos observacionais de medidas ponto a ponto da temperatura eletrônica em um número maior de objetos são de fundamental importância para estimar a amplitude das flutuações de temperatura eletrônica em nebulosas gasosas.

Outra solução sugerida para resolver as discrepâncias encontradas nas abundâncias determinadas via estes dois métodos baseia-se na presença de regiões que ocupam uma pequena fração de volume da nebulosa, deficientes em hidrogênio, de alta densidade e rica em elementos pesados, onde as linhas de recombinação serão fortemente aumentadas. Um suporte para esta hipótese poderia surgir dos perfis espaciais de abundâncias de elementos pesados determinados a partir de linhas proibidas e de

recombinação em nebulosas ionizadas. Entretanto, até agora, tal estudo foi somente realizado para as nebulosas planetárias NGC 6153 (Liu et al., 2000) e NGC 6720 (Garnett & Dinerstein, 2001) e nenhuma evidência que fortaleça tal hipótese foi encontrada.

Portanto, as discrepâncias encontradas nas abundâncias de elementos pesados derivadas via linhas de recombinação e proibidas lançam dúvidas sobre a precisão das determinações de abundâncias em nebulosas gasosas, e conclusões definitivas ainda não puderam ser encontradas para resolver este problema.

## 1.4 O presente trabalho

Este trabalho apresenta um estudo sistemático sobre as variações da temperatura e densidade eletrônica em 10 nebulosas planetárias galáticas (NGC 1535, NGC 2438, NGC 2440, NGC 3132, NGC 3242, NGC 6302, NGC 6563, NGC 6781, NGC 6853 e NGC 7009), sobre a determinação das abundâncias iônicas e totais de He, N, O, Ne, S e Cl em 7 dessas nebulosas planetárias (NGC 1535, NGC 2438, NGC 2440, NGC 3132, NGC 3242, NGC 6302, e NGC 7009), e, por fim, sobre a variação espacial das abundâncias de  $O^{++}$  derivadas de linhas excitadas colisionalmente e de recombinação na nebulosa planetária NGC 7009. Os objetivos principais deste trabalho são quantificar as flutuações de temperaturas eletrônicas presentes nestas nebulosas; comparar as abundâncias de  $O^{++}$  derivadas a partir de linhas de recombinação e proibidas e quantificar as diferenças encontradas nestas abundâncias; verificar se tais flutuações de temperatura eletrônica são suficientes para explicar as diferenças existentes nas abundâncias determinadas a partir das linhas de recombinação e proibidas e, por fim, verificar se existem outras propriedades físicas que possam explicar tais discrepâncias.

Para este estudo, dados espectrofotométricos de fenda longa de alta razão sinal/ruído no intervalo de 3100 a 6900 Å foram analisados. As temperaturas eletrônicas foram derivadas de medidas ponto a ponto das razões de linhas  $[O\ III](\lambda\ 4959 + \lambda\ 5007)/\lambda\ 4363$  e  $[N\ II](\lambda\ 6548 + \lambda\ 6583)/\lambda\ 5755$  e da descontinuidade de Balmer. Medidas ponto a ponto de densidades eletrônicas obtidas das razões  $[S\ II]\lambda\ 6716/\lambda\ 6731$ ,  $[Ar\ IV]\lambda\ 4711/\lambda\ 4740$  e  $[Cl\ III]\lambda\ 5517/\lambda\ 5537$  também foram obtidas. As abundâncias de N, O, Ne, S e Cl foram derivadas de linhas de emissão excitadas colisionalmente, enquanto as abundâncias de He e  $O^{++}$  foram obtidas via linhas permitidas.

Os métodos utilizados para as estimativas da temperatura, densidade eletrônica e para a determinação das abundâncias iônicas e totais são descritas no capítulo 2. No

capítulo 3 estão descritos os procedimentos observacionais e de redução de dados. No capítulo 4 são descritos os processos utilizados para a obtenção das estimativas das intensidades das linhas, para a correção dos fluxos pela extinção interestelar e para a determinação da temperatura, densidade e da abundância de elementos químicos. Os resultados obtidos são apresentados no capítulo 5 e as discussões desses resultados estão no capítulo 6. No último capítulo, encontram-se as conclusões deste trabalho. No apêndice C estão listados os artigos publicados (Krabbe & Copetti, 2005, 2006) referentes a este estudo.



## Capítulo 2

# Métodos para a Determinação das Propriedades Físicas

A temperatura e a densidade eletrônica são parâmetros fundamentais para caracterizar fisicamente as nebulosas fotoionizadas. Uma vez conhecidos estes dois parâmetros, as abundâncias dos principais elementos químicos da nebulosa podem ser determinadas a partir da intensidade de uma dada linha de emissão observada no espectro ótico e ultravioleta.

### 2.1 Determinação da Temperatura Eletrônica

A temperatura em um ponto particular numa nebulosa estática é resultado do equilíbrio entre os processos de aquecimento e resfriamento do gás. O aquecimento é proveniente da fotoionização e o resfriamento é oriundo da recombinação, da excitação colisional e de outro mecanismo menos importante, a emissão livre-livre, também conhecida por *bremstrahlung*.

A determinação dessa propriedade física pode ser realizada a partir de diferentes métodos, tais como: medidas de razões de intensidades de pares de linhas de emissão no ótico; da razão da intensidade de uma linha com a intensidade do contínuo de recombinação ótico; do contínuo em rádio e a de linhas de recombinação em rádio. A seguir, serão discutidos os métodos utilizados na determinação da temperatura eletrônica.

### 2.1.1 Determinação da Temperatura Eletrônica a partir de Linhas de Emissão no Ótico

A razão entre as linhas de emissão de um mesmo íon, com configuração fundamental do tipo  $p^2$  e energias de excitação consideravelmente diferentes em uma mesma região do comprimento de onda observável, pode ser usada para determinar a temperatura eletrônica, pois as taxas relativas de excitação para o nível superior e inferior dependem fortemente da temperatura.

Os melhores exemplos de razões de linhas de emissão associadas a íons com este tipo de estrutura são  $[\text{O III}](\lambda 4959 + \lambda 5007)/\lambda 4363$  e  $[\text{N II}](\lambda 6548 + \lambda 6583)/\lambda 5755$ . Na figura 2.1 é mostrado a estrutura de níveis do  $[\text{O III}]$ . A razão  $[\text{O III}](\lambda 4959 + \lambda 5007)/\lambda 4363$  é medida facilmente em nebulosas com alta luminosidade, para as quais estas linhas são muito intensas. Por outro lado, as linhas do  $[\text{N II}]$  são mais intensas nas partes mais externas das nebulosas ionizadas, onde a ionização é menor, sendo portanto mais fáceis de serem medidas em nebulosas com menor brilho superficial. Um dos maiores problemas na determinação destas razões de linhas de emissão está nas estimativas do fluxo das linhas  $[\text{O III}]\lambda 4363$  e  $[\text{N II}]\lambda 5755$ , as quais são muito mais fracas se comparadas com as outras linhas de emissão  $[\text{O III}]\lambda 4959, 5007$  e  $[\text{N II}]\lambda 6548, 6584$ , respectivamente. Outra dificuldade também presente nas medidas do fluxo da linha  $[\text{O III}]\lambda 4363$  se deve ao fato de que a linha  $\text{Hg I}\lambda 4358$ , formada na atmosfera terrestre, está muito próxima à linha  $[\text{O III}]\lambda 4363$ , o que requer espectros com alta resolução.

### 2.1.2 Determinação da Temperatura Eletrônica a partir de Medidas do Contínuo Ótico

A temperatura eletrônica pode também ser determinada através da medida da intensidade do contínuo de recombinação relativa a de uma dada linha de recombinação. A explicação física da dependência da temperatura com esta razão reside no fato que a emissão no contínuo (por unidade de frequência) depende da largura da função de distribuição de velocidades do elétron livre, isto é, da  $T_e$  (Osterbrock, 1989).

Dois exemplos de contínuos utilizados neste método são: um, próximo a  $\lambda 4861$ , que inclui o contínuo de dois fótons e de recombinação de  $\text{HI}$  e  $\text{HeI}$ , e o outro, a descontinuidade de Balmer em  $\lambda 3646$ , que inclui principalmente o contínuo de recombinação de  $\text{HI}$ , resultante de recapturas ao nível 2.

As observações do contínuo são relativamente difíceis, principalmente porque este

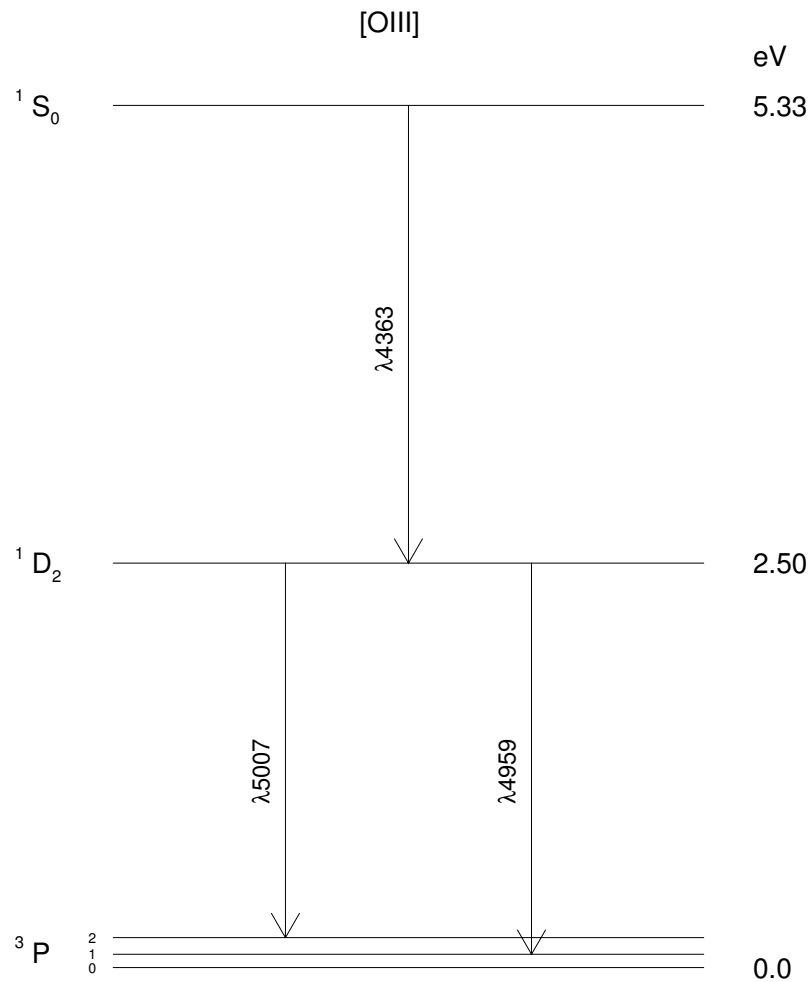


Figura 2.1: Diagrama dos níveis de energia da configuração  $p^2$  do [O III]. Os níveis  $^3P$  estão fora de escala para uma melhor visualização.

pode ser bastante débil e muitas vezes repleto de linhas de emissão fracas. Até o momento, os dados mais precisos publicados foram os da descontinuidade de Balmer, que é consideravelmente mais forte do que o contínuo próximo a  $\lambda 4861$ . As medidas publicadas de temperatura eletrônica a partir de medidas do contínuo ótico são muito menores do que as estimadas das razões de linhas excitadas colisionalmente. Estimativas da temperatura obtidas de medidas do contínuo ótico foram apresentadas por Peimbert (1971), Liu & Danziger (1993), e Zhang et al. (2004), sendo, em geral, menores do que aquelas determinadas a partir de linhas proibidas.

## 2.2 Determinação da Densidade Eletrônica

A densidade eletrônica em uma nebulosa ionizada pode ser determinada a partir de linhas de emissão excitadas colisionalmente e de linhas de emissão de recombinação observadas no espectro em rádio. A seguir, será discutido o método utilizado na determinação da densidade eletrônica.

### 2.2.1 Determinação da Densidade Eletrônica a partir de Linhas de Emissão no Ótico

As razões entre duas intensidades de linhas de emissão emitidas por um mesmo íon correspondentes a transições de um mesmo nível para níveis diferentes mas com energias de excitação próximas, podem ser utilizadas nas estimativas de densidade de elétrons livres. Se estes dois níveis têm diferentes probabilidades de transição radiativa a população relativa destes dependerá essencialmente da densidade eletrônica. É esse o caso de íons com configuração fundamental do tipo  $p^3$ .

Exemplos de íons comuns nas nebulosas com este tipo de estrutura são o  $O^+$ ,  $S^+$ ,  $Cl^{++}$  e  $Ar^{+++}$ . Na figura 2.2 é apresentado um diagrama da estrutura de configuração fundamental do tipo  $p^3$  do [SII].

## 2.3 Determinação da Abundância Química

A abundância de íons presentes em nebulosas ionizadas pode ser determinada a partir das medidas das intensidades relativas de suas respectivas linhas de emissão. Os principais elementos com linhas de emissão detectadas no espectro ótico são H, He, N, Ne, O, S, Cl e Ar. Dentre estes elementos, H e He possuem somente linhas de recombinação, tendo em vista a inexistência de elétrons livres suficientemente energéticos para excitá-los colisionalmente. Por outro lado, linhas excitadas colisionalmente e de recombinação podem ser observadas simultaneamente para elementos menos abundantes, como O, N e Ne. Entretanto, estas linhas de recombinação são muito fracas e, portanto, são muito mais difíceis de serem medidas do que as linhas proibidas.

### 2.3.1 Determinação da Abundância Iônica

Como discutido anteriormente, a intensidade observada de uma determinada linha de emissão é definida pela expressão 1.1. Normalmente estas intensidades de

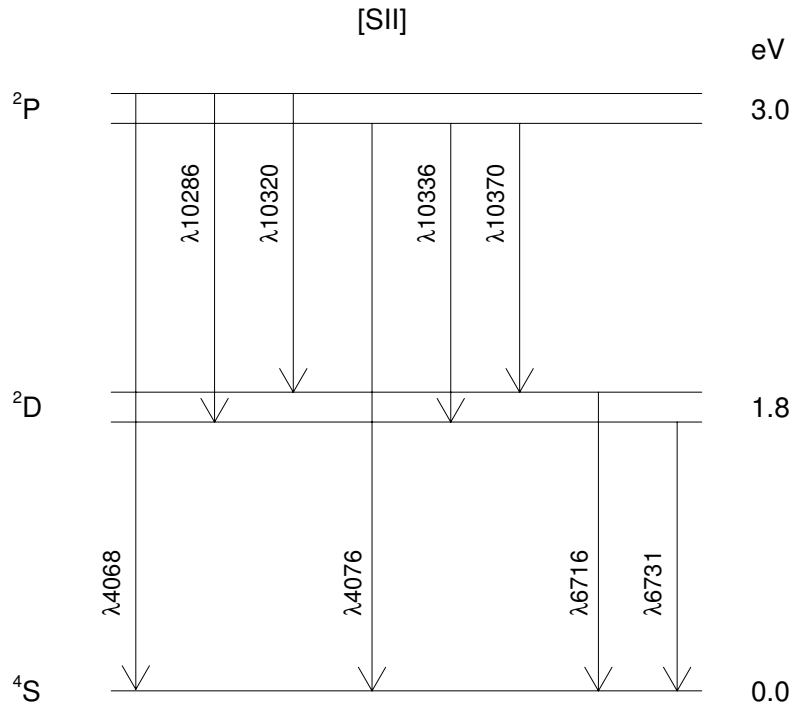


Figura 2.2: Diagrama dos níveis de energia da configuração  $p^3$  do [SII].

linhas de emissão são normalizadas em relação a uma linha intensa do hidrogênio, geralmente sendo  $H\beta$  a linha de referência, e são diretamente proporcionais às abundâncias relativas ao hidrogênio dos íons correspondentes.

Portanto, a abundância de um íon qualquer,  $X^{+i}$ , relativo ao  $H^+$ , estimada a partir da razão da intensidade de uma linha de transição  $\lambda$  relativa a intensidade de  $H\beta$  é dada por

$$\frac{N(X^{+i})}{N(H^+)} = \frac{I(\lambda)}{I(H\beta)} \frac{\epsilon(H\beta)}{\epsilon(\lambda)}. \quad (2.1)$$

Para linhas excitadas colisionalmente no limite de baixa densidade, o coeficiente de emissão pode ser expresso como

$$\epsilon(\lambda) = h\nu q_{coll}(\lambda) = (hc/\lambda) 8.63 \times 10^{-6} (\Omega/\omega_1) T_e^{-0.5} e^{-\chi/kT_e}, \quad (2.2)$$

sendo  $\Omega$  a força de colisão para as transições observadas,  $\omega_1$  o peso estatístico do nível inferior e  $\chi$  a energia de excitação do nível superior.

Para linhas de recombinação, o coeficiente de emissão é dado por

$$\epsilon(\lambda) = h\nu q_{rec}(\lambda) = \frac{hc}{\lambda} \alpha_{eff}(\lambda) \quad (\text{erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1}), \quad (2.3)$$

sendo  $\alpha_{eff}(\lambda)$  o coeficiente de recombinação efetivo para a linha de recombinação de comprimento de onda  $\lambda$ .

Como pode ser verificado nas expressões acima, o coeficiente de emissão para linhas excitadas colisionalmente depende fortemente da temperatura eletrônica, em comparação ao coeficiente de emissão das linhas de recombinação. Portanto, medidas precisas da temperatura eletrônica são essenciais na determinação da abundância de elementos determinados a partir de linhas proibidas.

### 2.3.2 Determinação da Abundância Total

Geralmente, o maior interesse no cálculo das abundâncias químicas está no conhecimento da abundância total de um dado elemento. A determinação da abundância total pode ser obtida somando-se as abundâncias de todas as espécies iônicas deste elemento. Esta tarefa, aparentemente simples, torna-se um pouco mais complexa quando não é possível encontrar nos espectros linhas correspondentes a todos os seus estágios de ionização. Para esses casos, são necessários fatores de correção de ionização, *icfs*, os quais são obtidos a partir de modelos de fotoionização e métodos empíricos. Alguns trabalhos discutindo mais detalhadamente os *icfs* foram realizados por Torres-Peimbert & Peimbert (1977), Pagel et al. (1978), Mathis & Rosa (1991) e Kingsburgh & Barlow (1994). A seguir apresentamos os *icfs* adotados neste trabalho para determinar as abundâncias totais de He, O, N, Ne, Cl e S. Os *icfs* adotados foram os de Kingsburgh & Barlow (1994), exceto para o Cl, que foi adotado o esquema de Liu et al. (2000).

#### a) Oxigênio

Se somente linhas de emissão do  $O^+$  e  $O^{++}$  são observadas no espectro ótico, a abundância total do oxigênio relativa ao hidrogênio pode ser obtida a partir da expressão

$$\frac{N(O)}{N(H)} = icf(O) \frac{N(O^+ + O^{++})}{N(H^+)}, \quad (2.4)$$

cujo *icf*(O) corrige a abundância do oxigênio relativo ao H para os estágios mais altos de ionização e é dado por

$$icf(O) = \frac{N(He^+ + He^{++})^{2/3}}{N(He^+)}. \quad (2.5)$$

O *icf*(O) é baseado na similaridade entre o potencial de ionização do  $O^{++}$  e do

$\text{He}^{++}$ , a qual é uma boa aproximação para nebulosas onde o  $\text{He}^{++}$  está presente.

### b) Nitrogênio

Quando as observações se restringem apenas à região espectral do ótico, somente linhas de emissão do íon  $\text{N}^+$  podem ser observadas. Neste caso, a abundância do nitrogênio relativa ao hidrogênio é dada por

$$\frac{N(\text{N})}{N(\text{H})} = icf(\text{N}) \frac{N(\text{N}^+)}{N(\text{H}^+)}. \quad (2.6)$$

Baseando-se na similaridade entre o potencial de ionização do  $[\text{N II}]$  e  $[\text{O II}]$ , temos que

$$icf(\text{N}) = \frac{N(\text{O})}{N(\text{O}^+)}. \quad (2.7)$$

### c) Neônio

Na determinação da abundância do neônio, assume-se que a contribuição do  $\text{Ne}^+$  é desprezível. Se todos os estágios de ionização são observados, isto é,  $\text{Ne}^{++}$ ,  $\text{Ne}^{3+}$  e  $\text{Ne}^{4+}$ , a abundância total é simplesmente a soma das abundâncias iônicas do neônio, ou seja,

$$\frac{N(\text{Ne})}{N(\text{H})} = \frac{N(\text{Ne}^{++} + \text{Ne}^{3+} + \text{Ne}^{4+})}{N(\text{H}^+)}. \quad (2.8)$$

Se somente linhas do  $\text{Ne}^{++}$  são observadas no espectro ótico, podemos escrever a abundância total como

$$\frac{N(\text{Ne})}{N(\text{H})} = icf(\text{Ne}) \frac{N(\text{Ne}^{++})}{N(\text{H}^+)}, \quad (2.9)$$

cujo  $icf(\text{Ne})$  é dado por

$$icf(\text{Ne}) = \frac{N(\text{O})}{N(\text{O}^{++})}. \quad (2.10)$$

E finalmente, quando linhas do  $\text{Ne}^{3+}$  não estão presentes nos espectros, a abundância total pode ser obtida a partir da seguinte expressão

$$\frac{N(\text{Ne})}{N(\text{H})} = 1.5 \frac{N(\text{Ne}^{++} + \text{Ne}^{4+})}{N(\text{H}^+)}. \quad (2.11)$$

**d) Enxofre**

No espectro ótico linhas do  $S^+$  e  $S^{++}$  podem ser observadas. Quando somente linhas de um estágio de ionização do enxofre são detectadas, sua abundância total torna-se um tanto incerta e, portanto, não será determinada. Por outro lado, quando linhas do  $S^+$  e  $S^{++}$  são observadas, abundância total é assumida como

$$\frac{N(S)}{N(H)} = icf(S) \frac{N(S^+ + S^{++})}{N(H^+)}, \quad (2.12)$$

sendo

$$icf(S) = \left[ 1 - \left( 1 - \frac{N(O^+)}{N(O)} \right)^3 \right]^{-1/3}. \quad (2.13)$$

**e) Cloro**

A abundância total do cloro é calculada usando

$$\frac{N(Cl)}{N(H)} = icf(Cl) \frac{N(Cl^{++})}{N(H^+)}, \quad (2.14)$$

sendo

$$icf(Cl) = \frac{N(S)}{N(S^{++})}, \quad (2.15)$$

que está baseado nas similaridades dos potenciais de ionização dos íons do Cl e do S



# Capítulo 3

## Observações e Redução de Dados

Neste capítulo são descritos os procedimentos observacionais e de redução de dados.

### 3.1 Observações

As observações foram realizadas em janeiro, julho e dezembro de 2002 com o espectrógrafo Boller & Chivens acoplado ao telescópio de 1.52 m do ESO, Chile, e em setembro de 1994 e maio de 2002 com o espectrógrafo Cassegrain do telescópio de 1.60 m do LNA, Brasil. No ESO foi usado um CCD Loral de  $2688 \times 512$  píxeis e no LNA foi usado um CCD SITE de  $1024 \times 1024$  píxeis em maio de 2002 e um CCD EEV de  $800 \times 1024$  píxeis em setembro de 1994. Foi usada uma rede de 1200 linhas  $\text{mm}^{-1}$  no LNA e no ESO foi usada uma rede de 2400 linhas  $\text{mm}^{-1}$  durante os turnos de janeiro e julho e uma rede de 1200 linhas  $\text{mm}^{-1}$  durante o turno de dezembro. A escala espacial foi de  $0.82'' \text{pxl}^{-1}$  para o CCD Loral,  $0.90'' \text{pxl}^{-1}$  para o CCD EEV e  $1.0'' \text{pxl}^{-1}$  para o CCD SITE. As fendas usadas têm uma abertura correspondente no plano do céu de  $2'' \times 250''$  para as observações no ESO e de  $2'' \times 320''$  para as observações no LNA.

Exposições de *flat-field* de cúpula foram obtidas no começo e no final das noites. Várias medidas de *bias* foram obtidas ao longo de cada noite. Para a calibração em fluxo foram observadas estrelas padrão espectrofotométricas. Para a calibração em comprimento de onda espectros de lâmpadas de He-Ar-Ne foram obtidos antes e depois de cada exposição do objeto.

Na tabela 3.1 estão listados os objetos deste estudo e no Apêndice A são apresentadas imagens dos mesmos. Múltiplos espectros bidimensionais com diferentes tempos de exposições foram obtidos na mesma posição de fenda em cada nebulosa

para aumentar a razão sinal-ruído. Os tempos de exposições foram limitados a 1800 s para minimizar os efeitos de raios cósmicos, e tempos menores de exposições de 120 s ou mais foram obtidos para medir as intensidades das linhas de emissão mais intensas, muito próximas do limite de saturação ou que saturaram nas exposições mais longas. Em cada nebulosa a fenda foi orientada no sentido leste-oeste e centrada na estrela central. Na tabela 3.2 são apresentados o número e o tempo de exposições, a dispersão, a resolução espectral medida pela largura a meia altura FWHM das linhas das lâmpadas de comparação, o intervalo de comprimento de onda dos espectros, o telescópio usado e a data das observações.

## 3.2 Redução de Dados

A redução de dados foi realizada usando o software de processamento de dados *Image Reduction and Analysis Facility (IRAF)*. Foram realizados os procedimentos padrões de correção de *bias* e *flat-field*, remoção interativa dos raios cósmicos, extração de espectros unidimensionais e calibração em comprimento de onda e fluxo. Com o objetivo de aumentar a razão sinal-ruído, uma adição das colunas do CCD ao longo da direção espacial foi realizada, resultando em espectros unidimensionais com escalas espaciais de  $1.64'' \text{ pxl}^{-1}$ , os quais foram utilizados no estudo das variações espaciais das propriedades nebulares. Combinando os espectros unidimensionais, espectros médios foram obtidos para cada nebulosa planetária após a integração da luz ao longo da fenda. Na figura 3.1 é mostrado dois desses espectros unidimensionais obtidos na faixa de 3400 a 5400 Å e de 5400 a 6940 Å para NGC 2440.

Tabela 3.1: Objetos observados

Objeto	$\alpha(2000)$	$\delta(2000)$	$l$	$b$	$d(\text{pc})$	$\theta(\prime\prime)$
NGC 1535	04 <sup>h</sup> 14 <sup>m</sup> 15 <sup>s</sup> .6	−12 <sup>h</sup> 44 <sup>m</sup> 22 <sup>s</sup> .5	206°48	−40°56	1649 [2]	9.2 [2]
					2140 [1]	
					2283 [3]	
NGC 2438	07 41 50.3	−14 44 08.8	231.80	4.12	1519 [2]	35.2 [2]
					850 [1]	
					1203 [3]	
NGC 2440	07 41 55.3	−18 12 30.5	234.84	2.42	1088 [2]	16.4 [2]
					1010 [1]	
					1348 [3]	
NGC 3132	10 07 01.7	−40 26 11.7	272.11	12.40	1079 [2]	28.0 [2]
					1110 [1]	
					1251 [3]	
NGC 3242	10 24 46.0	−18 38 32.3	261.05	32.05	810 [2]	20.2 [2]
					860 [1]	
					1083 [3]	
NGC 6302	17 13 44.6	−37 06 11.7	349.51	1.06	415 [2]	22.3 [2]
					950 [1]	
					525 [3]	
NGC 6563	18 12 02.5	−33 52 06.0	358.50	−7.34	1867 [2]	22.6 [2]
					1270 [1]	
					1631 [3]	
NGC 6781	19 18 28.2	06 32 23.0	41.84	−2.99	904 [2]	35.0 [2]
					910 [1]	
					699 [3]	
NGC 6853	19 59 36.2	22 43 15.6	60.84	−3.70	400 [2]	100.0 [2]
					250 [1]	
					262 [1]	
NGC 7009	21 04 10.8	−11 21 48.0	37.76	−34.57	871 [2]	13.4 [2]
					1280 [1]	
					1201 [3]	

*Referências:* [1] Cahn & Kaler (1971); [2] Maciel & Pottasch (1980); [3] Cahn et al. (1992)

*Convenções:*  $\alpha$ ,  $\delta$ : coordenadas equatoriais;  $l$ ,  $b$ : coordenadas galáticas, em graus;  $d$ : distância, em pc;  $\theta$ : raio angular, em segundos de arco

Tabela 3.2: Registro das observações

Objeto	Data	Telesc.	$\Delta\lambda$ (Å)	FWHM (Å)	Disp. (Å/pxl)	Tempo de exp. (s)
NGC 1535	30.12.2002	1.52 m	4630-6940	3.0	1.0	$3 \times 1200 + 4 \times 300$
	31.12.2002	1.52 m	3120-5430	3.0	1.0	$3 \times 1200 + 3 \times 120$
NGC 2438	04.01.2002	1.52 m	3840-5100	1.5	0.50	$4 \times 1500$
	05.01.2002	1.52 m	3840-5100	1.5	0.50	$4 \times 600$
	02.05.2002	1.60 m	6120-6900	2.8	0.75	$3 \times 1200$
	30.12.2002	1.52 m	4630-6940	3.0	1.0	$3 \times 1200$
	31.12.2002	1.52 m	3120-5430	3.0	1.0	$3 \times 1200$
	05.01.2002	1.52 m	3840-5100	1.5	0.50	$4 \times 1500 + 4 \times 120$
NGC 2440	02.05.2002	1.60 m	6120-6900	2.8	0.75	$4 \times 600$
	29.12.2002	1.52 m	3120-5430	3.0	1.0	$3 \times 1500 + 6 \times 120$
	30.12.2002	1.52 m	4630-6940	3.0	1.0	$2 \times 600 + 6 \times 100$
	31.12.2002	1.52 m	3120-5430	3.0	1.0	$3 \times 600$
NGC 3132	31.12.2002	1.52 m	4630-6940	3.0	1.0	$1 \times 1200 + 1 \times 100$
	31.12.2002	1.52 m	4630-6940	3.0	1.0	$1 \times 1200 + 1 \times 100$
NGC 3242	02.05.2002	1.60 m	6120-6900	2.8	0.75	$1 \times 300 + 2 \times 1200$
	04.01.2002	1.52 m	3840-5100	1.5	0.50	$2 \times 600 + 3 \times 120$
	05.01.2002	1.52 m	3840-5100	1.5	0.50	$3 \times 600$
	10.07.2002	1.52 m	3300-5100	3.0	0.75	$4 \times 1200$
	10.07.2002	1.52 m	4460-6800	3.0	0.75	$3 \times 600$
	09.07.2002	1.52 m	4490-6860	3.0	0.75	$6 \times 300 + 1 \times 120$
NGC 6302	09.07.2002	1.52 m	4490-6860	3.0	0.75	$4 \times 1800 + 4 \times 150$
	10.07.2002	1.52 m	3300-5100	3.0	0.75	$3 \times 600$
NGC 6563	10.07.2002	1.52 m	4460-6800	3.0	0.75	$3 \times 1200$
NGC 6781	09.07.2002	1.52 m	4690-6860	3.0	0.75	$2 \times 1200$
NGC 6853	09.07.2002	1.52 m	4490-6860	3.0	0.75	$3 \times 1200$
	10.07.2002	1.52 m	4460-6800	3.0	0.75	$2 \times 1200$
NGC 7009	12.09.1994	1.60 m	4100-5030	2.8	1.0	$9 \times 120 + 8 \times 600$
	12.09.1994	1.60 m	6200-7000	2.8	1.0	$9 \times 120 + 2 \times 600$
	09.07.2002	1.52 m	4490-6860	3.0	0.75	$15 \times 120$
	10.07.2002	1.52 m	4460-6800	3.0	0.75	$2 \times 1200 + 2 \times 600$
	10.07.2002	1.52 m	3300-5100	3.0	0.75	$3 \times 1200$

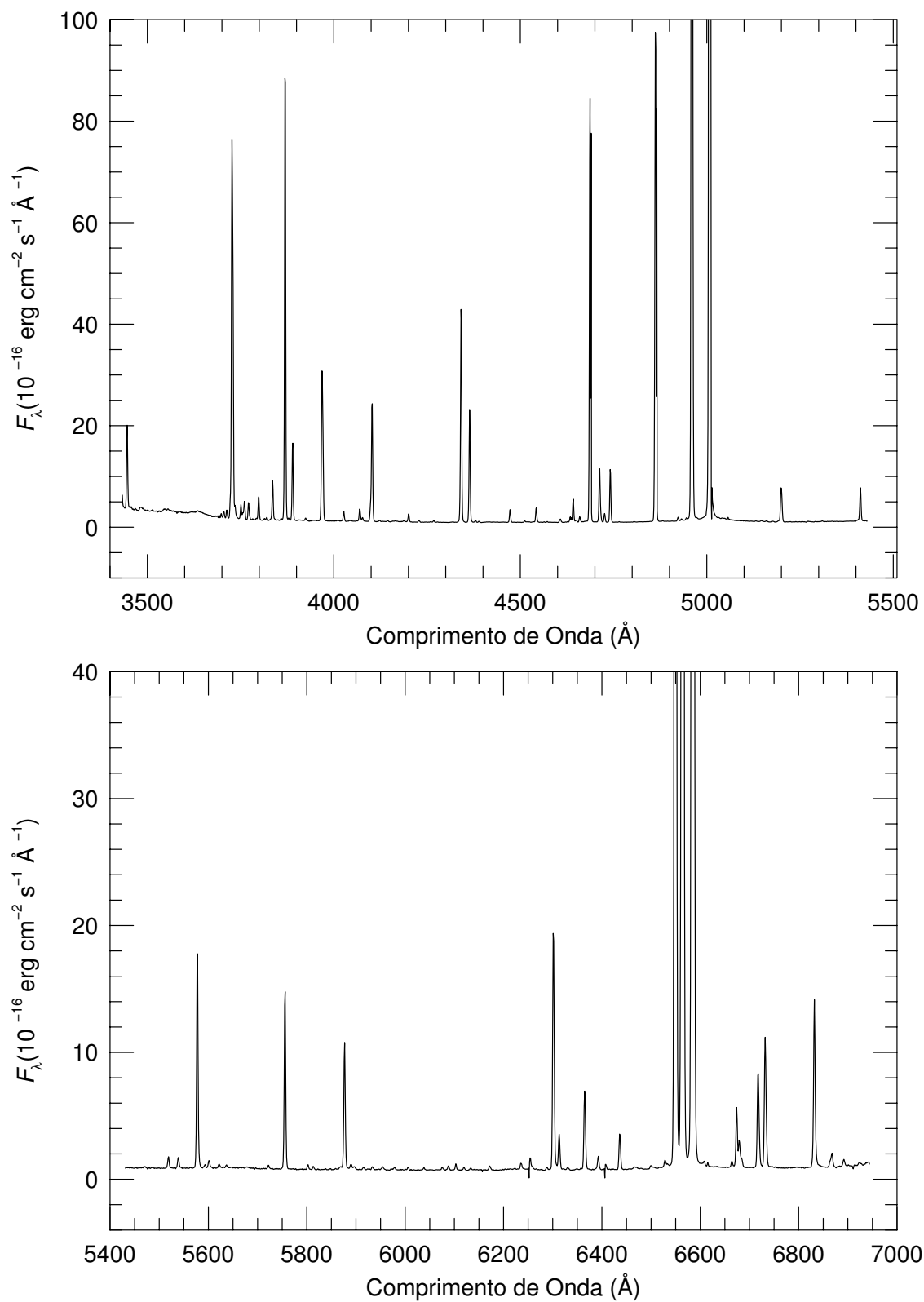


Figura 3.1: Espectro unidimensional de NGC 2440 em duas regiões de comprimento de onda diferentes.

# Capítulo 4

## Determinação das Propriedades Físicas

Este capítulo descreve os métodos utilizados nas estimativas das intensidades das linhas de emissão, na análise estatística dos erros, na correção dos fluxos pelo avermelhamento e na determinação das propriedades físicas das nebulosas planetárias tais como, a temperatura eletrônica, a densidade eletrônica e a abundância química.

### 4.1 Estimativas das Intensidades das Linhas de Emissão e do Contínuo de Balmer

Dois métodos diferentes foram usados para as estimativas das linhas de emissão. Para os espectros unidimensionais, as intensidades das linhas foram medidas integrando o fluxo da linha entre dois limites dados sobre um contínuo local linear, e para os espectros integrados as intensidades das linhas foram obtidas usando os procedimentos de ajuste gaussianos de perfis de linhas. Nos casos de linhas misturadas, o ajuste gaussianos de perfis múltiplos foi utilizado para separar as linhas e medir a intensidade de cada linha. Estas medidas foram feitas com a rotina *splot* do pacote *IRAF*.

Todas as intensidades de linhas de um dado espectro foram normalizadas em relação a  $H\beta$ . Os erros associados às intensidades das linhas foram estimados por

$$\sigma^2 = \sigma_{cont}^2 + \sigma_{linha}^2, \quad (4.1)$$

sendo  $\sigma_{cont}$  o desvio padrão do contínuo e  $\sigma_{linha}$  o erro poissônico para o fluxo da linha.

O salto de Balmer foi medido ajustando linearmente o contínuo em ambos os lados da descontinuidade. No lado azul da descontinuidade, o contínuo é bem definido. Entretanto, no lado vermelho da descontinuidade, o espectro é repleto de linhas de recombinação e uma extrapolação faz-se necessária. A descontinuidade de Balmer foi normalizada a  $H\beta$  usando a intensidade observada de  $H11$ . Como a separação entre  $H11$  e a descontinuidade de Balmer é pequena, a correção pelo avermelhamento é desprezível. As estimativas dos erros na descontinuidade de Balmer foram obtidas a partir dos erros associados aos ajustes do contínuo e do erro em  $H11$ .

## 4.2 Correção pelo Avermelhamento

A presença da poeira interestelar reduz a quantidade de luz da nebulosa devido ao espalhamento e também à absorção. Este efeito diminui o fluxo das linhas de emissão em função do comprimento de onda observado, pois é maior para comprimentos menores, ou seja, superestima a emissão da região vermelha em relação a azul (em termos mais simples, avermelha a luz proveniente da nebulosa).

Para a análise das propriedades físicas reais do gás é muito importante corrigir este efeito nas linhas de emissão observadas. A intensidade dos fluxos corrigidos pelo avermelhamento é expressa por

$$\frac{I(\lambda)}{I(H\beta)} = \frac{F(\lambda)}{F(H\beta)} 10^{c(H\beta)[f(\lambda)-f(H\beta)]}, \quad (4.2)$$

sendo  $I(\lambda)$  a intensidade corrigida,  $F(\lambda)$  a intensidade observada,  $f(\lambda)$  a dependência da extinção interestelar com o comprimento de onda e  $c(H\beta)$  o coeficiente de extinção interestelar, que fornece a quantidade de extinção interestelar ao longo do caminho percorrido pela luz.

O coeficiente de extinção interestelar foi obtido comparando as razões de linhas  $H\delta/H\beta$ ,  $H\gamma/H\beta$  e  $H\alpha/H\beta$  com as razões de linhas teóricas dados por Hummer (1987) para uma temperatura eletrônica de 10 000 K e uma densidade eletrônica de  $100 \text{ cm}^{-3}$ . A função de avermelhamento interestelar galáctica dada por Savage & Mathis (1979) foi usada. Para um dado objeto observado em noites diferentes, a intensidade final de uma determinada linha de emissão (em cada abertura ou no espectro integrado) comum a espectros diferentes foi a média dos valores corrigidos pela extinção interestelar obtida de cada espectro.

A propagação dos erros para os coeficientes de extinção interestelar e para os fluxos corrigidos pela extinção interestelar foi obtida da equação geral (Bevington

& Robinson, 1992) dada por

$$\sigma_x^2 = \sigma_u^2 \left( \frac{\partial x}{\partial u} \right)^2 + \sigma_v^2 \left( \frac{\partial x}{\partial v} \right)^2 + 2\sigma_{uv} \left( \frac{\partial x}{\partial u} \right) \left( \frac{\partial x}{\partial v} \right), \quad (4.3)$$

que propaga o erro de  $x$ ,  $\sigma_x$ , em função de duas variáveis  $u$  e  $v$ , sendo  $\sigma_u$  e  $\sigma_v$ , os erros das medidas de  $u$  e  $v$ , respectivamente e,  $\sigma_{uv}$ , o termo de covariância entre as variáveis  $u$  e  $v$ , que neste caso é nulo porque  $u$  e  $v$  são independentes.

Na tabela 4.1 é apresentado, para os espectros integrados, as intensidades das linhas de emissão corrigidas pelo avermelhamento, o valor da função de avermelhamento  $f(\lambda)$  e o coeficiente de extinção logarítmico  $c(H\beta)$  adotado para NGC 1535, NGC 2438, NGC 2440, NGC 3132, NGC 3242, NGC 6302, NGC 7009. Para NGC 6781, NGC 6563 e NGC 6853 os espectros unidimensionais cobrem um intervalo de somente 4400 a 6900 Å portanto os espectros integrados não foram obtidos e as abundâncias químicas também não foram determinadas.



Tabela 4.1: Intensidades corrigidas pela extinção interestelar  $I(\lambda)$ .

Linha	$f(\lambda)$	NGC 1535 $I(\lambda)$	NGC 2438 $I(\lambda)$	NGC 2440 $I(\lambda)$	NGC 3132 $I(\lambda)$	NGC 3242 $I(\lambda)$	NGC 6302 $I(\lambda)$	NGC 7009 $I(\lambda)$
[Ne V] $\lambda$ 3346	0.389	...	...	97.21±0.40	...	...	83.57±0.43	...
O II + [Cl III] $\lambda$ 3354	0.386	...	...	...	...	...	...	0.38 ± 0.02
O III $\lambda$ 3405	0.364	...	...	...	0.22±0.01	...	...	0.17 ± 0.02
O III + Ne II $\lambda$ 3415	0.360	...	...	...	0.18±0.01	...	...	0.32 ± 0.02
[Ne V] $\lambda$ 3426	0.355	...	5.93±0.39	...	...	...	...	...
O III $\lambda$ 3429	0.354	2.18±0.08	...	254.58±0.70	...	1.73±0.02	248.33±1.00	1.69±0.03
O III $\lambda$ 3444	0.349	11.57 ± 0.12	...	...	...	9.68±0.02	18.14±0.21	9.52±0.04
He I $\lambda$ 3448	0.348	...	...	20.10±0.18	...	...	...	...
He I $\lambda$ 3468	0.342	...	...	...	...	...	0.82±0.20	...
He I $\lambda$ 3479	0.339	...	...	...	...	...	...	0.12±0.03
He I $\lambda$ 3488	0.336	...	...	...	...	...	...	0.08±0.03
He I $\lambda$ 3499	0.334	...	...	...	...	0.05±0.02	...	0.09±0.03

Tabela 4.1: Intensidades corrigidas pela extinção interestelar  $I(\lambda)$ .

Linha	$f(\lambda)$	NGC 1535 $I(\lambda)$	NGC 2438 $I(\lambda)$	NGC 2440 $I(\lambda)$	NGC 3132 $I(\lambda)$	NGC 3242 $I(\lambda)$	NGC 6302 $I(\lambda)$	NGC 7009 $I(\lambda)$
He I $\lambda$ 3512	0.330	...	...	...	...	0.09±0.02	...	0.16±0.03
He I $\lambda$ 3530	0.325	...	...	...	...	0.14±0.02	...	0.16±0.03
He I $\lambda$ 3554	0.319	...	...	...	...	0.16±0.02	0.55±0.20	0.29±0.03
Ne II $\lambda$ 3568	0.315	...	...	...	...	...	...	0.15±0.03
He I $\lambda$ 3587	0.310	0.48 ± 0.07	...	...	...	0.17±0.02	0.99±0.21	0.32±0.03
He I $\lambda$ 3614	0.303	...	...	...	...	0.09±0.02	...	0.22±0.03
He I $\lambda$ 3634	0.298	0.91 ± 0.07	...	...	...	0.27±0.03	0.71±0.22	0.48±0.03
H I $\lambda$ 3687	0.284	0.55±0.04	...	...	0.50±0.12	0.18±0.03	0.16±0.22	0.15±0.03
H I $\lambda$ 3692	0.283	0.60±0.04	...	0.70±0.14	0.54±0.12	0.28±0.03	0.26±0.22	0.33±0.03
H I $\lambda$ 3697	0.282	0.79±0.04	...	1.11±0.14	0.84±0.13	0.43±0.01	0.43±0.22	0.53±0.03
H I + He I $\lambda$ 3704	0.280	2.91±0.05	...	2.00±0.02	2.46±0.26	1.46±0.01	2.01±0.22	1.82±0.01

Tabela 4.1: Intensidades corrigidas pela extinção interestelar  $I(\lambda)$ .

Linha	$f(\lambda)$	NGC 1535 $I(\lambda)$	NGC 2438 $I(\lambda)$	NGC 2440 $I(\lambda)$	NGC 3132 $I(\lambda)$	NGC 3242 $I(\lambda)$	NGC 6302 $I(\lambda)$	NGC 7009 $I(\lambda)$
H I $\lambda$ 3712	0.278	2.55±0.05	...	2.03±0.02	1.76±0.19	1.44±0.01	1.33±0.13	1.71±0.01
[O II] $\lambda$ 3727	0.275	9.37±0.08	441.56±2.68	147.33±0.32	532.75±47.81	6.00±0.02	115.68±0.40	20.98±0.04
H13 $\lambda$ 3734	0.273	2.90±0.05	...	...	...	1.64±0.01	...	1.94±0.01
H12 $\lambda$ 3750	0.269	3.54±0.05	4.83±0.22	3.78±0.03	3.73±0.34	2.58±0.01	2.27±0.13	2.90±0.01
O III $\lambda$ 3760	0.267	2.19±0.05	...	5.34±0.03	0.54±0.11	3.77±0.01	4.08±0.13	2.20±0.01
H11 $\lambda$ 3770	0.264	4.64±0.06	5.76±0.22	4.16±0.03	5.23±0.45	3.06±0.01	3.24±0.13	3.58±0.01
H10 $\lambda$ 3798	0.258	6.06±0.06	6.62±0.23	5.85±0.03	6.94±0.58	3.86±0.01	4.53±0.13	4.83±0.01
He II $\lambda$ 3813	0.254	...	...	0.39±0.01	...	...	...	...
He I $\lambda$ 3820	0.253	1.41±0.04	...	0.66±0.02	2.31±0.21	0.87±0.01	1.24±0.02	1.20±0.01
H9 $\lambda$ 3835	0.249	8.67±0.07	9.91±0.23	9.20±0.04	9.88±0.78	6.11±0.02	6.97±0.04	7.31±0.01
[Ne III] $\lambda$ 3869	0.242	115.84±0.22	115.33±1.02	106.46±0.21	145.33±10.94	88.84±0.06	158.66±0.46	109.75±0.12

Tabela 4.1: Intensidades corrigidas pela extinção interestelar  $I(\lambda)$ .

Linha	$f(\lambda)$	NGC 1535 $I(\lambda)$	NGC 2438 $I(\lambda)$	NGC 2440 $I(\lambda)$	NGC 3132 $I(\lambda)$	NGC 3242 $I(\lambda)$	NGC 6302 $I(\lambda)$	NGC 7009 $I(\lambda)$
He I + H8 $\lambda$ 3889	0.237	24.72 $\pm$ 0.10	22.91 $\pm$ 0.34	18.00 $\pm$ 0.06	29.99 $\pm$ 2.21	16.30 $\pm$ 0.02	21.58 $\pm$ 0.07	19.70 $\pm$ 0.02
He II $\lambda$ 3923	0.230	...	...	0.66 $\pm$ 0.01	...	0.37 $\pm$ 0.02	0.63 $\pm$ 0.02	...
[Ne III] $\lambda$ 3967	0.220		28.27 $\pm$ 0.31	31.89 $\pm$ 0.12		22.74 $\pm$ 0.10		
H7 $\lambda$ 3970	0.220	55.75 $\pm$ 0.13	12.79 $\pm$ 0.22	12.34 $\pm$ 0.07	55.66 $\pm$ 3.71	19.82 $\pm$ 0.09	62.90 $\pm$ 0.18	49.82 $\pm$ 0.04
He I $\lambda$ 4009	0.211	0.25 $\pm$ 0.02	...	...	...	0.21 $\pm$ 0.02	...	0.19 $\pm$ 0.01
He I $\lambda$ 4026	0.207	2.53 $\pm$ 0.03	2.75 $\pm$ 0.20	2.25 $\pm$ 0.05	3.07 $\pm$ 0.20	2.11 $\pm$ 0.05	3.38 $\pm$ 0.04	2.49 $\pm$ 0.01
[S II] + O II $\lambda$ 4069	0.198		4.00 $\pm$ 0.20	3.27 $\pm$ 0.05	6.95 $\pm$ 0.41	1.16 $\pm$ 0.04	11.66 $\pm$ 0.05	1.86 $\pm$ 0.02
[S II] + O II $\lambda$ 4076	0.196	1.08 $\pm$ 0.03	1.34 $\pm$ 0.07	0.89 $\pm$ 0.04	2.60 $\pm$ 0.16	0.35 $\pm$ 0.02	3.85 $\pm$ 0.04	0.88 $\pm$ 0.02
O II $\lambda$ 4084	0.195	...	...	...	...	0.05 $\pm$ 0.02	...	...
O II $\lambda$ 4089	0.194	...	...	...	...	0.07 $\pm$ 0.02	...	0.28 $\pm$ 0.01
N III + O II $\lambda$ 4097	0.192	...	...	3.01 $\pm$ 0.03	...	1.74 $\pm$ 0.05	...	...

Tabela 4.1: Intensidades corrigidas pela extinção interestelar  $I(\lambda)$ .

Linha	$f(\lambda)$	NGC 1535 $I(\lambda)$	NGC 2438 $I(\lambda)$	NGC 2440 $I(\lambda)$	NGC 3132 $I(\lambda)$	NGC 3242 $I(\lambda)$	NGC 6302 $I(\lambda)$	NGC 7009 $I(\lambda)$
H $\delta$ $\lambda$ 4101	0.191	29.92 $\pm$ 0.08	27.88 $\pm$ 0.28	29.30 $\pm$ 0.05	26.14 $\pm$ 1.48	27.04 $\pm$ 0.07	25.90 $\pm$ 0.08	25.93 $\pm$ 0.07
O II + He I $\lambda$ 4120	0.187	0.26 $\pm$ 0.02	...	0.40 $\pm$ 0.02	0.54 $\pm$ 0.06	0.37 $\pm$ 0.02	0.61 $\pm$ 0.04	0.45 $\pm$ 0.01
O II $\lambda$ 4129	0.185	...	...	...	...	0.10 $\pm$ 0.02	...	...
O II $\lambda$ 4133	0.184	...	...	...	...	...	...	0.05 $\pm$ 0.003
He I $\lambda$ 4144	0.182	0.36 $\pm$ 0.02	...	0.34 $\pm$ 0.02	0.58 $\pm$ 0.06	0.31 $\pm$ 0.02	0.48 $\pm$ 0.04	0.40 $\pm$ 0.01
O II $\lambda$ 4155	0.180	...	...	...	...	...	...	0.14 $\pm$ 0.01
[KV] $\lambda$ 4163	0.178	...	...	0.24 $\pm$ 0.02	...	...	0.38 $\pm$ 0.04	...
He I + O II $\lambda$ 4169	0.177	...	...	...	0.19 $\pm$ 0.04	...	0.13 $\pm$ 0.04	0.08 $\pm$ 0.01
N II $\lambda$ 4176	0.175	...	...	...	...	...	...	0.02 $\pm$ 0.003
N II $\lambda$ 4180	0.174	...	...	0.05 $\pm$ 0.01	...	...	...	0.03 $\pm$ 0.003
O II + C III $\lambda$ 4186	0.173	...	...	0.28 $\pm$ 0.01	...	0.33 $\pm$ 0.02	...	0.20 $\pm$ 0.003



Tabela 4.1: Intensidades corrigidas pela extinção interestelar  $I(\lambda)$ .

Linha	$f(\lambda)$	NGC 1535 $I(\lambda)$	NGC 2438 $I(\lambda)$	NGC 2440 $I(\lambda)$	NGC 3132 $I(\lambda)$	NGC 3242 $I(\lambda)$	NGC 6302 $I(\lambda)$	NGC 7009 $I(\lambda)$
H $\gamma$ $\lambda$ 4340	0.143	46.80 $\pm$ 0.08	46.80 $\pm$ 0.29	46.80 $\pm$ 0.12	46.80 $\pm$ 1.98	46.80 $\pm$ 0.08	46.80 $\pm$ 0.13	46.80 $\pm$ 0.08
[O III] $\lambda$ 4363	0.138	12.65 $\pm$ 0.04	9.56 $\pm$ 0.15	23.98 $\pm$ 0.07	4.56 $\pm$ 0.19	14.05 $\pm$ 0.04	36.46 $\pm$ 0.10	7.57 $\pm$ 0.02
Ne II + N III $\lambda$ 4379	0.135	0.16 $\pm$ 0.01	...	0.44 $\pm$ 0.02	...	0.23 $\pm$ 0.01	0.17 $\pm$ 0.05	0.45 $\pm$ 0.01
He II $\lambda$ 4388	0.134	0.58 $\pm$ 0.01	...	0.32 $\pm$ 0.01	0.75 $\pm$ 0.04	0.40 $\pm$ 0.01	0.62 $\pm$ 0.05	0.57 $\pm$ 0.01
Ne II $\lambda$ 4409	0.129	...	...	...	...	...	...	0.04 $\pm$ 0.004
O II $\lambda$ 4415	0.127	...	...	...	...	0.04 $\pm$ 0.01	...	0.20 $\pm$ 0.004
He I $\lambda$ 4471	0.110	4.06 $\pm$ 0.02	4.46 $\pm$ 0.13	2.86 $\pm$ 0.02	5.74 $\pm$ 0.20	3.52 $\pm$ 0.03	5.90 $\pm$ 0.05	5.00 $\pm$ 0.02
C II + O II $\lambda$ 4491	0.104	...	...	...	...	...	...	0.09 $\pm$ 0.004
N III $\lambda$ 4511	0.098	...	...	0.34 $\pm$ 0.01	...	0.11 $\pm$ 0.03	...	0.17 $\pm$ 0.01
N III $\lambda$ 4518	0.096	...	...	...	...	...	...	0.14 $\pm$ 0.01
N III $\lambda$ 4524	0.094	...	...	...	...	...	...	0.05 $\pm$ 0.01

Tabela 4.1: Intensidades corrigidas pela extinção interestelar  $I(\lambda)$ .

Linha	$f(\lambda)$	NGC 1535 $I(\lambda)$	NGC 2438 $I(\lambda)$	NGC 2440 $I(\lambda)$	NGC 3132 $I(\lambda)$	NGC 3242 $I(\lambda)$	NGC 6302 $I(\lambda)$	NGC 7009 $I(\lambda)$
N II + N III $\lambda$ 4530	0.092	...	...	...	...	...	...	0.06±0.01
N III $\lambda$ 4535	0.091	...	...	...	...	...	...	0.07±0.01
He II $\lambda$ 4541	0.089	0.66±0.01	1.67±0.07	2.75±0.02	0.37±0.02	1.22±0.03	2.53±0.02	0.55±0.01
N II $\lambda$ 4552	0.085	...	...	...	...	...	...	0.24±0.01
Mg I] $\lambda$ 4562	0.083	...	1.00±0.06	0.14±0.01	0.38±0.02	...	...	0.07±0.01
Mg I] $\lambda$ 4571	0.080	...	0.60±0.05	0.21±0.01	0.36±0.02	...	0.22±0.01	0.09±0.01
O II $\lambda$ 4591	0.074	...	...	...	...	...	...	0.08±0.01
O II $\lambda$ 4596	0.073	...	...	...	...	...	...	0.05±0.01
N II $\lambda$ 4601	0.071	...	...	...	...	...	...	0.04±0.01
N V + O II $\lambda$ 4604	0.070	...	...	0.10±0.01	...	...	...	...
[Fe III] + N II $\lambda$ 4606	0.070	...	...	0.47±0.01	...	...	0.57±0.01	...



Tabela 4.1: Intensidades corrigidas pela extinção interestelar  $I(\lambda)$ .

Linha	$f(\lambda)$	NGC 1535 $I(\lambda)$	NGC 2438 $I(\lambda)$	NGC 2440 $I(\lambda)$	NGC 3132 $I(\lambda)$	NGC 3242 $I(\lambda)$	NGC 6302 $I(\lambda)$	NGC 7009 $I(\lambda)$
O II $\lambda 4609$	0.069	...	...	...	...	...	...	0.16±0.01
N III $\lambda 4634$	0.062	0.43±0.01	...	1.89±0.02	0.21±0.02	1.01±0.03	2.63±0.02	1.19±0.01
N III + O II $\lambda 4641$	0.060	1.08±0.01	...	4.12±0.02	0.83±0.03	2.60±0.03	5.68±0.06	3.28±0.02
C III $\lambda 4647$	0.058		...	0.18±0.01	...	0.22±0.04	...	
O II + C III $\lambda 4650$	0.057	0.65±0.01	...	0.32±0.01	0.36±0.02	0.70±0.02	...	0.97±0.01
[Fe III] + C IV $\lambda 4658$	0.055	...	...	1.02±0.02	...	0.20±0.01	0.50±0.01	0.12±0.01
O II $\lambda 4662$	0.054	...	...	...	...	0.07±0.01	...	0.18±0.01
O II $\lambda 4676$	0.050	...	...	...	...	...	...	0.17±0.01
He II $\lambda 4686$	0.047	16.98±0.04	31.72±0.16	74.86±0.11	7.07±0.21	40.53±0.05	71.40±0.54	17.06±0.06
[Ar IV] + He I $\lambda 4712$	0.040	4.53±0.02	1.91±0.07	11.08±0.04	1.29±0.04	5.95±0.02	14.97±0.04	4.54±0.02
[Ne IV] $\lambda 4725$	0.036	...	...	1.79±0.02	...	0.12±0.01	3.23±0.03	0.04±0.01

Tabela 4.1: Intensidades corrigidas pela extinção interestelar  $I(\lambda)$ .

Linha	$f(\lambda)$	NGC 1535 $I(\lambda)$	NGC 2438 $I(\lambda)$	NGC 2440 $I(\lambda)$	NGC 3132 $I(\lambda)$	NGC 3242 $I(\lambda)$	NGC 6302 $I(\lambda)$	NGC 7009 $I(\lambda)$
[Ar IV] $\lambda 4740$	0.032	3.36±0.02	1.25±0.06	9.32±0.03	0.62±0.02	5.29±0.02	18.31±0.07	4.39±0.02
C II + N II $\lambda 4802$	0.016	...	...	0.09±0.01	...	...	...	...
H $\beta$ $\lambda 4861$	0.000	100.00±0.10	100.00±0.30	100.00±0.13	100.00±2.95	100.00±0.10	100.00±0.18	100.00±0.19
[Fe III] $\lambda 4881$	-0.005	...	...	0.19±0.02	...	...	...	...
He I $\lambda 4922$	-0.016	1.11±0.01	0.84±0.09	0.73±0.02	1.44±0.04	0.90±0.02	1.43±0.03	1.49±0.02
[O III] $\lambda 4932$	-0.018	0.13±0.01	...	0.30±0.02	...	0.26±0.02	0.28±0.03	0.13±0.01
O II $\lambda 4943$	-0.021	...	...	...	...	...	0.46±0.03	...
N V $\lambda 4945$	-0.021	...	...	0.22±0.02	...	...	...	...
[O III] $\lambda 4959$	-0.025	405.88±0.94	358.18±0.90	450.38±0.10	287.46±1.06	416.43±0.36	424.98±2.81	390.25±0.59
[O III] $\lambda 5007$	-0.037	1189.38±2.56	1045.42±2.57	1312.31±3.01	885.72±3.17	1204.84±1.02	1271.16±9.04	1170.75±1.77
He I $\lambda 5015$	-0.039	...	0.92±0.10	...	...	...	...	...



Tabela 4.1: Intensidades corrigidas pela extinção interestelar  $I(\lambda)$ .

Linha	$f(\lambda)$	NGC 1535 $I(\lambda)$	NGC 2438 $I(\lambda)$	NGC 2440 $I(\lambda)$	NGC 3132 $I(\lambda)$	NGC 3242 $I(\lambda)$	NGC 6302 $I(\lambda)$	NGC 7009 $I(\lambda)$
K IV $\lambda 6102$	-0.245	...	...	...	...	0.28±0.03	...	...
He II $\lambda 6171$	-0.255	...	...	...	...	0.14±0.03	...	...
He II $\lambda 6234$	-0.264	...	...	0.32±0.04	...	0.13±0.03	...	...
[O I] $\lambda 6300$	-0.274	0.10±0.03	31.77±0.88	14.26±0.11	33.55±0.37	0.12±0.03	24.39±0.75	0.71±0.03
[S III] $\lambda 6312$	-0.275	0.28±0.03	2.18±0.20	2.51±0.04	2.58±0.06	0.53±0.03	5.09±0.20	1.54±0.03
[O I] $\lambda 6364$	-0.282	0.24±0.03	9.86±0.34	4.87±0.05	11.61±0.14	0.13±0.03	7.95±0.28	...
[S III] $\lambda 6312$	-0.275	0.28±0.03	2.18±0.20	2.51±0.04	2.58±0.06	0.53±0.03	5.09±0.20	1.54±0.03
[O I] $\lambda 6364$	-0.282	0.24±0.03	9.86±0.34	4.87±0.05	11.61±0.14	0.13±0.03	7.95±0.28	...
He II $\lambda 6406$	-0.288	...	...	0.32±0.03	...	0.17±0.03	...	...
[Ar V] $\lambda 6435$	-0.292	...	...	2.58±0.04	...	0.12±0.03	4.52±0.19	...
C II $\lambda 6462$	-0.296	...	...	...	...	0.12±0.01	...	...

Tabela 4.1: Intensidades corrigidas pela extinção interestelar  $I(\lambda)$ .

Linha	$f(\lambda)$	NGC 1535 $I(\lambda)$	NGC 2438 $I(\lambda)$	NGC 2440 $I(\lambda)$	NGC 3132 $I(\lambda)$	NGC 3242 $I(\lambda)$	NGC 6302 $I(\lambda)$	NGC 7009 $I(\lambda)$
He II + [N II] $\lambda 6527$	-0.304	...	...	$0.62 \pm 0.03$	...	$0.17 \pm 0.01$	...	...
[N II] $\lambda 6548$	-0.307	...	$71.40 \pm 2.14$	$186.43 \pm 1.49$	$179.69 \pm 2.15$	$0.50 \pm 0.01$	$209.84 \pm 7.14$	$7.23 \pm 0.04$
H $\alpha$ $\lambda 6562$	-0.308	...	$286.00 \pm 8.58$	$286.00 \pm 2.28$	$286.00 \pm 3.44$	...	$286.00 \pm 9.78$	$286.00 \pm 0.98$
[N II] $\lambda 6583$	-0.311	$0.85 \pm 0.01$	$212.67 \pm 6.44$	$566.03 \pm 4.55$	...	$1.51 \pm 0.02$	$646.88 \pm 22.31$	$21.94 \pm 0.08$
He II $\lambda 6678$	-0.323	$3.36 \pm 0.01$	$3.36 \pm 0.25$	$3.04 \pm 0.04$	$4.03 \pm 0.08$	$2.59 \pm 0.02$	$3.21 \pm 0.18$	$3.53 \pm 0.04$
[S II] $\lambda 6717$	-0.328	...	$24.90 \pm 0.82$	$7.484 \pm 0.07$	$50.81 \pm 0.66$	$0.24 \pm 0.01$	$13.85 \pm 0.52$	$1.74 \pm 0.04$
[S II] $\lambda 6731$	-0.330	...	$19.40 \pm 0.66$	$9.75 \pm 0.09$	$51.42 \pm 0.67$	$0.26 \pm 0.01$	$19.04 \pm 0.71$	$2.83 \pm 0.04$
$c(H\beta)$		0.01	0.20	0.40	0.17	0.10	0.90	0.22

### 4.3 Determinação da Temperatura e Densidade Eletrônica

As temperaturas eletrônicas foram determinadas a partir das razões de linhas de emissão  $[\text{O III}](\lambda 4959 + \lambda 5007)/\lambda 4363$  e  $[\text{N II}](\lambda 6548 + \lambda 6583)/\lambda 5755$  e as densidades eletrônicas foram derivadas a partir das razões de linhas  $[\text{S II}]\lambda 6716/\lambda 6731$ ,  $[\text{Cl III}]\lambda 5517/\lambda 5537$  e  $[\text{Ar IV}]\lambda 4711/\lambda 4740$ , resolvendo numericamente as equações de equilíbrio para um átomo de  $n$ -níveis usando a rotina *temden* do pacote *nebular* do *STSDAS/IRAF*. As referências usadas para as forças de colisões C, probabilidades de transições T e níveis de energia E estão listadas na tabela 4.2. Para algumas nebulosas planetárias calculou-se as temperaturas eletrônicas utilizando a razão da descontinuidade de Balmer relativa a  $\text{H}\beta$ ,  $[F_c(\lambda 3646-) - F_c(\lambda 3646+)]/F(\text{H}\beta)$ , através da interpolação dos valores apresentados por Osterbrock (1989).

Tabela 4.2: Referências para os dados atômicos

Ion	T	C	E
[N II]	[3]	[9]	[1,2]
[O II]	[3]	[6,7]	[1,4,5]
[O III]	[3]	[9]	[1,8]
[Ne III]	[5,10]	[11]	[1]
[Ne IV]	[13,14]	[15]	[12]
[Ne V]	[5,24]	[9]	[1,10]
[S II]	[16,17]	[18]	[1,16]
[S III]	[5, 19,20,21]	[22]	[1]
[Cl III]	[10,5]	[23]	[1]

*References:* [1] Bowen (1960); [2] Williams & Livio (1995); [3] Wiese et al. (1996); [4] Fawcett (1975); [5] Kaufman & Sugar (1986); [6] Pradhan (1976); [7] McLaughlin & Bell (1993); [8] Moore (1985); [9] Lennon & Burke (1994); [10] Mendoza (1983); [11] Butler & Zeippen (1994); [12] Moore (1971); [13] Becker et al. (1989); [14] Bhatia & Kastner (1988); [15] Giles (1981); [16] Verner et al. (1996); [17] Keenan et al. (1993); [18] Ramsbottom et al. (1996); [19] Mendoza & Zeippen (1982); [20] Heise et al. (1995); [21] LaJohn & Luke (1993); [22] Galavis et al. (1995); [23] Butler & Zeippen (1989); [24] Bhatia & Doschek (1993)

É importante salientar que existem vários fatores que podem produzir erros nas

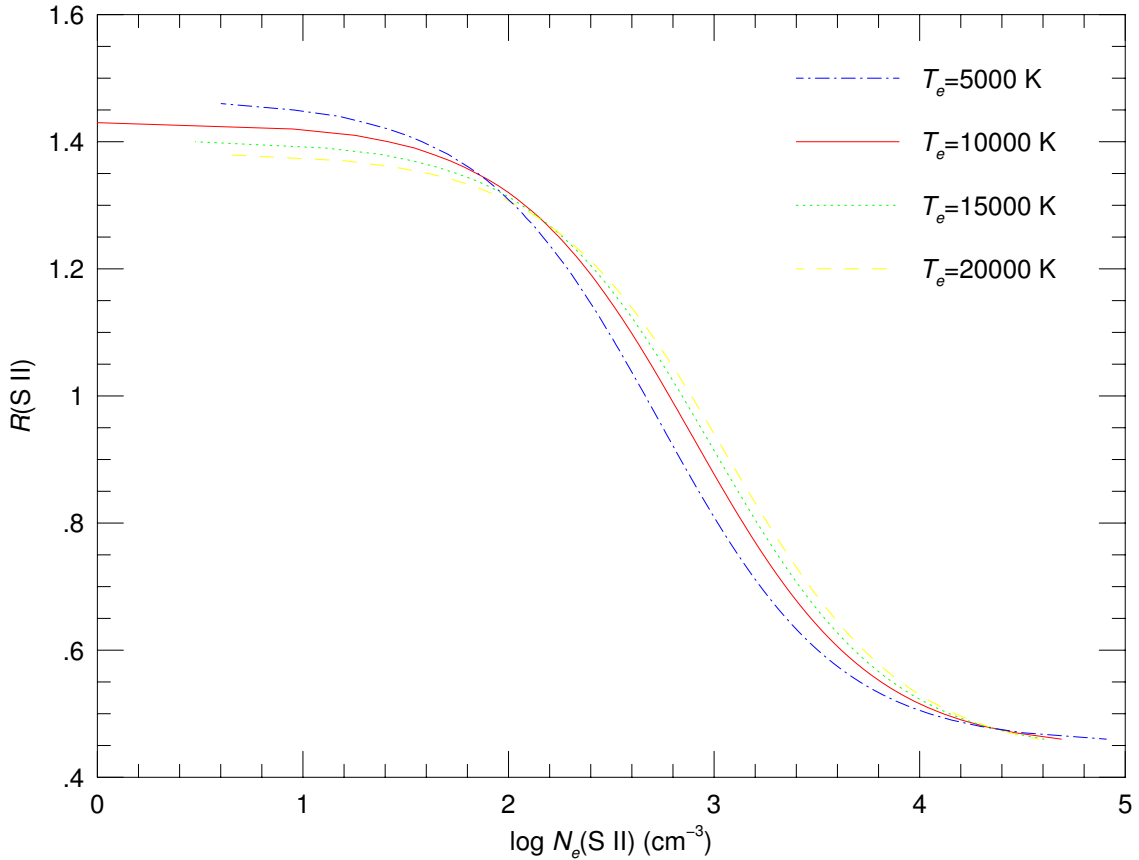


Figura 4.1: Variação da razão  $[\text{S II}]\lambda 6716/\lambda 6731$ ,  $R(\text{S II})$ , em função da densidade eletrônica,  $N_e(\text{S II})$ .

medidas da densidade eletrônica. O fator mais significativo é a saturação das razões de linhas tanto a valores altos e baixos da densidade eletrônica. Stanghellini & Kaler (1989) consideram que as medidas de densidade eletrônica são confiáveis nos intervalos de  $2.45 < \log N_e(\text{cm}^{-3}) < 3.85$ ,  $3 < \log N_e(\text{cm}^{-3}) < 4.95$  e  $3.3 < \log N_e(\text{cm}^{-3}) < 5.55$ , para as razões do  $[\text{S II}]$ ,  $[\text{Cl III}]$  e  $[\text{Ar IV}]$ , respectivamente. Outra fonte de erro para densidades eletrônicas determinadas a partir das razões  $[\text{Ar IV}]\lambda 4740/\lambda 4711$  é que a linha  $[\text{Ar IV}]\lambda 4711$  está misturada com a linha  $[\text{He I}]\lambda 4713$ . Para que seja corrigida a contaminação da linha  $\text{He I}\lambda 4713$  na linha  $[\text{Ar IV}]\lambda 4711$ , assume-se que a contribuição do hélio nesta linha misturada é um décimo da intensidade da linha  $\text{He I}\lambda 4471$  (Benjamin et al., 1999). Além disso, a dependência da densidade eletrônica  $N_e$  na temperatura eletrônica  $T_e$  é outra fonte de erro. Para a amostra de nebulosas planetárias estudadas, diferentes estimativas de temperatura eletrônica foram encontradas em cada nebulosa, e somente um valor representativo da temperatura eletrônica foi assumido em cada objeto. Entretanto, para o intervalo de medidas de temperaturas eletrônicas encontradas nestes objetos, os erros

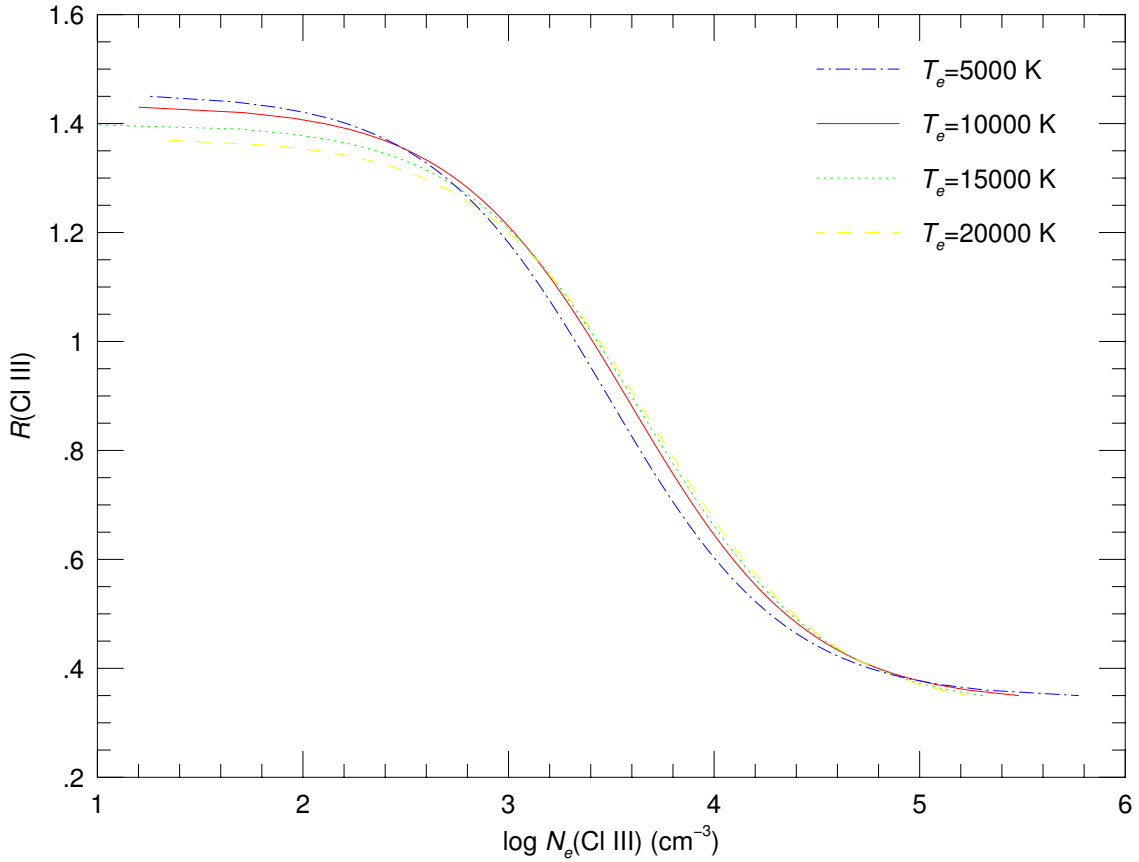


Figura 4.2: Variação da razão  $[\text{Cl III}]\lambda 5717/\lambda 5737$ ,  $R(\text{Cl III})$ , em função da densidade eletrônica,  $N_e(\text{Cl III})$ .

nas densidades eletrônicas são em média menores que 5%, com exceções de poucas medidas que podem apresentar erros da ordem de até 20%. Nas figuras 4.1 e 4.3 são apresentadas as curvas das razões de linhas do  $[\text{S II}]$ ,  $[\text{Cl III}]$  e  $[\text{Ar IV}]$  em função da densidade eletrônica para diferentes valores de temperatura eletrônica.

Na determinação da temperatura eletrônica também existem muitas fontes de incertezas. Para as temperaturas estimadas usando a descontinuidade de Balmer, a principal dificuldade está na determinação do contínuo na direção dos comprimentos de onda maiores da descontinuidade, o qual é repleto de linhas de emissão da série de Balmer. Portanto, a intensidade do contínuo deve ser medido em comprimentos de onda maiores e extrapolado a  $\lambda 3646+$ . Para as medidas de temperaturas eletrônicas determinadas a partir das razões  $[\text{O III}](\lambda 4959 + \lambda 5007)/\lambda 4363$  e  $[\text{N II}](\lambda 6548 + \lambda 6583)/\lambda 5755$  o maior problema está na estimativa do fluxo das linhas  $[\text{O III}]\lambda 4363$  e  $[\text{N II}]\lambda 5755$ , as quais são muito fracas comparadas com as outras linhas de emissão de cada razão. Entretanto, esta incerteza é atenuada pela alta razão sinal/ruído dos dados apresentados neste trabalho. Outra fonte de erro para as temperaturas



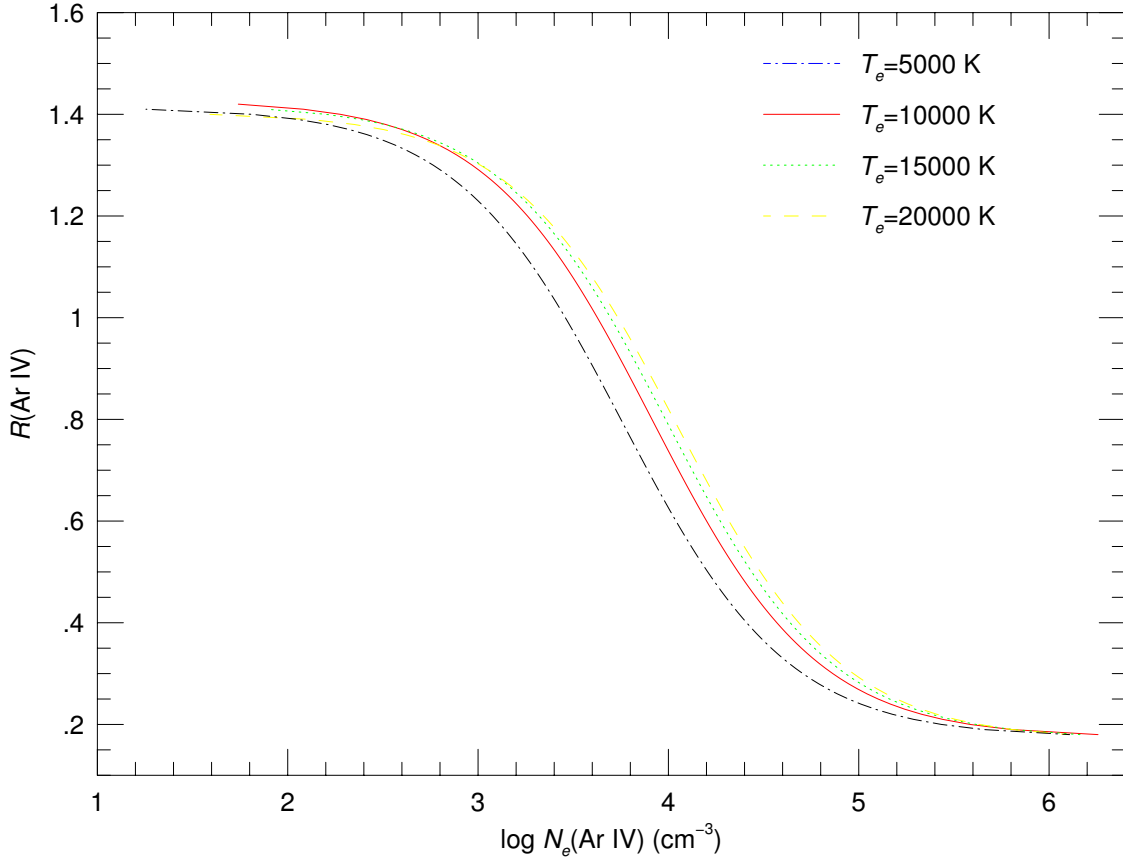


Figura 4.3: Variação da razão  $[\text{Ar III}]\lambda 4711/\lambda 4741$ ,  $R(\text{Ar VI})$ , em função da densidade eletrônica,  $N_e(\text{Ar IV})$ .

eletrônicas estimadas via a razão  $[\text{N II}](\lambda 6548 + \lambda 6583)/\lambda 5755$  é a contribuição da recombinação no fluxo da linha auroral  $[\text{N II}]\lambda 5755$ . Esta contribuição tem o efeito de diminuir as temperaturas eletrônicas. Para a amostra de objetos estudada, esta contribuição é significativa somente nas regiões centrais de NGC 7009. Esta contribuição da recombinação na intensidade da linha  $[\text{N II}]\lambda 5755$  foi estimada a partir da equação dada por Liu et al. (2000)

$$I_R(\lambda 5755)/I(H\beta) = 3.19(T_e/10^4 \text{ K})^{0.30} \times N^{++}/H^+, \quad (4.4)$$

assumindo-se  $N^{++}/H^+ = 3.10 \times 10^{-4}$  (Liu et al., 1995) para a abertura central e escalonando este valor pelo fluxo em N II  $\lambda 5676$  para as demais aberturas. Para o intervalo de variações das densidades eletrônicas encontradas nas nebulosas planetárias estudadas a dependência da estimativa da temperatura eletrônica na densidade eletrônica assumida é praticamente insignificante, com exceção de NGC 6302, para a qual densidades altas da ordem de  $15\,000 \text{ cm}^{-3}$  foram derivadas para a região cen-

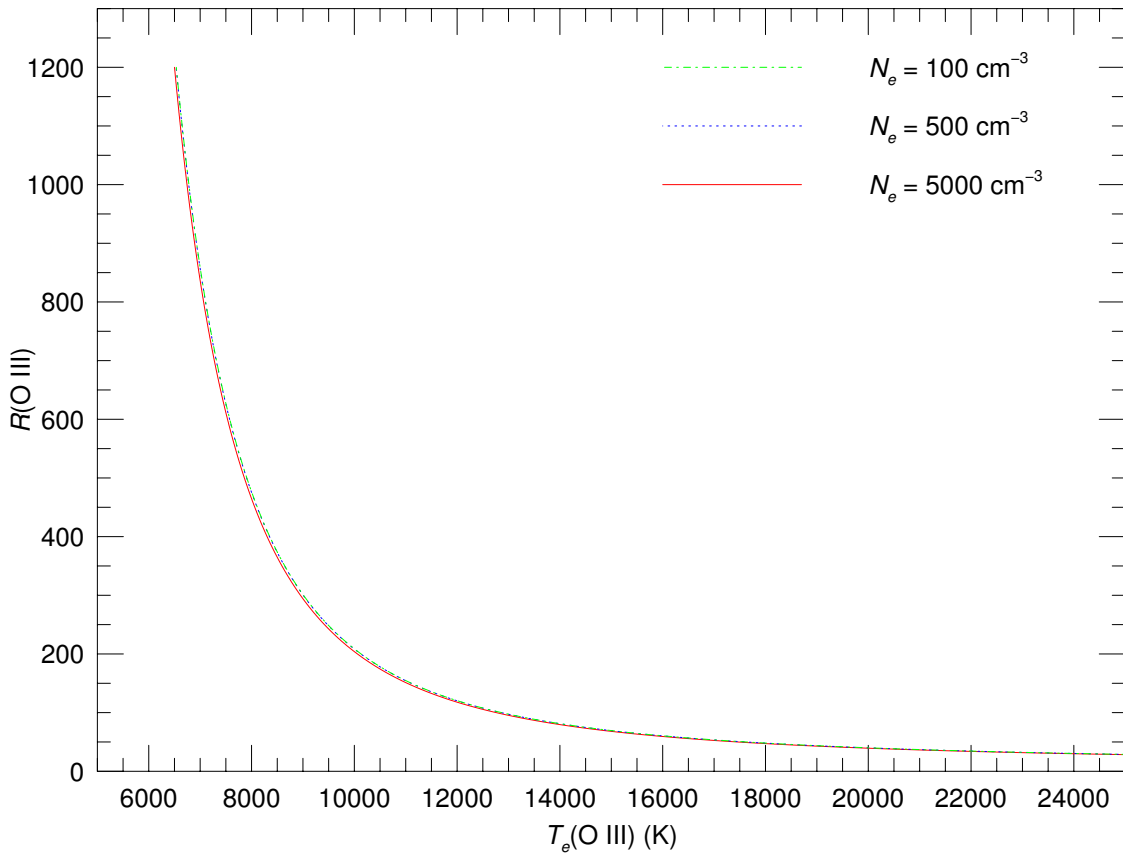


Figura 4.4: Variação da razão  $[\text{O III}](\lambda 4959 + \lambda 5007)/\lambda 4363$ ,  $R(\text{O III})$ , em função da temperatura eletrônica,  $T_e(\text{O III})$ .

tral. Nas figuras 4.4 e 4.5 são apresentadas as curvas das razões de linhas do  $[\text{O III}]$  e  $[\text{N II}]$  em função da temperatura eletrônica para diferentes valores de densidade eletrônica.

O procedimento utilizado para derivar as temperaturas e densidades a partir das razões de linhas excitadas colisionalmente é descrito a seguir. Primeiramente as densidades eletrônicas  $N_e(\text{S II})$ ,  $N_e(\text{Cl III})$  e  $N_e(\text{Ar IV})$  foram calculadas assumindo-se uma temperatura eletrônica de 10 000 K. Em seguida, uma densidade média para cada nebulosa foi usada para derivar as temperaturas eletrônicas  $T_e(\text{O III})$  e  $T_e(\text{N II})$ . Finalmente as densidades eletrônicas foram recalculadas adotando os valores médios da temperatura eletrônica para cada uma das nebulosas. Para NGC 6302, as estimativas de  $T_e(\text{N II})$  são sensíveis às densidades assumidas na região central da nebulosa, portanto, para este objeto, valores diferentes de densidade eletrônica foram adotadas para aberturas diferentes.

No apêndice B são apresentados as medidas ponto a ponto da temperatura e densidade eletrônica para os objetos estudados.

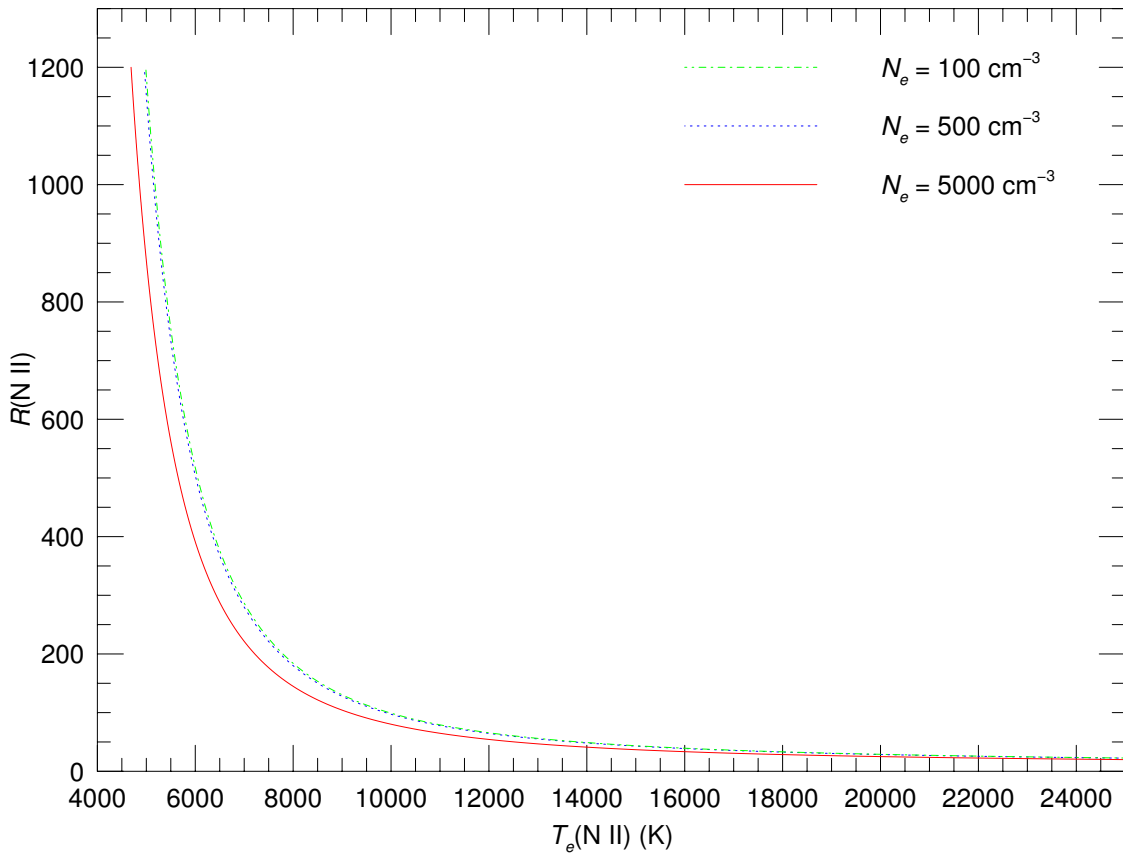


Figura 4.5: Variação da razão  $[\text{N II}](\lambda 6548 + \lambda 6583)/\lambda 5755$ ,  $R(\text{N II})$ , em função da temperatura eletrônica,  $T_e(\text{N II})$ .

### 4.3.1 Determinação da abundância de hélio

As abundâncias de  $\text{He}^+/\text{H}^+$  foram derivadas a partir de linhas de emissão  $\lambda 4471$ ,  $\lambda 5876$  e  $\lambda 6678$  e um valor médio destas abundâncias, com peso dado pela intensidade da linha foi obtido. As razões  $\text{He}^{++}/\text{H}^+$  foram obtidas da linha  $\text{He II } \lambda 4686$ . Os coeficientes de recombinações usados foram os de Storey & Hummer (1995) para o H e o He II e os de Benjamin et al. (1999) para o He I, que incluem os efeitos de excitação colisional dos níveis metaestáveis  $2^3 \text{ S}$  e  $2^1 \text{ S}$ . A abundância de He foi obtida adotando-se

$$\text{He}/\text{H} = \text{He}^+/\text{H}^+ + \text{He}^{++}/\text{H}^+. \quad (4.5)$$

### 4.3.2 Determinação da abundância de elementos pesados a partir de linhas excitadas colisionalmente

As abundâncias iônicas de N, O, Ne, S e Cl foram derivadas a partir de linhas excitadas colisionalmente, resolvendo numericamente as equações de equilíbrio para um átomo de  $n$ -níveis usando a rotina *abund* do pacote *nebular* do *STSDAS/IRAF*. As referências usadas para as forças de colisões C, probabilidades de transições T e níveis de energia estão listadas na tabela 4.2.

A determinação das abundâncias iônicas derivadas via linhas proibidas apresenta uma dependência exponencial com a temperatura eletrônica assumida. Portanto, temperaturas apropriadas devem ser adotadas para calcular a abundância para um determinado íon. Por outro lado, a dependência das estimativas da abundância iônica na densidade eletrônica assumida é praticamente insignificante. Para a derivação das abundâncias iônicas o seguinte procedimento foi assumido:  $T_e(\text{N II})$  e  $N_e(\text{S II})$  foram adotadas para o  $\text{N}^+$ ,  $\text{O}^+$ ,  $\text{S}^+$  e  $\text{S}^{2+}$ , com exceção de NGC 1535 e NGC 3242, para os quais  $T_e(\text{O III})$  foi adotado em seu lugar, porque  $T_e(\text{N II})$  não foi medido e de NGC 1535, onde  $N_e(\text{Ar IV})$  foi a única estimativa de densidade;  $T_e(\text{O III})$  e uma densidade eletrônica média obtida do  $N_e(\text{Cl III})$  e  $N_e(\text{Ar IV})$  foram adotadas para o  $\text{Cl}^{++}$ ,  $\text{O}^{++}$  e  $\text{Ne}^{++}$ ; finalmente, para  $\text{Ne}^{3+}$  e  $\text{Ne}^{4+}$  foram usados uma densidade eletrônica média do  $N_e(\text{Cl III})$  e  $N_e(\text{Ar IV})$  e uma temperatura eletrônica de  $T_e(\text{O III}) + 2270 \text{ K}$ , a qual foi indicada por Kingsburgh & Barlow (1994) e é baseada nos resultados de modelos de fotoionização. Como discutido por Kingsburgh & Barlow (1994), as frações dos elementos pesados neutros são assumidas como iguais às do hidrogênio neutro e, portanto, as abundâncias finais relativas ao hidrogênio não são alteradas e, conseqüentemente, as abundâncias dos elementos neutros não foram derivadas. A abundância total para um determinado elemento foi obtida da soma das abundâncias iônicas. Fatores de correções de ionizações *icfs* foram usados para corrigir pelos íons não detectados de um determinado elemento. Os *icfs* adotados foram inicialmente apresentados seção 2.3.2. Os erros nas abundâncias iônicas foram obtidos pela propagação dos erros na temperatura eletrônica e nas intensidades das linhas de emissão.

### 4.3.3 Determinação da abundância de $\text{O}^{++}$ derivada de linhas de recombinação

A abundância de  $\text{O}^{++}$  derivada de linhas de recombinação observadas foi obtida usando a equação dada por

$$\frac{O^{++}}{H^+} = \frac{I(O II, \lambda)}{I(H\beta)} \frac{\lambda(O II)}{\lambda(H\beta)} \frac{\alpha(H\beta)}{\alpha(O II, \lambda)}, \quad (4.6)$$

sendo  $I(O II, \lambda)$  o fluxo de uma determinada linha de emissão  $\lambda$ , corrigido pelo avermelhamento, e  $\alpha$  o coeficiente de recombinação.

Para esta equação, os coeficientes de recombinação são pouco dependentes da temperatura eletrônica adotada e essencialmente independentes da densidade eletrônica assumida. Para o cálculo das abundâncias de  $O^{++}$  foram adotadas as temperaturas eletrônicas  $T_e(O III)$ . Os coeficientes de recombinação efetivos usados foram os de Storey (1994) para as transições 3s-3p e os de Liu et al. (1995) para as transições 3d-4f, assumindo o caso A para os dubletos e o caso B para os quartetos. Os erros das abundâncias de  $O^{++}$  foram obtidas da propagação dos erros nas intensidades das linhas de emissão.

As abundâncias de  $O^{++}$  foram derivadas somente para NGC 3242 e NGC 7009, as únicas nebulosas planetárias da amostra estudada com alta razão sinal/ruído nas linhas de emissão do O II. Em particular, foi possível também obter um perfil espacial da abundância de  $O^{++}$  para NGC 7009 de medidas ponto a ponto da linha O II  $\lambda$  4661. Embora, a linha O II  $\lambda$  4661 esteja misturada com a linha [Fe III] + C IV  $\lambda$  4658, essa pode ser separada e medida precisamente. A figura 4.6 apresenta uma amostra da região espectral em torno de 4661 Å para NGC 7009.

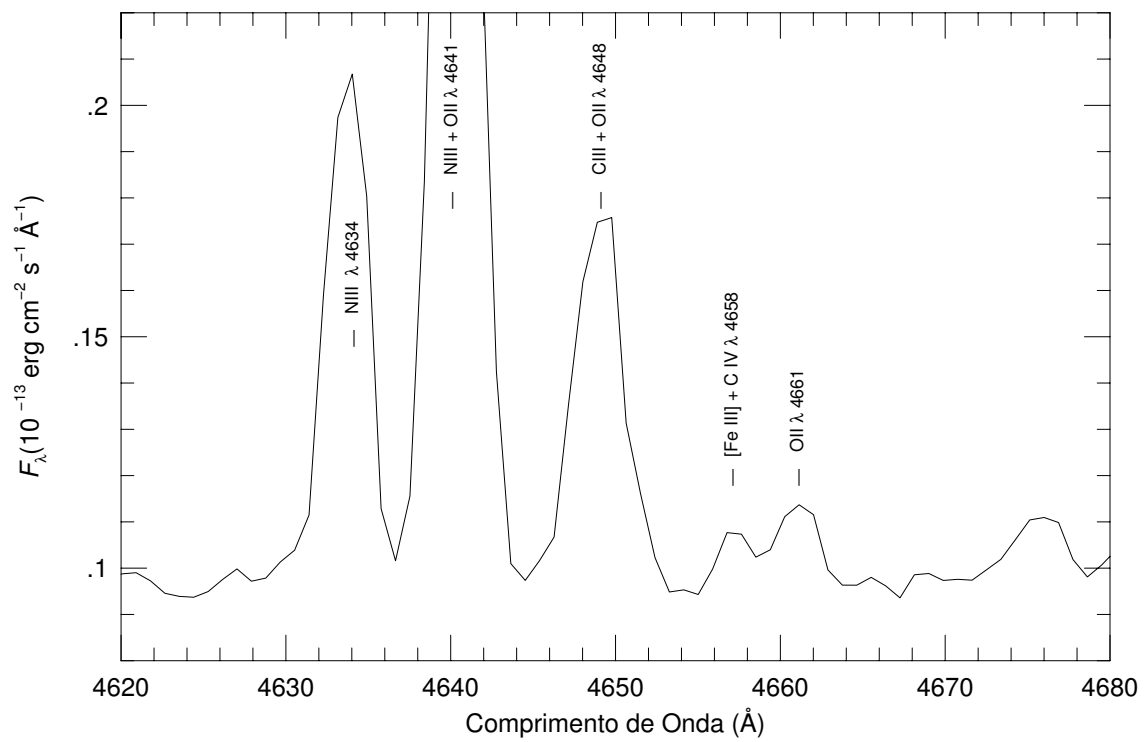


Figura 4.6: Uma amostra da região espectral em torno de 4661  $\text{\AA}$  para NGC 7009.

# Capítulo 5

## Resultados

Este capítulo apresenta os perfis espaciais ao longo da superfície nebular do fluxo em  $H\beta$ , da temperatura e da densidade eletrônica para cada uma das nebulosas planetárias estudadas. As medidas das abundâncias de N, O, Ne, S e Cl obtidas a partir de linhas excitadas colisionalmente e das abundâncias de He e  $O^{++}$  obtidas a partir de linhas de recombinação para sete nebulosas planetárias são apresentadas. Este capítulo também apresenta os perfis espaciais da abundância de  $O^{++}/H^+$  obtidas via linhas permitidas e proibidas para NGC 7009.

### 5.1 Variações espaciais da temperatura e densidade eletrônica

As figuras 5.1 e 5.2 apresentam uma amostra do espectro de diferentes áreas com diferentes brilhos superficiais mostrando as linhas  $[N II]\lambda 4363$  e  $[N II]\lambda 5755$  para NGC 6302 e NGC 2440. A figura 5.3 mostra a descontinuidade de Balmer e o ajuste do contínuo observado para NGC 7009. Perfis espaciais ao longo da fenda do fluxo em  $H\beta$ , da temperatura e densidade eletrônica são mostrados nas figuras 5.6 a 5.23. A tabela 5.1 apresenta algumas estatísticas das medidas da temperatura e densidade eletrônica, incluindo o número  $N$  de distintas áreas nebulares, a mediana, o primeiro e o terceiro quartil,  $Q1$  e  $Q3$  respectivamente (os quais delimitam 25% de cada extremidade da distribuição), o limite mínimo, min, o limite máximo, max, a média e o desvio padrão  $\sigma$  pesado pelo fluxo em  $H\beta$ .

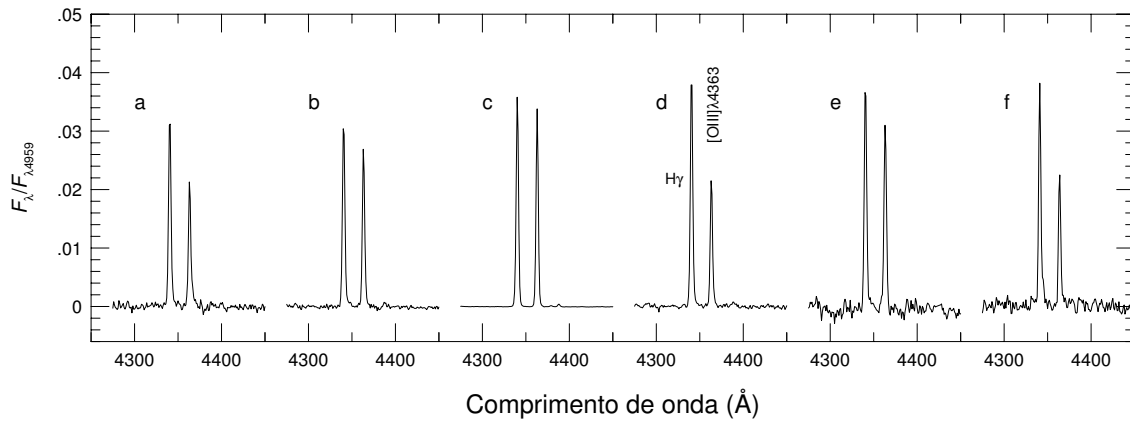


Figura 5.1: Uma amostra de espectros no intervalo de 4275 a 4460 Å de áreas com brilhos superficiais diferentes para NGC 6302. As posições das áreas correspondentes, a, b, c, d, e e f, são marcadas na figura 5.15. Para enfatizar a variação da razão  $[\text{O III}](\lambda 4959 + \lambda 5007)/\lambda 4363$ , a escala do fluxo foi normalizada pelo fluxo em  $[\text{O III}]\lambda 4959$ .

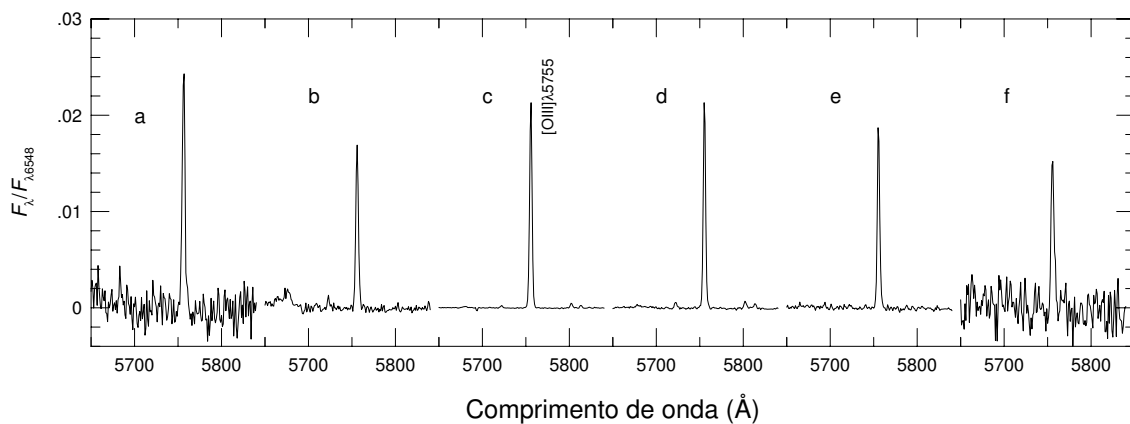


Figura 5.2: Uma amostra de espectros no intervalo de 5650 a 5850 Å de áreas com diferentes brilhos superficiais para NGC 2440. As posições correspondentes, a, b, c, d, e e f, são marcadas na figura 5.9. Para enfatizar a variação da razão  $[\text{N II}](\lambda 6548 + \lambda 6583)/\lambda 5755$ , a escala de fluxo foi normalizada pelo fluxo em  $[\text{N II}]\lambda 6548$ .



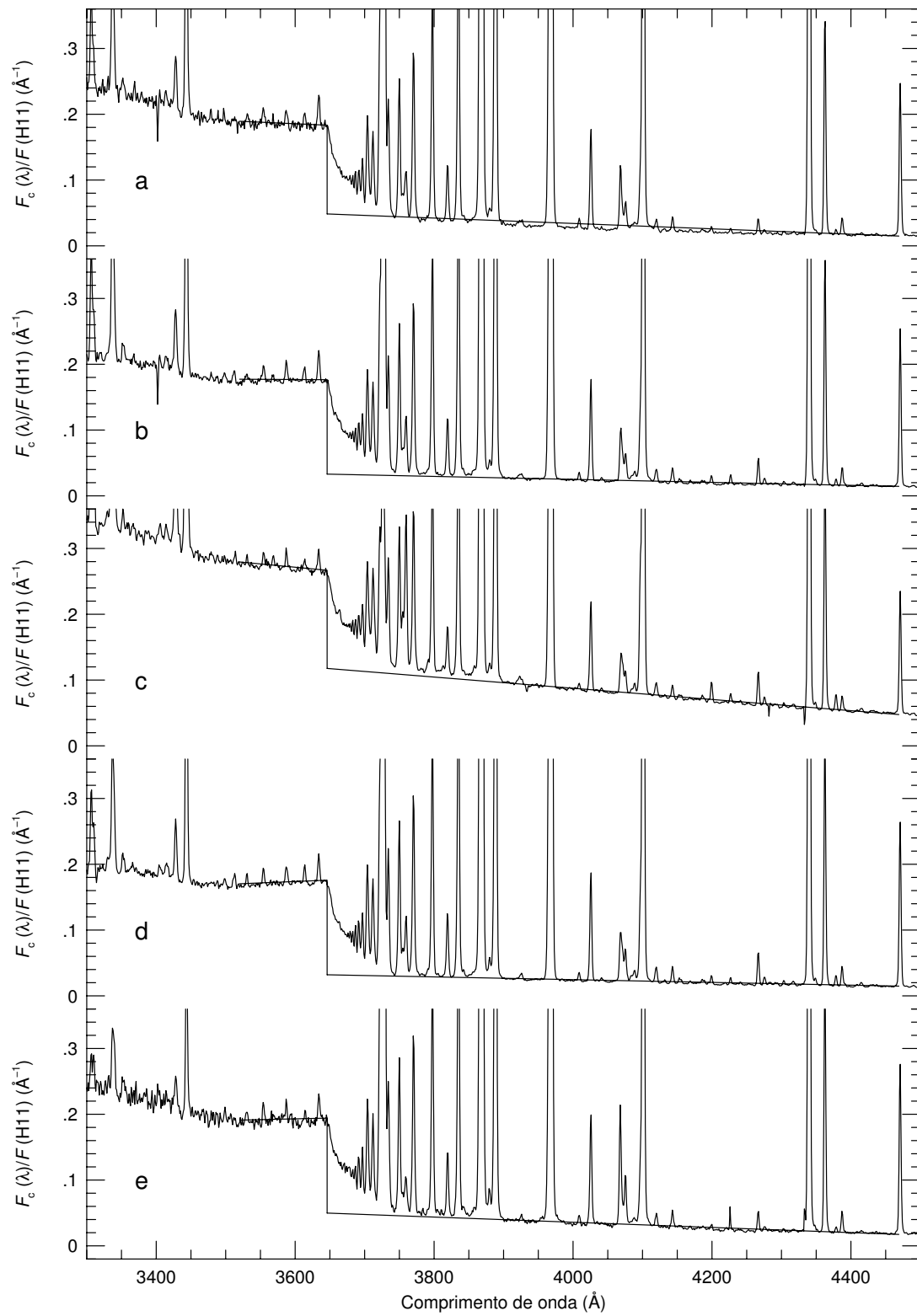


Figura 5.3: Uma amostra do espectro mostrando a descontinuidade de Balmer observada de áreas com diferentes brilhos superficiais para NGC 7009. As posições correspondentes, a, b, c, d, e e f, são marcadas na figura 5.9. A escala de fluxo foi normalizada pelo fluxo de H11.

Tabela 5.1: Estatísticas das medidas da temperatura e da densidade eletrônica

	$N$	min	$Q1$	mediana	$Q3$	max	média	$\sigma$
NGC 1535								
$N_e(\text{Ar IV})$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	24	580	1 425	1 671	2 430	3 722	2 049	813
$T_e(\text{O III})$ (K)	29	11 672	12 018	12 349	12 709	15 489	12 607	799
$T_e(\text{Bal})$ (K)	9	9 810	9 743	9 923	10 371	10 560	10 131	315
NGC 2438								
$N_e(\text{S II})$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	49	19	98	155	209	340	158	64
$T_e(\text{N II})$ (K)	32	10 265	10 843	11 173	11 461	12 265	11 245	490
$T_e(\text{O III})$ (K)	45	10 662	11 026	11 590	12 373	14 080	11 541	840
NGC 2440								
$N_e(\text{S II})$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	35	256	458	806	1 891	3 360	2 551	1 670
$N_e(\text{Cl III})$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	14	487	2 426	3 131	5 276	5 477	4 131	1 809
$N_e(\text{Ar IV})$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	25	0	1 032	1 572	3 031	4 186	3 192	1 694
$T_e(\text{N II})$ (K)	35	9 493	10 692	11 822	12 491	14 086	11 838	1 152
$T_e(\text{O III})$ (K)	43	13 084	13 612	13 623	14 673	19 291	14 398	1 302
$T_e(\text{Bal})$ (K)	12	11 178	11 929	14 323	14 993	18 886	13 984	2 218
NGC 3132								
$N_e(\text{S II})$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	37	110	335	558	714	910	617	239
$N_e(\text{Cl III})$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	15	953	1 372	1 870	2 891	4 980	2 045	1 138
$N_e(\text{Ar IV})$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	15	399	1 266	1 867	2 333	5 751	2 278	1 533
$T_e(\text{N II})$ (K)	30	9 577	9 987	10 357	10 749	12 456	10 163	726

Tabela 5.1: Estatísticas das medidas da temperatura e da densidade eletrônica

	$N$	min	$Q1$	median	$Q3$	max	mean	$\sigma$
$T_e(\text{O III})$ (K)	24	9 411	9 413	9 682	10 325	12 421	9 889	721
NGC 3242								
$N_e(\text{S II})$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	13	1 150	2 332	2 818	3 845	7 643	3 081	1 640
$N_e(\text{Cl III})$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	19	201	1 381	1 822	3 183	11 602	3 188	2 757
$N_e(\text{Ar IV})$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	29	576	1 851	2 629	3 525	4 413	3 247	1 156
$T_e(\text{O III})$ (K)	35	11 201	11 565	12 252	12 881	16 792	12 213	1 378
$T_e(\text{Bal})$ (K)	24	8 055	8 907	9 692	9 864	10 150	9 541	652
NGC 6302								
$N_e(\text{S II})$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	91	11	238	797	1 669	14 509	6 811	5 846
$N_e(\text{Cl III})$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	43	362	2 977	7 468	15 890	130 192	37 694	34 280
$N_e(\text{Ar IV})$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	51	88	2 283	4 590	8 121	15 939	10 238	6 178
$T_e(\text{N II})$ (K)	94	11 437	12 001	12 428	13 016	17 771	13 798	1 580
$T_e(\text{O III})$ (K)	80	15 009	16 443	17 071	17 889	20 461	18 357	1 596
NGC 6563								
$N_e(\text{S II})$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	47	1	70	142	176	267	134	70
$T_e(\text{N II})$ (K)	43	9 835	10 522	10 731	11 059	12 421	10 743	471
NGC 6781								
$N_e(\text{S II})$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	57	1	40	131	233	343	135	94
$T_e(\text{N II})$ (K)	31	9 208	10 391	10 913	11 386	12 927	10 763	781
NGC 6853								

Tabela 5.1: Estatísticas das medidas da temperatura e da densidade eletrônica

	$N$	min	$Q1$	median	$Q3$	max	mean	$\sigma$
$N_e(\text{S II})$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	126	4	40	88	131	553	95	80
$T_e(\text{N II})$ (K)	142	9 488	10 450	10 832	11 146	12 629	10 898	572
NGC 7009								
$N_e(\text{S II})$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	35	253	806	2 352	3 152	3 598	3 164	1 683
$N_e(\text{Cl III})$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	19	1 793	4 980	5 363	7 294	7 909	6 239	1 610
$N_e(\text{Ar IV})$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	13	471	891	2 735	7 448	9 930	4 314	3 143
$T_e(\text{N II})$ (K)	17	9 847	10 477	10 749	11 524	12 487	11 163	785
$T_e(\text{O III})$ (K)	27	8 534	9 503	9 856	10 184	11 740	10 117	761
$T_e(\text{Bal})$ (K)	21	7 340	8 250	8 521	8 740	9 045	8 589	500

A seguir, os resultados obtidos das medidas ponto a ponto da temperatura e densidade eletrônica para cada um dos objetos observados são discutidos separadamente.

### 5.1.1 NGC 1535

NGC 1535 é uma nebulosa planetária brilhante, com uma acentuada estrutura do tipo anel de aproximadamente  $20'' \times 17''$ , dentro de um disco maior e mais fraco de aproximadamente  $48'' \times 42''$  (Perek & Kohoutek, 1967). Este objeto exibe um espectro rico de alta excitação. As linhas de emissão de espécies de baixa ionização tais como [SII] [ClIII] e [NII] são muito fracas ou não são detectadas nos espectros obtidos. As densidades eletrônicas foram estimadas usando somente a razão  $[\text{Ar IV}]\lambda 4711/\lambda 4740$ , um indicador de densidade para as regiões mais internas das nebulosas. Um valor médio de  $N_e(\text{Ar IV}) = 2\,049 \pm 166 \text{ cm}^{-3}$  foi estimado para esta nebulosa, que é consistente com as estimativas de outros autores (Minkowski & Aller, 1956; Aller & Walker, 1965; Gutierrez-Moreno, Cortes & Moreno, 1985). Os dados obtidos para NGC 1535 (figuras 5.4 e 5.5) mostram variações de densidade

e temperatura eletrônica de baixa amplitude com a posição ao longo do raio da nebulosa. Foram encontradas para este objeto,  $T_e(\text{O III})$  sistematicamente maiores do que as  $T_e(\text{Bal})$ , com valores médios de  $T_e(\text{O III}) = 12\,607 \pm 148$  K e  $T_e(\text{Bal}) = 10\,131 \pm 105$  K. Tais discrepâncias entre as  $T_e(\text{O III})$  e as  $T_e(\text{Bal})$  também foram encontradas em outras nebulosas planetárias por outros autores e foram atribuídas a flutuações de temperaturas eletrônicas variando em média de  $t^2 = 0.03$  a  $t^2 = 0.07$  (Peimbert, 1971; Liu & Danziger, 1993; Zhang et al., 2004).

### 5.1.2 NGC 2438

Esta nebulosa planetária exibe um anel brilhante mais interno e um halo fraco mais separado. Na figura 5.6 observa-se uma variação muito suave de densidade eletrônica ao longo da posição da fenda. Uma densidade média com peso dado pelo fluxo em  $\text{H}\beta$  de  $N_e(\text{SII}) = 158 \pm 9$   $\text{cm}^{-3}$  foi estimada. Essas baixas densidades eletrônicas encontradas em NGC 2438 são características de objetos em estágio mais avançado da evolução nebular. Esta interpretação foi dada por Guerrero & Manchado (1999) e está de acordo com uma estimativa de idade dinâmica de aproximadamente 17 000 anos, considerando uma velocidade de expansão de  $22$   $\text{km s}^{-1}$  (Meatheringham et al., 1988) e uma distância de  $2.0$  kpc (Pottasch, 1983).

As temperaturas eletrônicas estimadas das razões  $[\text{O III}](\lambda 4959 + \lambda 5007)/\lambda 4363$  e  $[\text{N II}](\lambda 6548 + \lambda 6584)/\lambda 5755$  (figura 5.7) apresentam variações de baixa amplitude ao longo da fenda. As temperaturas eletrônicas médias derivadas destas duas razões de intensidades de linhas são compatíveis, com  $T_e(\text{O III}) = 11\,541 \pm 125$  K e  $T_e(\text{N II}) = 11\,245 \pm 87$  K.

A variação espacial da temperatura  $T_e(\text{O III})$  tem um comportamento oposto ao perfil do brilho superficial, com o brilho superficial em  $\text{H}\beta$  diminuindo com o aumento da temperatura eletrônica. Resultado semelhante foi encontrado em 30 Doradus (Krabbe & Copetti, 2002). Uma possível interpretação para tal comportamento baseia-se na possível anti-correlação entre temperatura  $T_e(\text{O III})$  e densidade. De fato, essa anti-correlação, embora sutil, pode ser observada nos dados para NGC 2438, com a densidade aumentando e a temperatura eletrônica diminuindo em direção às áreas com maior brilho superficial.

### 5.1.3 NGC 2440

NGC 2440 é uma nebulosa planetária bipolar que pode ser classificada como um protótipo de nebulosas planetárias do tipo I (Peimbert, 1978), um objeto rico em

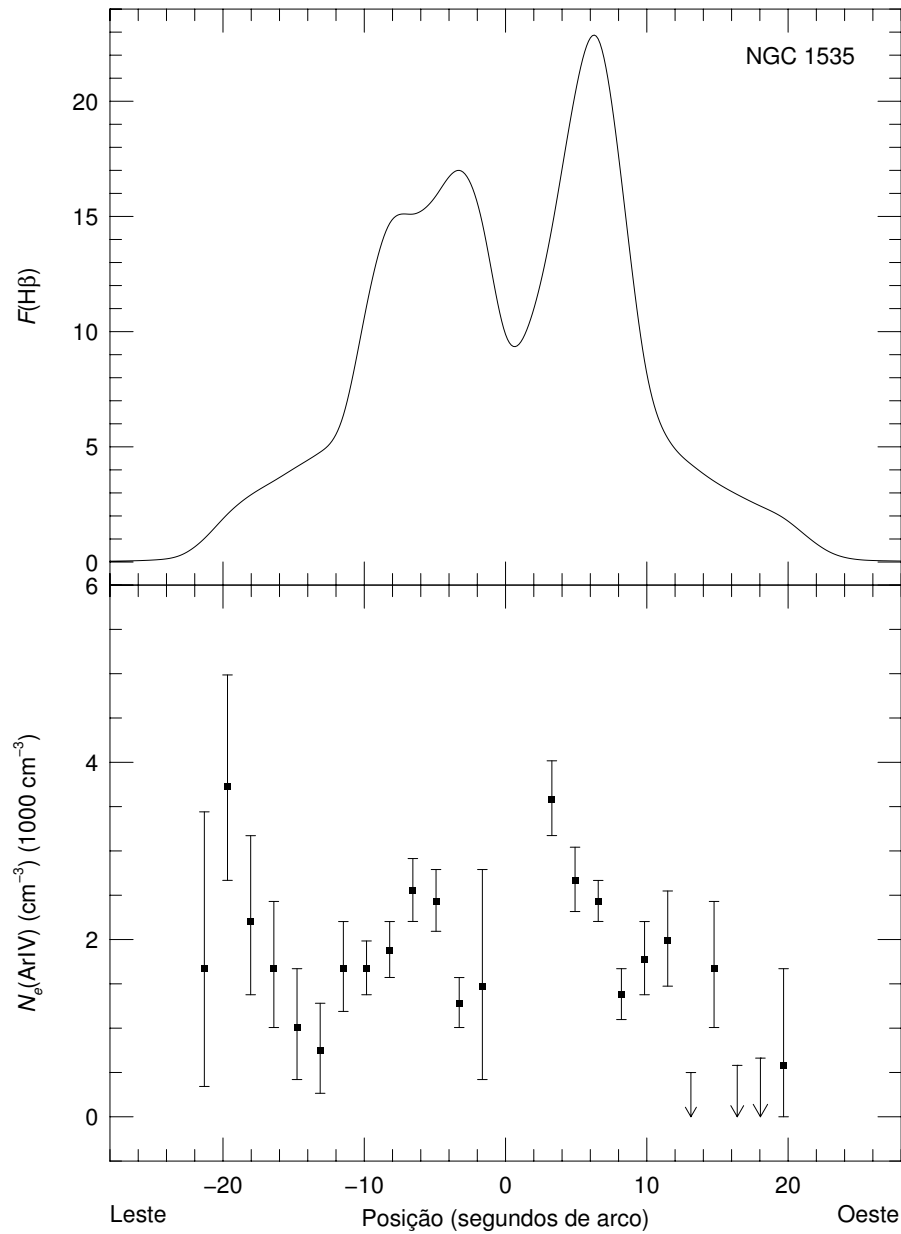


Figura 5.4: NGC 1535. Perfis Espaciais do fluxo em  $H\beta$  (em unidades de  $10^{-14} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ) e  $N_e(\text{Ar IV})$ .

He e N. É um objeto alongado e brilhante mostrando duas condensações centrais e distintas com filamentos mais externos e mais fracos e apresentando uma grande variedade de brilho superficial e excitação. Os perfis espaciais de densidade obtidos usando-se as razões de  $[\text{SII}]$ ,  $[\text{Ar IV}]$  e  $[\text{Cl III}]$  para NGC 2440 (veja a Figura 5.8) apresentam um gradiente espacial bem definido, com a densidade diminuindo do centro para as bordas. As densidades estimadas destas três razões mostram variações si-

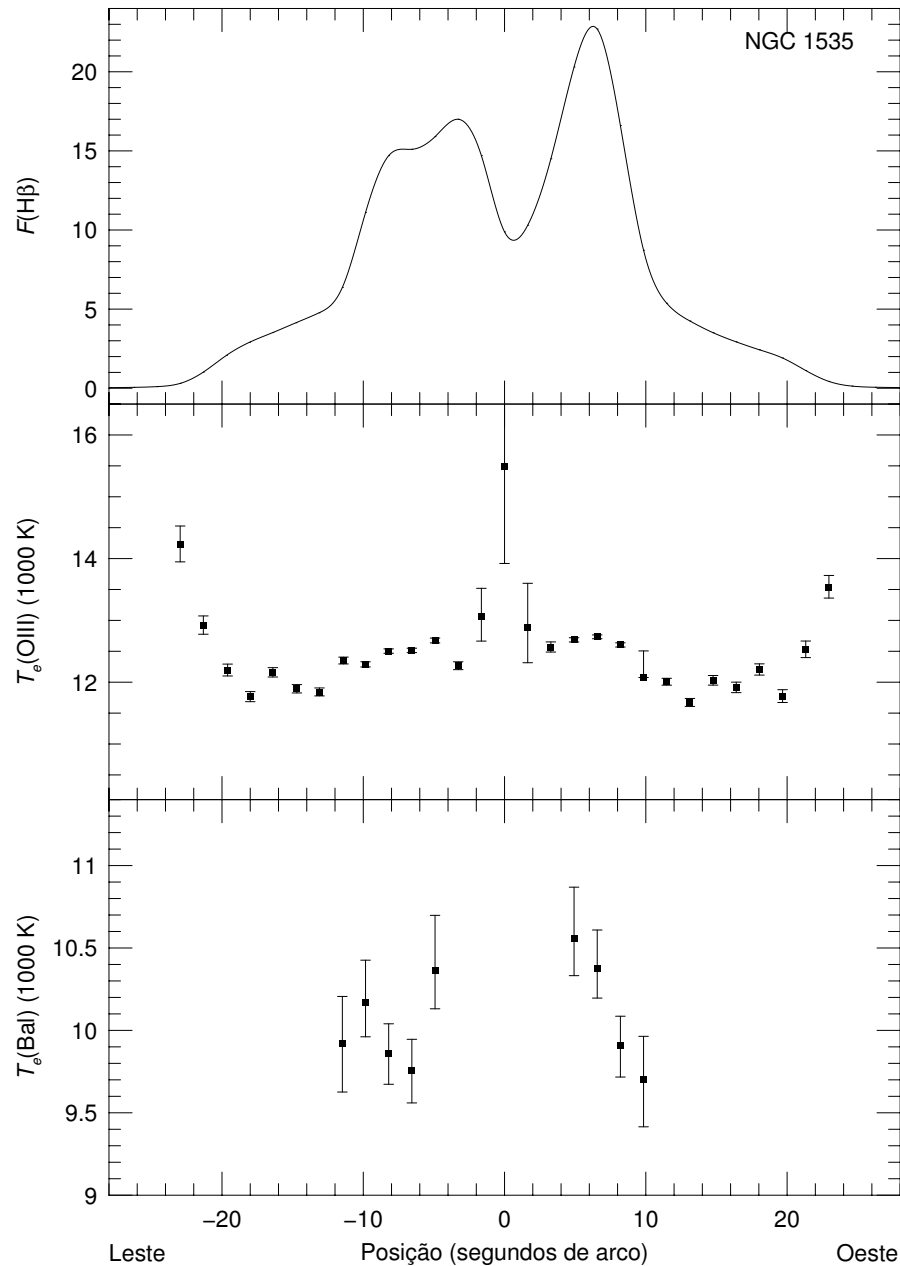


Figura 5.5: NGC 1535. Perfis espaciais do fluxo em  $H\beta$  (em unidades de  $10^{-14}$  erg  $\text{cm}^{-2}$   $\text{s}^{-1}$ ),  $T_e(O\ III)$  e  $T_e(Bal)$ .

milares ao longo da superfície nebular. Foram obtidas densidades eletrônicas médias de  $N_e(S\ II) = 2551 \pm 282 \text{ cm}^{-3}$ ,  $N_e(Cl\ III) = 4131 \pm 483 \text{ cm}^{-3}$  e  $N_e(Ar\ IV) = 3192 \pm 339 \text{ cm}^{-3}$ , que são sistematicamente menores do que aquelas derivadas por Shields et al. (1981). As densidades eletrônicas foram recalculadas das razões de  $[S\ II]$ ,  $[Ar\ IV]$  e  $[Cl\ III]$  de Shields et al. (1981) usando-se os mesmos parâmetros atômicos e densidade eletrônica adotadas neste estudo. Estas densidades recalcu-

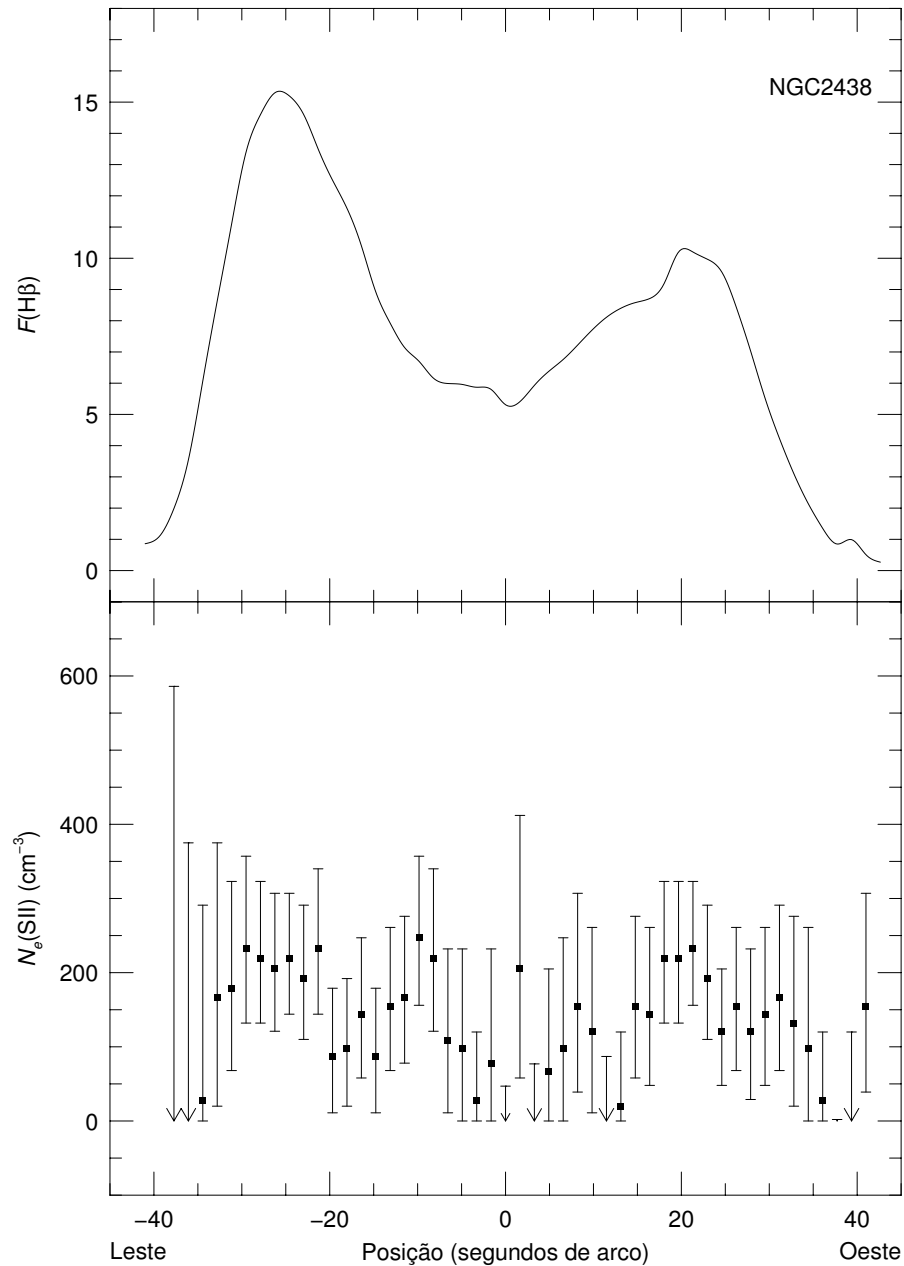


Figura 5.6: NGC 2438. Perfis espaciais do fluxo em  $H\beta$  (em unidades de  $10^{-15}$  erg  $cm^{-2}$   $s^{-1}$ ) e  $N_e(SII)$ .

ladas são aproximadamente  $1\,000$  a  $2\,000$   $cm^{-3}$  maiores do que os valores de densidade derivados neste trabalho. Entretanto, estes autores tem concentrado suas observações na região central da nebulosa, onde os valores de densidades eletrônicas são sistematicamente maiores.

Como pode ser visto na figura 5.9, as temperaturas eletrônicas derivadas das razões de  $[O\ III]$  e  $[N\ II]$  e da descontinuidade de Balmer mostram uma variação



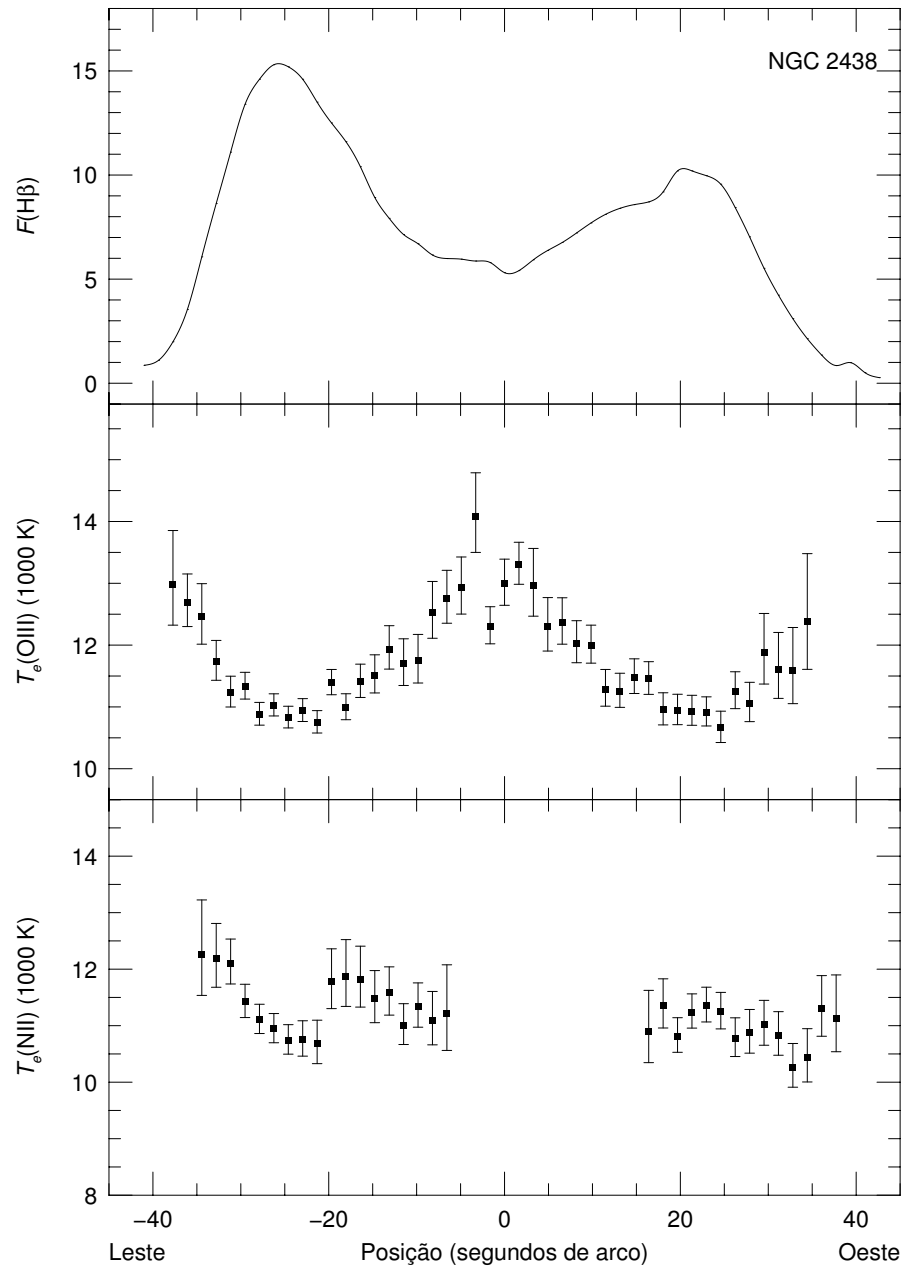


Figura 5.7: NGC 2438. Perfis espaciais do fluxo em  $H\beta$  fluxo (em unidades de  $10^{-15}$   $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ),  $T_e(\text{O III})$  e  $T_e(\text{N II})$ .

sistemática ao longo da superfície nebulosa. As temperaturas eletrônicas  $T_e(\text{O III})$  e  $T_e(\text{N II})$  estão diminuindo do centro para as bordas da nebulosa, na parte da nebulosa com maior brilho superficial, e estão aumentando em direção às partes mais externas de NGC 2440, onde o brilho superficial é menor. Por outro lado, o perfil da temperatura de Balmer é completamente diferente dos perfis das temperaturas  $T_e(\text{O III})$  e  $T_e(\text{N II})$ , não mostrando qualquer relação com o brilho superficial da ne-

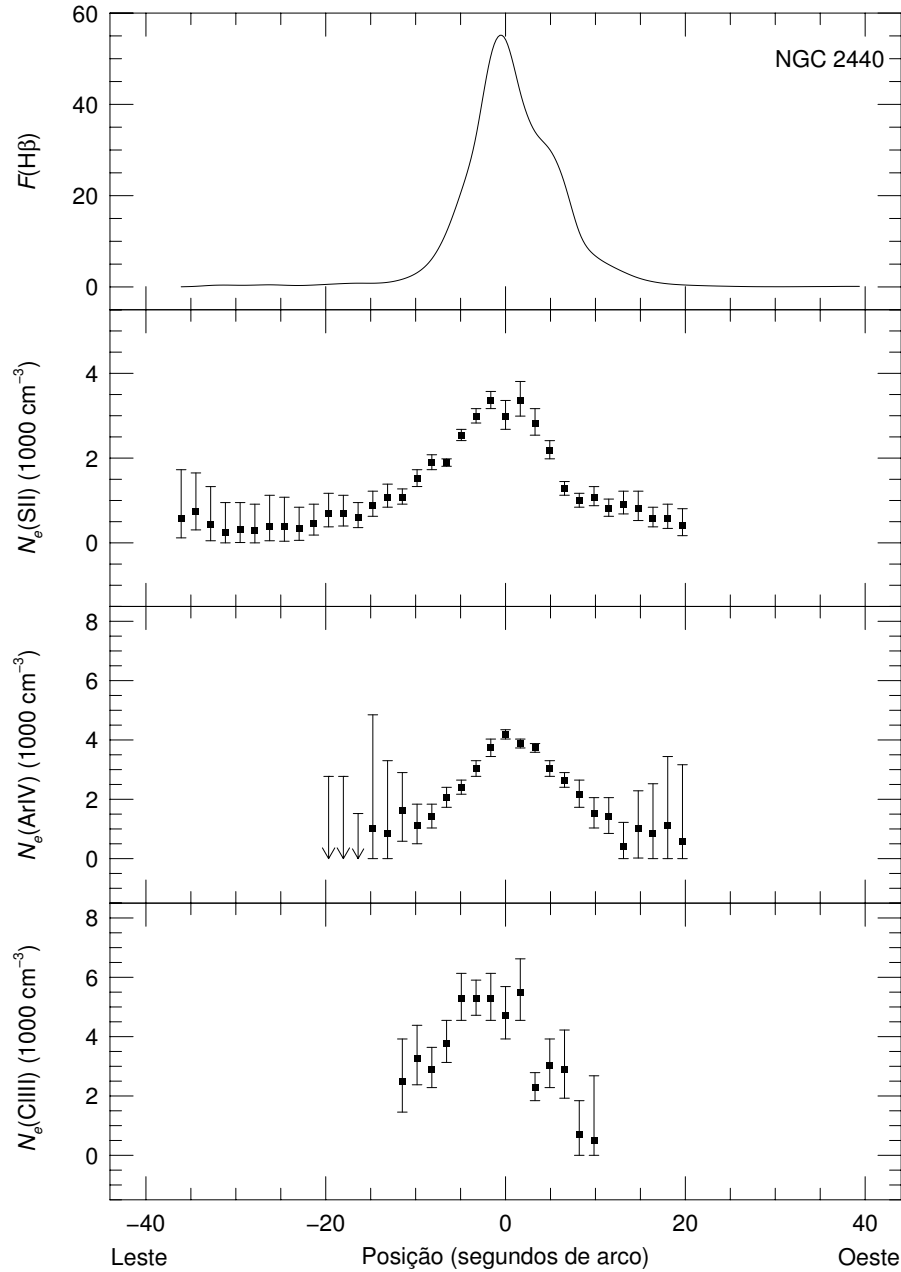


Figura 5.8: NGC 2440. Perfis espaciais do fluxo em  $H\beta$  (em unidades de  $10^{-14}$  erg  $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ),  $N_e(\text{S II})$ ,  $N_e(\text{Cl III})$  e  $N_e(\text{Ar IV})$ .

bulosa. Para o conjunto total de aberturas observadas, foram estimadas temperaturas eletrônicas médias com peso dado pelo fluxo em  $H\beta$  de  $T_e(\text{O III}) = 14\,398 \pm 199$  K,  $T_e(\text{N II}) = 11\,838 \pm 195$  K e  $T_e(\text{Bal}) = 13\,984 \pm 640$  K. As temperaturas  $T_e(\text{O III})$  são compatíveis com aquelas obtidas por Hyung & Aller (1998), Liu & Danziger (1993), Peimbert & Torres-Peimbert (1987), Gutierrez-Moreno, Cortes & Moreno (1985) e Shields et al. (1981); entretanto a temperatura eletrônica média derivada

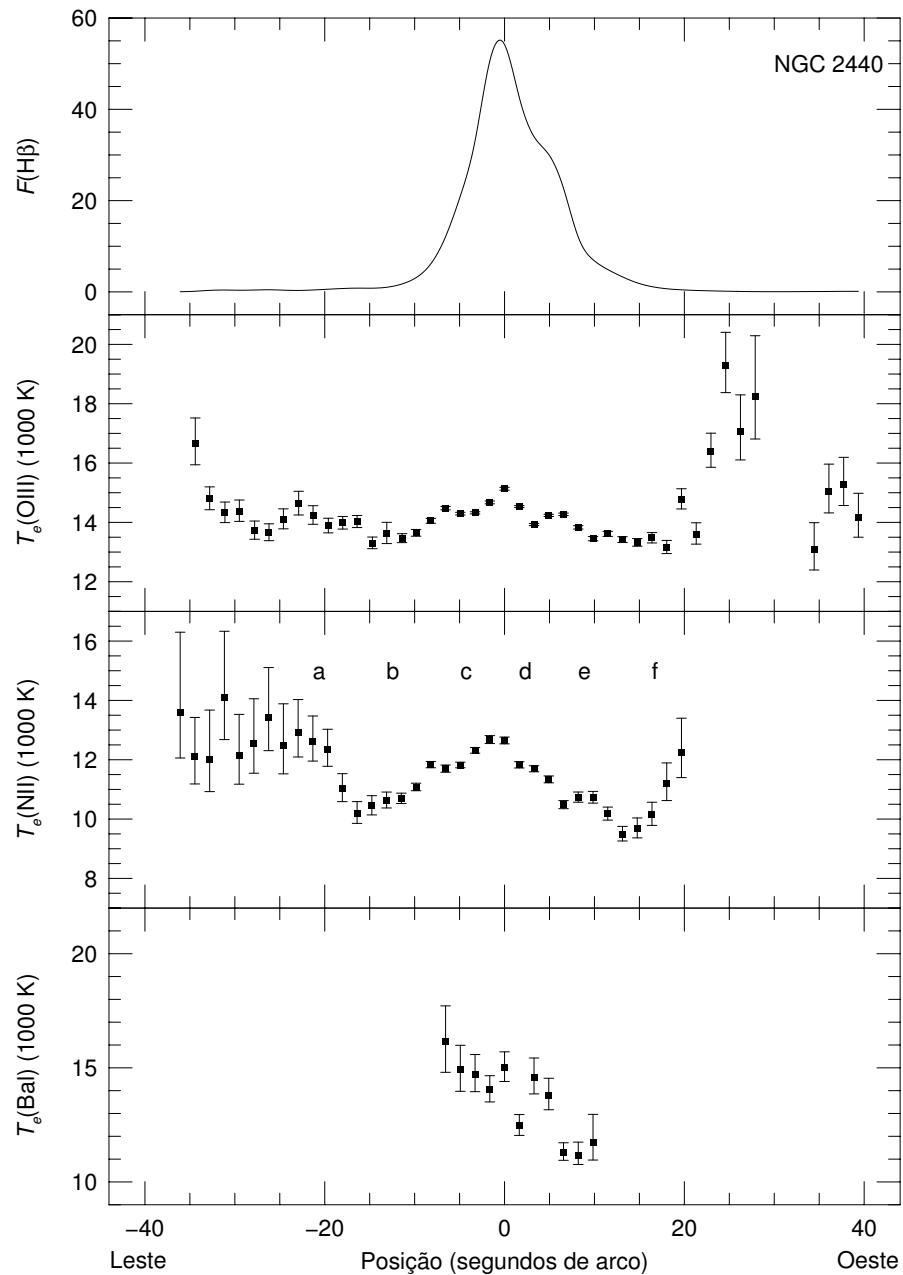


Figura 5.9: NGC 2440. Perfis espaciais do fluxo em  $H\beta$  (em unidades de  $10^{-14}$  erg  $\text{cm}^{-2}$   $\text{s}^{-1}$ ),  $T_e(\text{O III})$ ,  $T_e(\text{N II})$  e  $T_e(\text{Bal})$ .

na zona de  $[\text{N II}]$  por esses autores são aproximadamente 1 000 a 2 000 K menores do que aqueles valores obtidos no presente estudo. Por outro lado, as estimativas obtidas são compatíveis com aquelas de  $T_e(\text{N II}) = 11\,500$  K e  $T_e(\text{N II}) = 13\,800$  K encontrada por Boeshaar (1974) em duas regiões diferentes de NGC 2440. Se estas temperaturas mais altas são artefatos das estimativas do fluxo da linha, isto será certamente devido a erros nas intensidades da linha  $[\text{N II}]\lambda 5755$ , já que essas linhas

fracas tendem a ser superestimadas.

Temperaturas maiores têm sido obtidas usando outros sensores. Rowlands et al. (1989) derivaram temperaturas eletrônicas de 17 100 K usando a razão de linhas  $[\text{Ne V}](\lambda 24.3\mu\text{m}/\lambda 3426 \text{ \AA})$  e 22 000 K utilizando a razão  $[\text{O IV}](\lambda 25.9\mu\text{m}/\lambda 1400 \text{ \AA})$ . Embora as estimativas das temperaturas derivadas da razão  $[\text{Ne V}](\lambda 24.3\mu\text{m}/\lambda 3426 \text{ \AA})$  sejam dependentes da densidade eletrônica e portanto mais suscetíveis a incertezas, estas temperaturas altas são uma indicação da presença de zonas consideravelmente mais quentes na parte mais interna da nebulosa.

### 5.1.4 NGC 3132

Esta é uma nebulosa planetária de excitação consideravelmente alta, que apresenta uma estrutura elíptica. Assim como para NGC 2440, o gás ionizado é rico em nitrogênio e, por isso, esta pode ser classificada como uma nebulosa planetária do Tipo I (Peimbert, 1978). As estimativas da temperatura e densidade eletrônica para este objeto são ilustrados nas figuras 5.10 e 5.11, respectivamente. Na região central da nebulosa, devido a presença da estrela central brilhante, algumas linhas de emissão não puderam ser medidas ou estavam mais suscetíveis a erros. Uma variação espacial bem definida da densidade  $[\text{S II}]$  foi observada para este objeto com dois picos de densidades de  $N_e(\text{S II}) = 910_{-35}^{+38} \text{ cm}^{-3}$  e  $N_e(\text{S II}) = 874_{-34}^{+36} \text{ cm}^{-3}$  ao longo da direção leste-oeste. A posição do pico de densidade no lado leste está deslocada por aproximadamente  $3''$  para leste do pico de  $\text{H}\beta$  e o pico de densidade no lado oeste está deslocado aproximadamente  $1''$  de distância do pico de  $\text{H}\beta$  no oeste. As densidades  $[\text{S II}]$  parecem ter uma variação de densidade similar à de NGC 2438, isto é, a densidade eletrônica está aumentando com o aumento do brilho superficial em  $\text{H}\beta$ , embora isto não seja tão evidente na parte central da nebulosa, onde as medidas são mais duvidosas. Juguet et al. (1988) determinaram densidades a partir da razão  $[\text{S II}]\lambda 6716/\lambda 6731$  e encontraram uma distribuição de pico duplo ao longo da direção norte-sul, atingindo valores de até  $N_e(\text{S II}) = 1\,300 \text{ cm}^{-3}$  na região mais externa e diminuindo até  $N_e(\text{S II}) = 300 \text{ cm}^{-3}$  na posição central. Para as densidades  $[\text{Ar IV}]$  e  $[\text{Cl III}]$  não foi possível observar uma variação similar à da densidade  $[\text{S II}]$ , provavelmente devido ao escasso número de medidas das densidades  $[\text{Ar IV}]$  e  $[\text{Cl III}]$  ao longo da superfície nebulosa. Foram derivadas densidades médias de  $N_e(\text{Cl III}) = 2\,045 \pm 304 \text{ cm}^{-3}$  e  $N_e(\text{Ar IV}) = 2\,278 \pm 425 \text{ cm}^{-3}$ , as quais são aproximadamente  $1\,500 \text{ cm}^{-3}$  maiores do que a densidade média do  $[\text{S II}]$ .

Os perfis de temperaturas do  $[\text{N II}]$  e  $[\text{O III}]$  mostram variações suaves através da superfície nebulosa. Embora, não tenha sido possível determinar as temperaturas

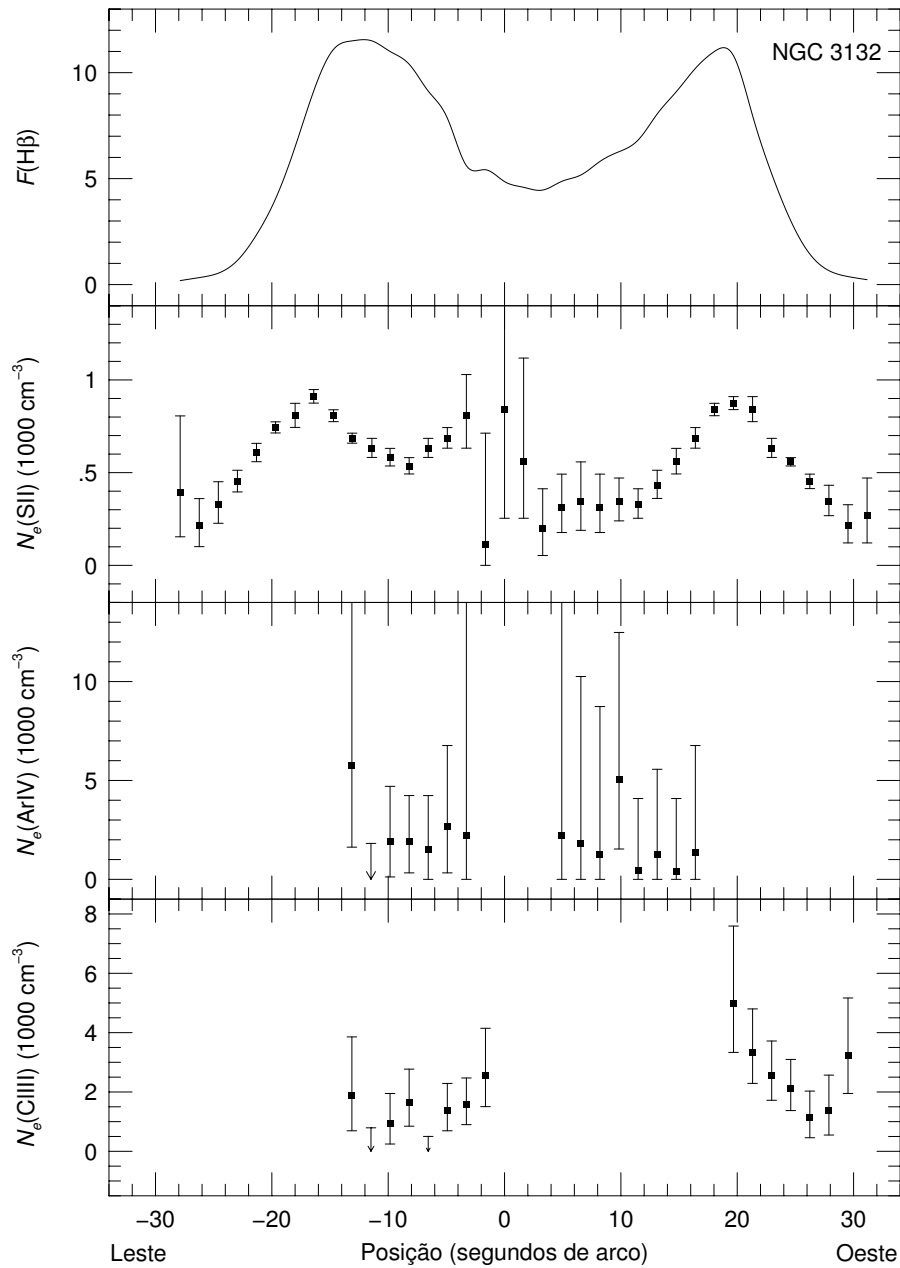


Figura 5.10: NGC 3132. Perfis espaciais do fluxo em  $H\beta$  (em unidades de  $10^{-14}$  erg  $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ),  $N_e(\text{S II})$ ,  $N_e(\text{Cl III})$  e  $N_e(\text{Ar IV})$ .

eletrônicas na região central da nebulosa, as temperaturas do  $[\text{N II}]$  e  $[\text{O III}]$  parecem apresentar perfis similares àqueles da temperatura  $T_e(\text{O III})$  em NGC 2438, observando-se a mesma anti-correlação entre temperatura e perfil de brilho superficial. As temperaturas médias de  $T_e(\text{N II}) = 10\,163 \pm 133$  K e  $T_e(\text{O III}) = 9\,889 \pm 147$  K são compatíveis com as estimativas de Torres-Peimbert & Peimbert (1977) e Baessen & Grewing (1990).

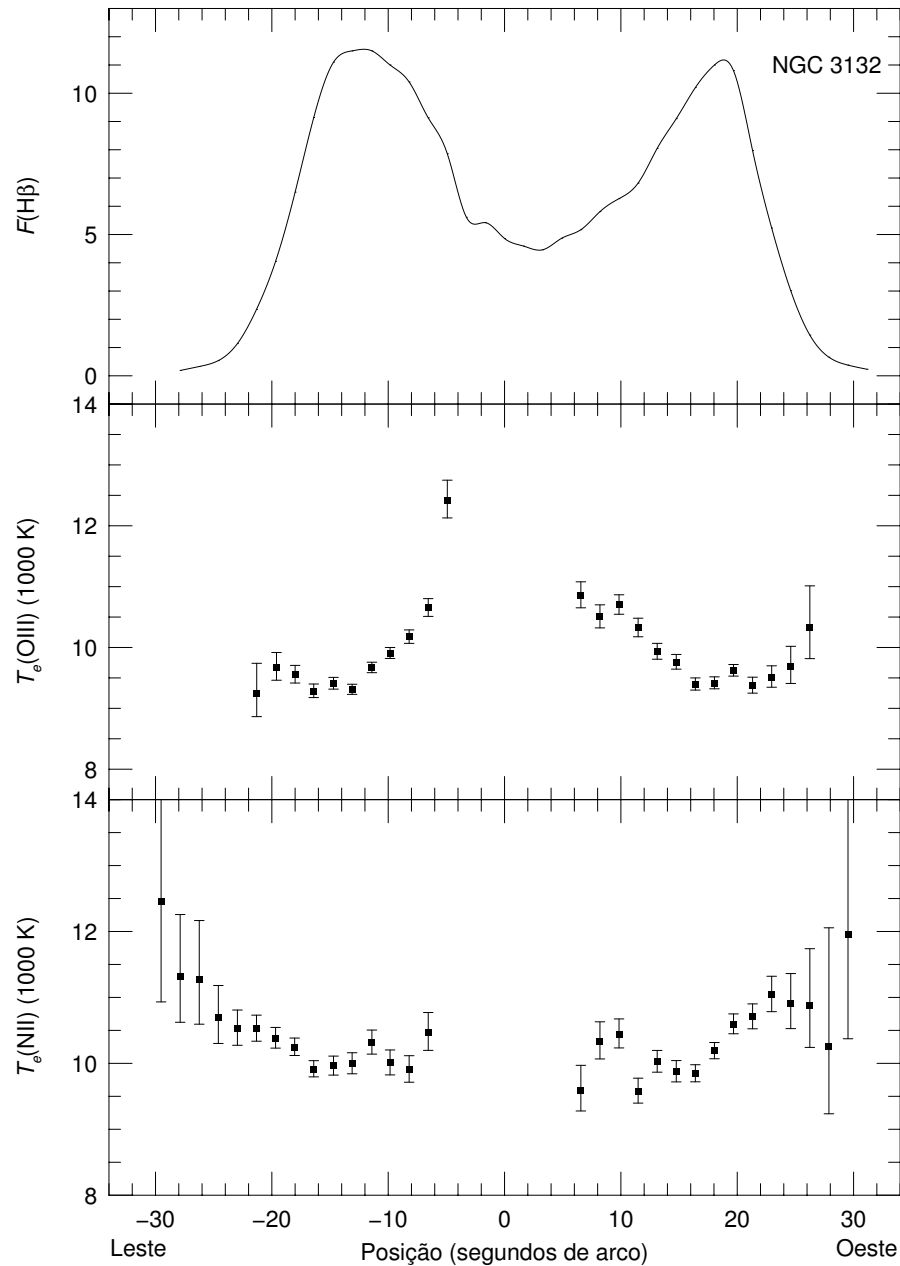


Figura 5.11: NGC 3132. Perfis espaciais do fluxo em  $H\beta$  (em unidades de  $10^{-14}$  erg  $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ),  $T_e(\text{O III})$  e  $T_e(\text{N II})$ .

### 5.1.5 NGC 3242

NGC 3242 é uma nebulosa planetária de alta excitação que apresenta uma estrutura bipolar na região central e um halo mais fraco na região mais externa. As figuras 5.12 e 5.13 apresentam as estimativas da temperatura e densidade eletrônica obtidas para este objeto. As densidades determinadas a partir razões  $[\text{S II}]\lambda 6716/\lambda 6731$  e  $[\text{Cl III}]\lambda 5517/\lambda 5537$  são relativamente homogêneas, com valores médios de  $N_e(\text{S II}) =$

$3\,081 \pm 455 \text{ cm}^{-3}$  e  $N_e(\text{Cl III}) = 3\,188 \pm 632 \text{ cm}^{-3}$ . Entretanto, como as linhas de emissão do [Cl III] e [S II] são um tanto fracas, os valores estimados das densidades são um tanto incertos e, portanto, esta uniformidade da distribuição de densidade pode ser aparente. Densidades determinadas via a razão  $[\text{Ar IV}]\lambda 4711/\lambda 4740$  apresenta uma variação suave aumentando a medida em que o brilho superficial em  $H\beta$  aumenta. As densidades inferidas a partir das linhas de emissão do [Cl III], [S II] e [Ar IV] são compatíveis, indicando que a densidade não está correlacionada com o estado de ionização.

As distribuições de temperatura eletrônica estimadas a partir da razão de [O III] e da descontinuidade de Balmer apresentam variações de baixa amplitude ao longo da superfície da nebulosa. A figura 5.13 mostra que as  $T_e(\text{O III})$  são sistematicamente maiores do que aquelas inferidas da descontinuidade de Balmer. Temperaturas médias de  $T_e(\text{O III}) = 12\,213 \pm 233 \text{ K}$  e  $T_e(\text{Bal}) = 9\,541 \pm 133 \text{ K}$  foram estimadas, as quais são compatíveis com os valores medidos por Liu & Danziger (1993). Novamente,  $T_e(\text{O III})$  tende a aumentar a medida que o brilho superficial em  $H\beta$  aumenta nas partes mais brilhantes da nebulosa. Temperaturas maiores são também encontradas nas partes mais externas da nebulosa.

### 5.1.6 NGC 6302

Esta nebulosa planetária é uma das nebulosas mais brilhantes conhecidas na Via-Láctea. De fato, este é o objeto com mais alto brilho superficial deste estudo. A imagem ótica de NGC 6302 mostra uma morfologia bipolar impressionante. Tal nebulosa tem sido classificada como nebulosa do tipo I no esquema de Peimbert & Torres-Peimbert (1983), com abundâncias até mais extremas do que as nebulosas típicas do tipo I (Aller et al., 1981). A figura 5.14 revela uma variação sistemática das densidades eletrônicas obtidas a partir das razões  $[\text{S II}]\lambda 6716/\lambda 6731$ ,  $[\text{Ar IV}]\lambda 4711/\lambda 4740$  e  $[\text{Cl III}]\lambda 5517/\lambda 5537$  com a posição na nebulosa. As densidades derivadas destas três razões apresentam variações espaciais similares, atingindo valores máximos no centro da nebulosa e diminuindo do centro para as regiões mais externas. Da amostra de objetos estudados, este foi o que apresentou os maiores valores de densidades eletrônicas, com uma densidade média de  $N_e(\text{S II}) = 6\,811 \pm 613 \text{ cm}^{-3}$ ,  $N_e(\text{Cl III}) = 37\,694 \pm 5\,228 \text{ cm}^{-3}$  e  $N_e(\text{Ar IV}) = 10\,238 \pm 865 \text{ cm}^{-3}$ . Em especial, as  $N_e(\text{Cl III})$  são maiores do que as  $N_e(\text{S II})$  e  $N_e(\text{Ar IV})$ .

As temperaturas  $T_e(\text{O III})$  e  $T_e(\text{N II})$  (figura 5.15) também mostram uma variação sistemática bem definida ao longo da superfície nebulosa, com valores máximos de  $T_e(\text{O III}) = 19\,865^{+55}_{-54} \text{ K}$  e  $T_e(\text{N II}) = 15\,407^{+125}_{-127} \text{ K}$  na região central da nebulosa.

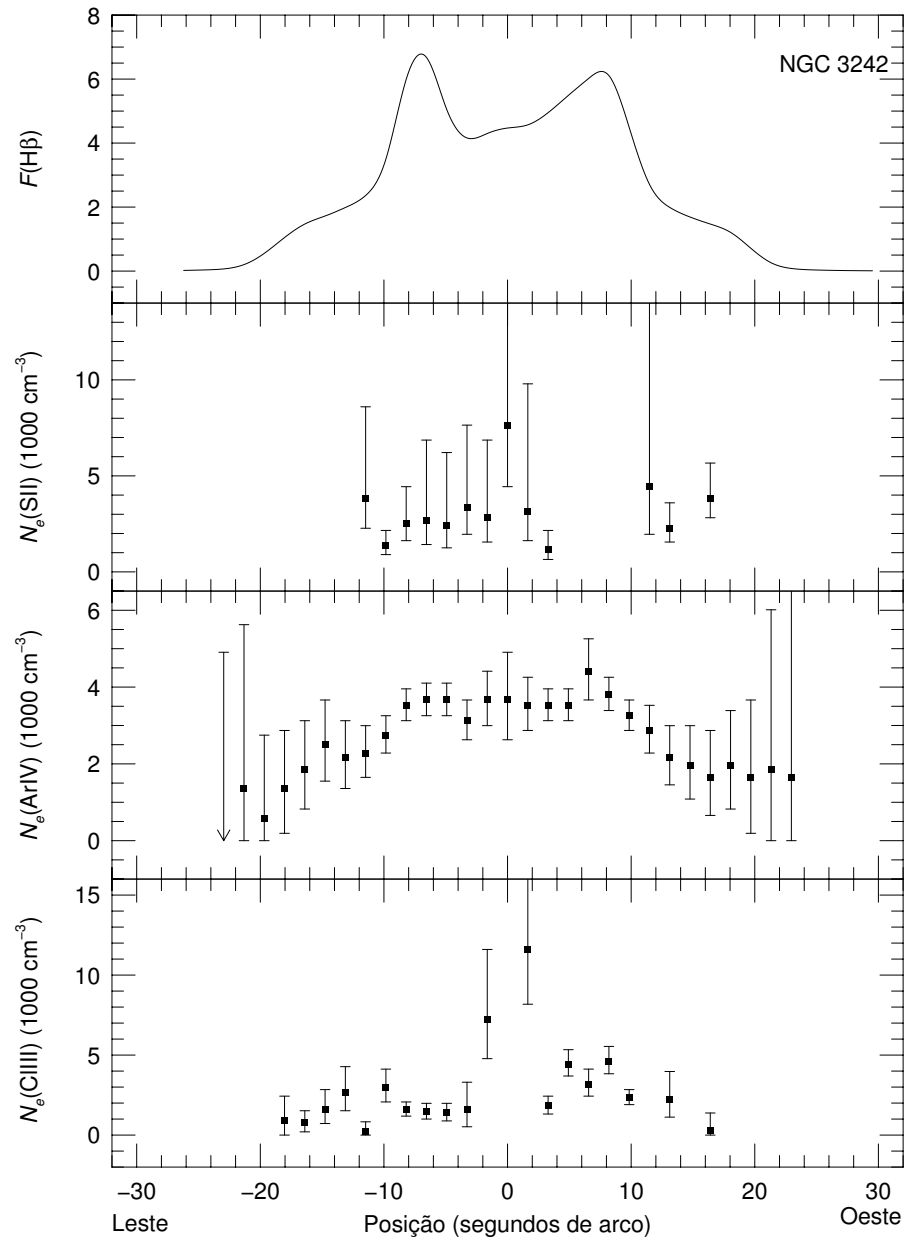


Figura 5.12: NGC 3242. Perfis espaciais do fluxo em  $H\beta$  (em unidades de  $10^{-13}$  erg  $\text{cm}^{-2}$   $\text{s}^{-1}$ ),  $N_e(\text{S II})$ ,  $N_e(\text{Cl III})$  e  $N_e(\text{Ar IV})$ .

Os perfis das temperaturas eletrônicas do  $[\text{O III}]$  e do  $[\text{N II}]$  são similares, com a temperatura aumentando em direção às áreas com maior brilho superficial em  $H\beta$ . Novamente, temperaturas maiores são encontradas nas partes mais externas da nebulosa. Esta nebulosa também possui as temperaturas eletrônicas mais altas da amostra de objetos estudados, com valores médios de  $T_e(\text{O III}) = 18\,357 \pm 178$  K e  $T_e(\text{N II}) = 13\,798 \pm 163$  K.



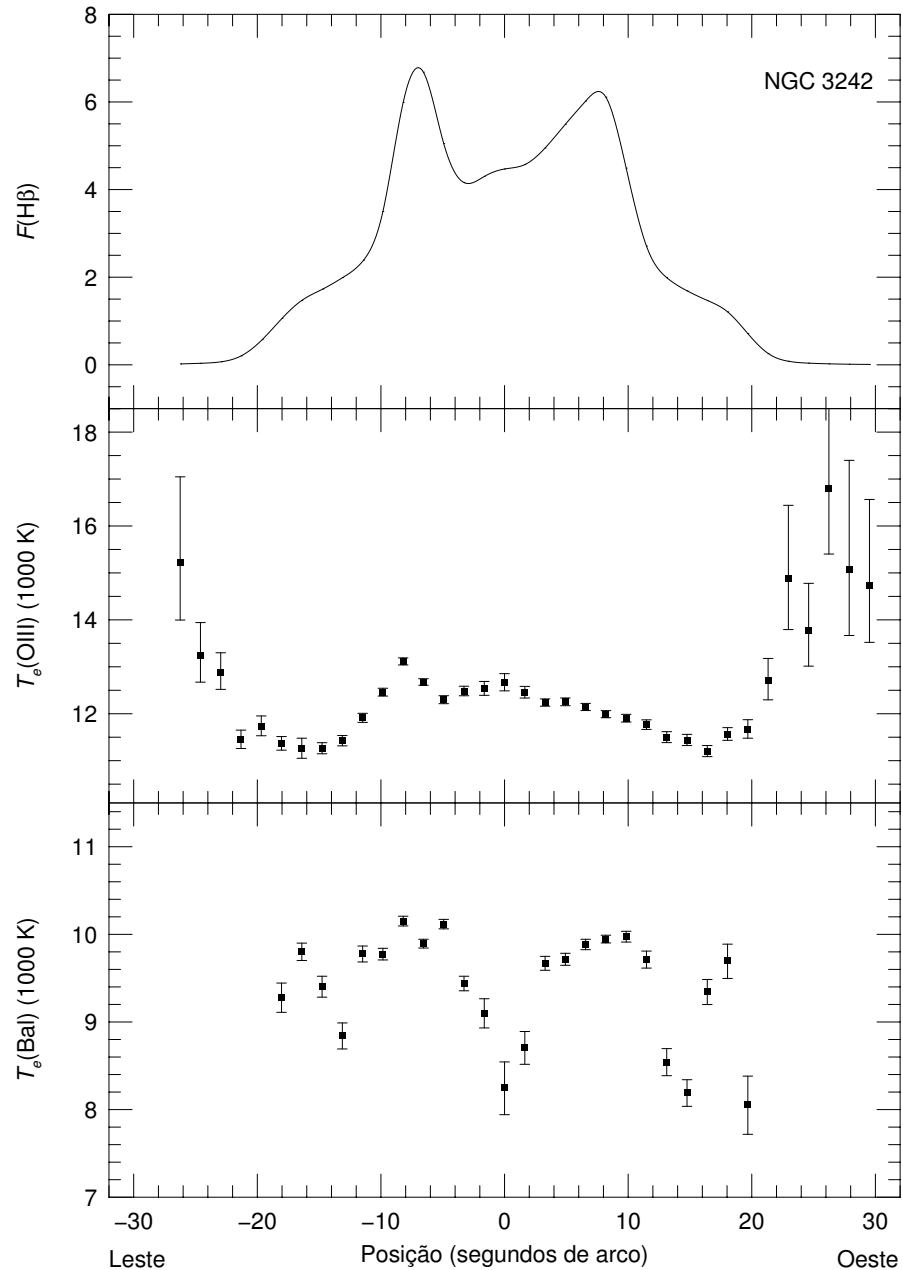


Figura 5.13: NGC 3242. Perfis espaciais do fluxo em  $H\beta$  (em unidades de  $10^{-13}$  erg  $\text{cm}^{-2}$   $\text{s}^{-1}$ ),  $T_e(O\ III)$  e  $T_e(Bal)$ .

### 5.1.7 NGC 6563

NGC 6563 é um objeto que aparece nas imagens em  $H\alpha$  (Chu et al., 1987) como uma nebulosa planetária elíptica com brilho maior no fim dos eixos menores. As presentes observações revelaram que as temperaturas e densidades eletrônicas são relativamente homogêneas (figuras 5.16 e 5.17), com valores médios de  $T_e(N\ II) = 10743 \pm 72$  K e  $N_e(S\ II) = 134 \pm 10$   $\text{cm}^{-3}$ . As baixas densidades encontradas em

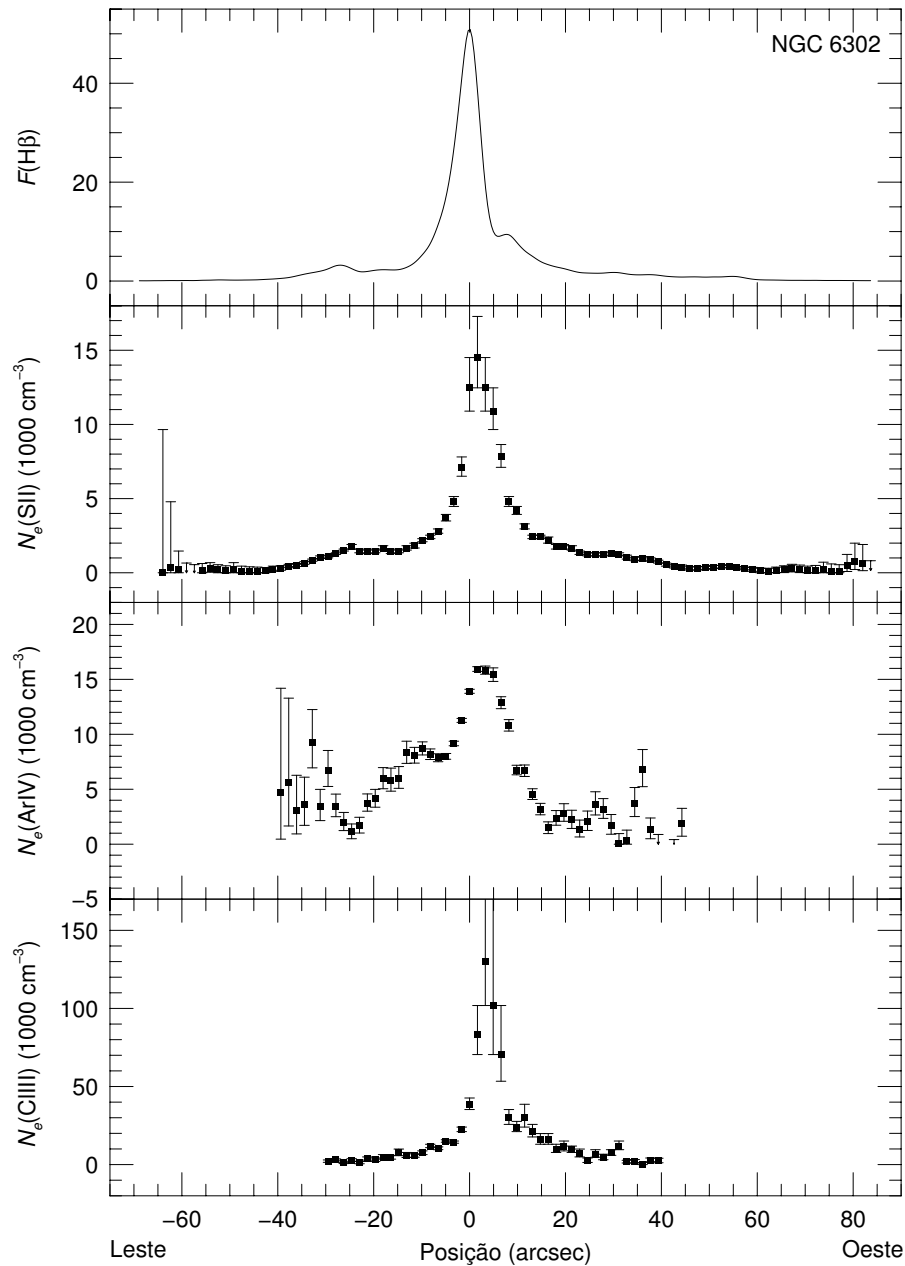


Figura 5.14: NGC 6302. Perfis espaciais do fluxo em  $H\beta$  (em unidades de  $10^{-14}$  erg  $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ),  $N_e(\text{S II})$ ,  $N_e(\text{Ar IV})$  e  $N_e(\text{Cl III})$ .

NGC 6563 são evidências de um objeto relativamente evoluído. A uma distância de 1867 kpc (Maciel & Pottasch, 1980), raio angular de  $22.6''$  (Perek & Kohoutek, 1967) e velocidade de expansão de  $11 \text{ km s}^{-1}$  medida por Weinberger (1989), estima-se uma idade de 17800 anos para NGC 6563.

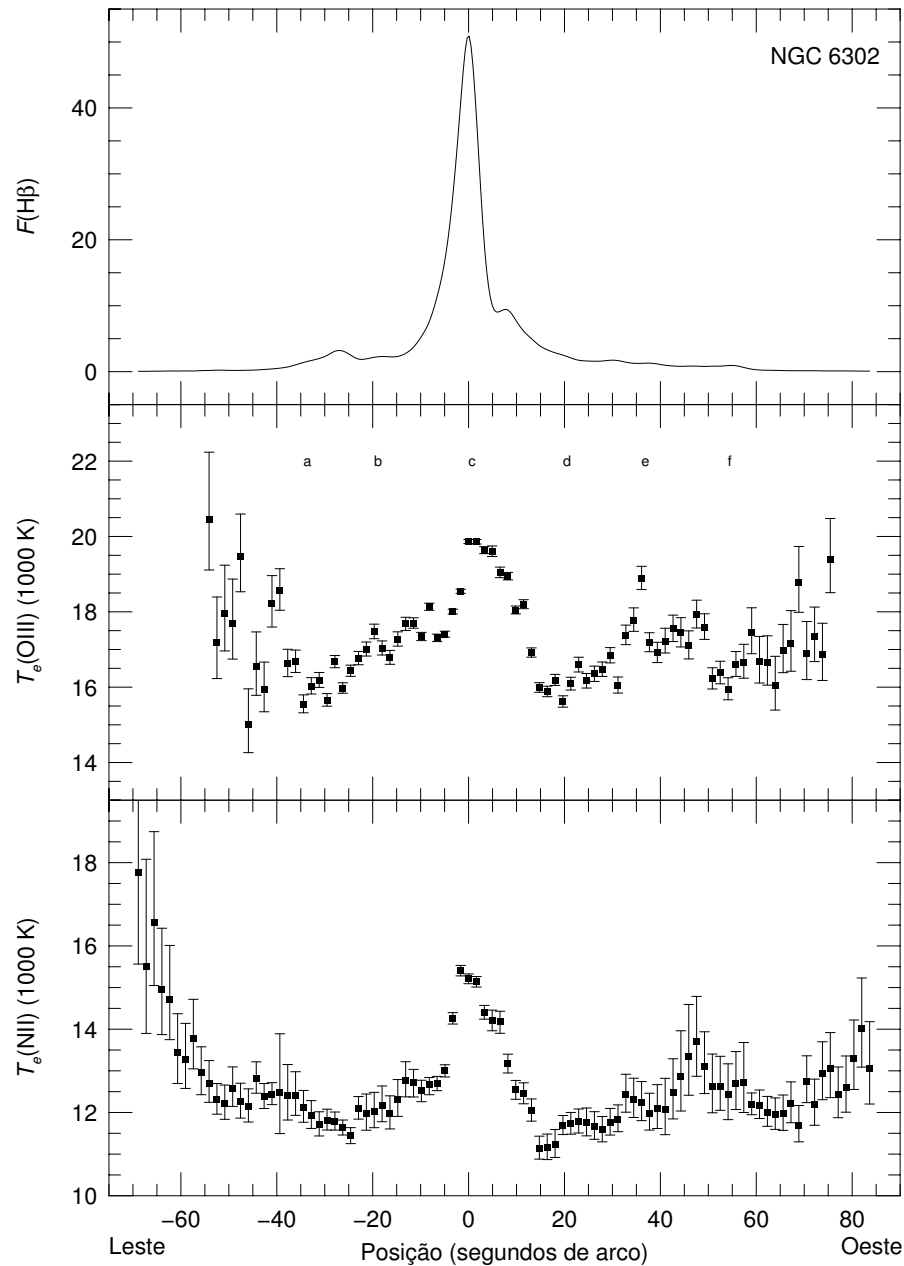


Figura 5.15: NGC 6302. Perfis espaciais do fluxo em  $H\beta$  (em unidades de  $10^{-14}$  erg  $\text{cm}^{-2}$   $\text{s}^{-1}$ ),  $T_e(\text{O III})$  e  $T_e(\text{N II})$ .

### 5.1.8 NGC 6781

Esta é uma nebulosa planetária com brilho superficial baixo. Mavromatakis et al. (2001) mapearam esta nebulosa em várias linhas de emissão no ótico e a partir destas imagens verificaram uma estrutura conhecida como tipo “C”. As densidades eletrônicas (figura 5.18) são relativamente baixas com um valor médio de

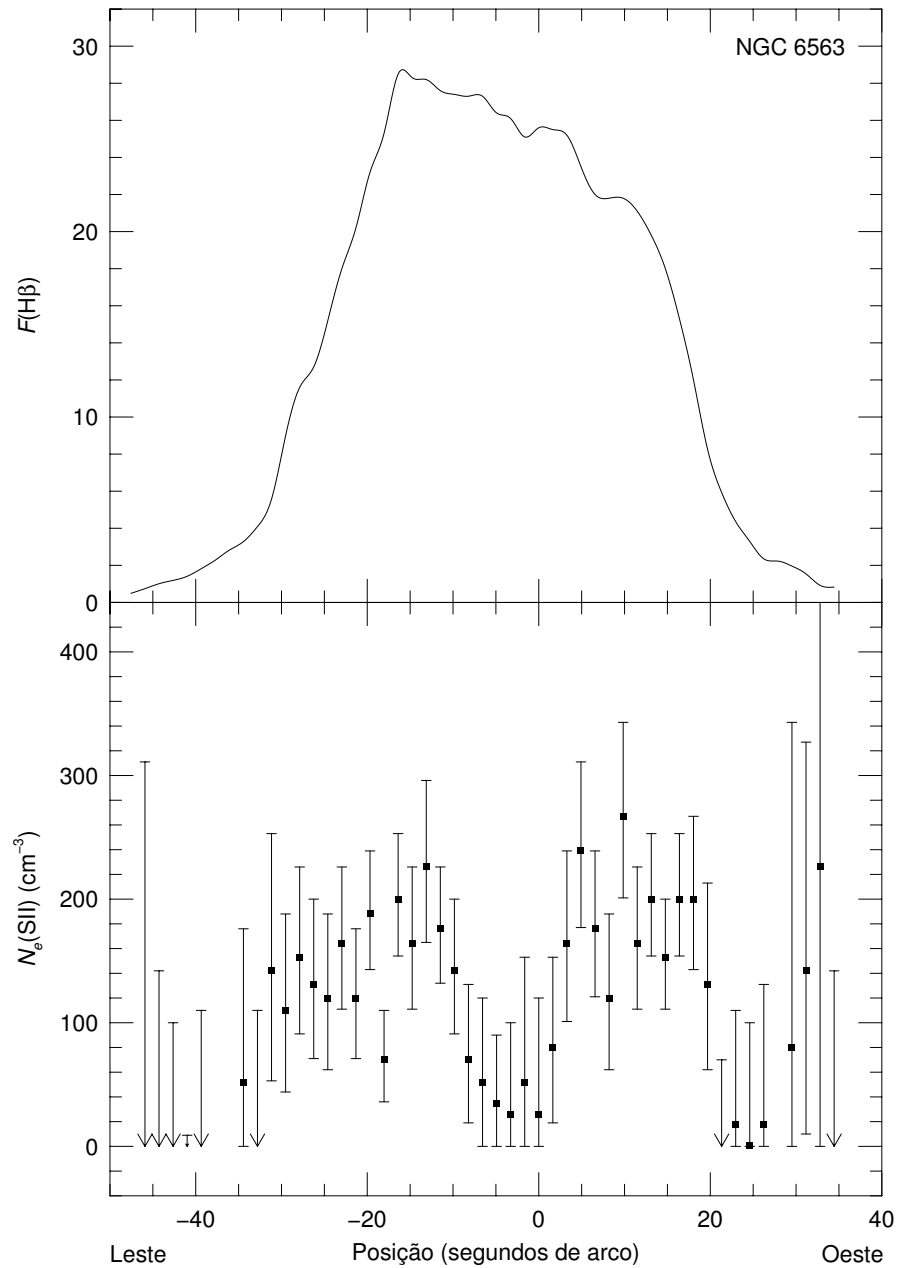


Figura 5.16: NGC 6563. Perfis espaciais do fluxo em  $H\beta$  (em unidades de  $10^{-15} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ) e  $N_e(\text{SII})$ .

$N_e(\text{SII}) = 135 \pm 12 \text{ cm}^{-3}$ . Como as razões  $[\text{SII}]\lambda 6716/\lambda 6731$  são próximas ao limite de baixa densidade, as medidas de densidades são mais suscetíveis a erros; portanto, o valor médio de  $N_e(\text{SII}) = 214 \text{ cm}^{-3}$  determinado por Liu et al. (2004) é compatível com a estimativa encontrada no presente trabalho. Uma idade de 40 000 anos foi determinada por Mavromatakis et al. (2001) indicando que este é um objeto evoluído. A distribuição de temperaturas eletrônicas derivadas via a razão de  $[\text{N II}]$

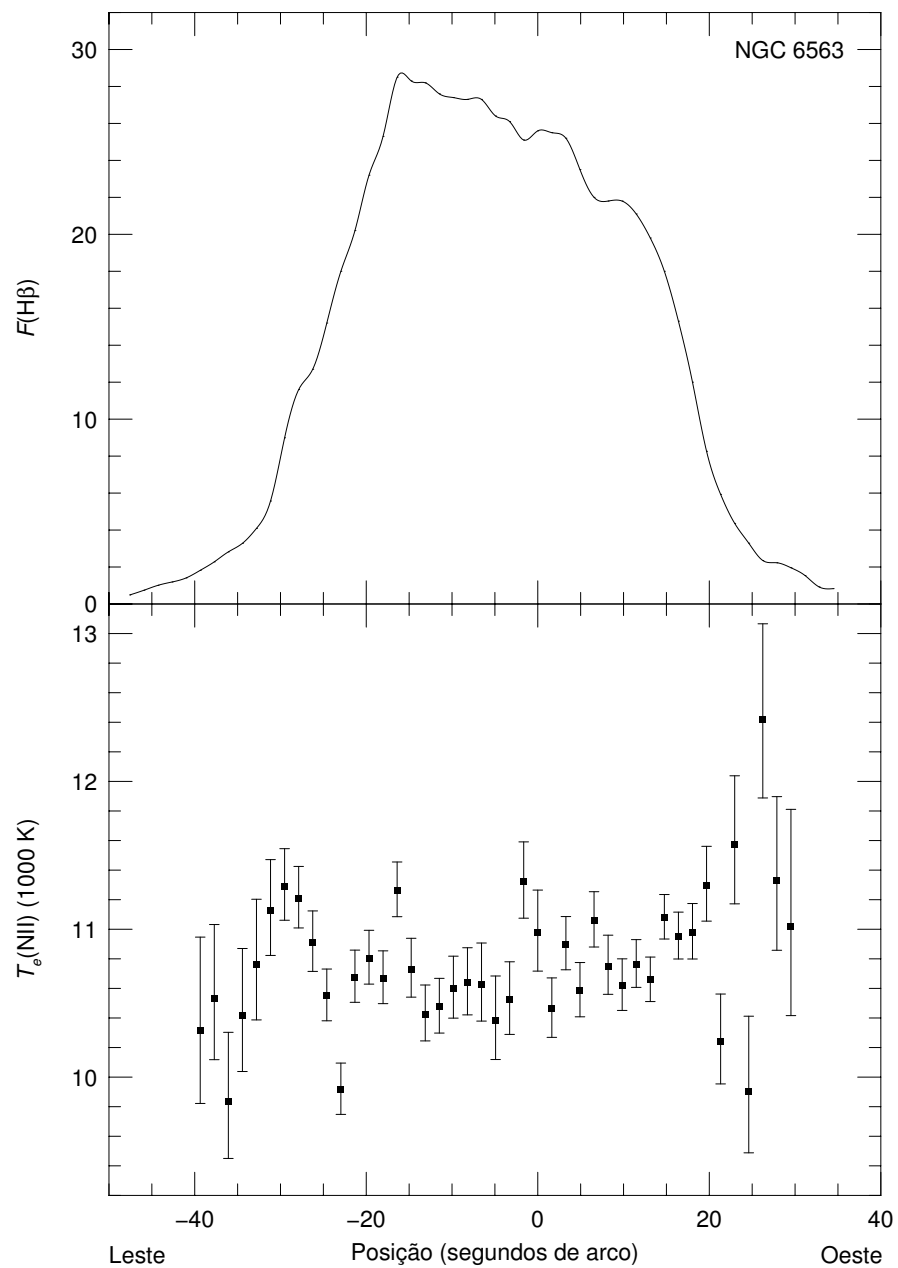


Figura 5.17: NGC 6563. Perfis espaciais do fluxo em  $\text{H}\beta$  (em unidades de  $10^{-15} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ) e  $T_e(\text{N II})$ .

é relativamente uniforme, com um valor médio de  $T_e(\text{N II}) = 10\,763 \pm 140 \text{ K}$ , sendo consistente com as estimativas de Mavromatakis et al. (2001) e Liu et al. (2004).

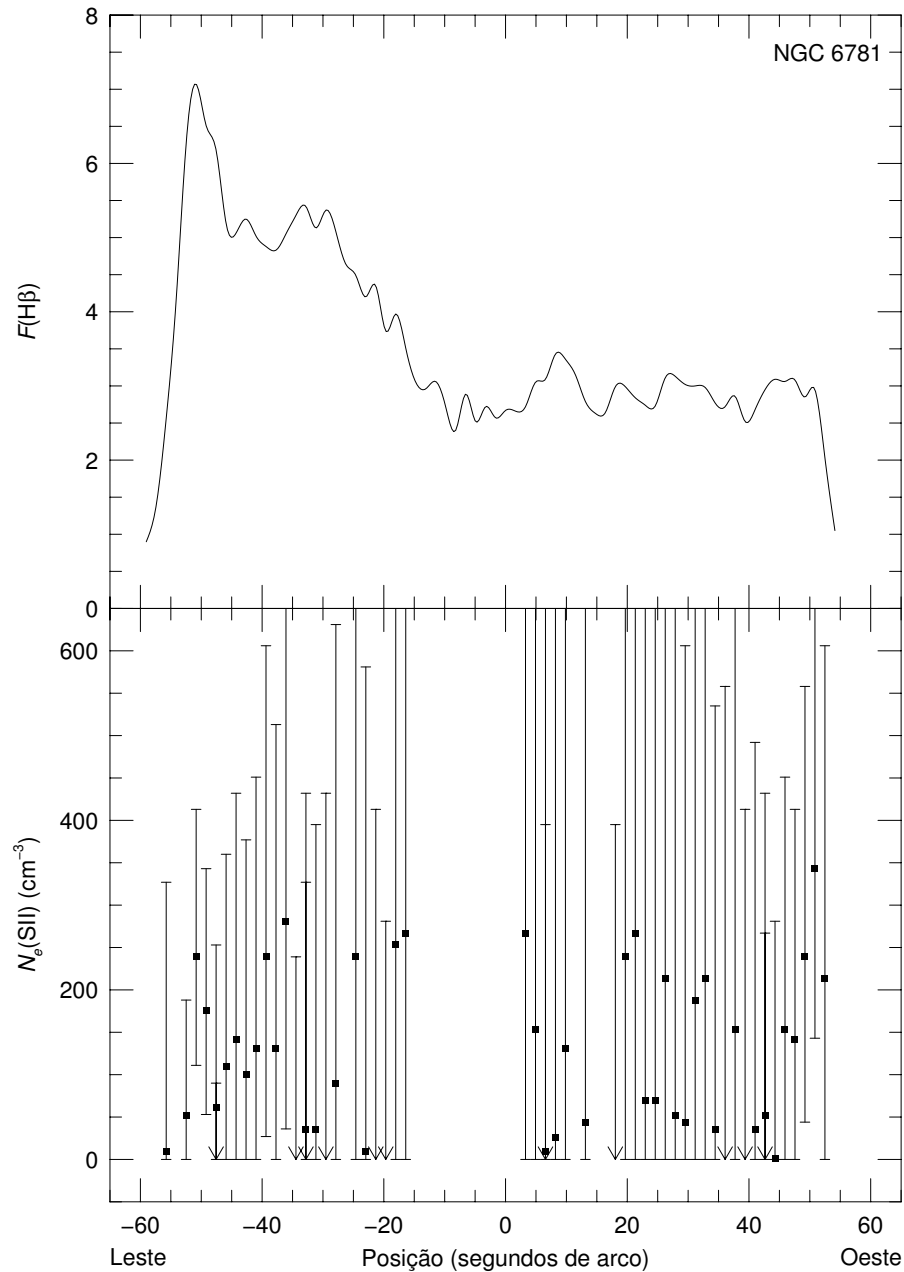


Figura 5.18: NGC 6781. Perfis espaciais do fluxo em  $H\beta$  (em unidades de  $10^{-15}$  erg  $cm^{-2}$   $s^{-1}$ ) e  $N_e(SII)$ .

### 5.1.9 NGC 6853

A nebulosa NGC 6853, também conhecida como Nebulosa de Haltere, apresenta um grande intervalo de ionização, como mostrado por Hawley & Miller (1978). Da amostra estudada, NGC 6853 é a nebulosa que apresenta maior tamanho angular. Este objeto tem um brilho superficial baixo e irregular e apresenta uma distribuição de densidade eletrônica homogênea (veja a figura 5.20), com uma densidade média

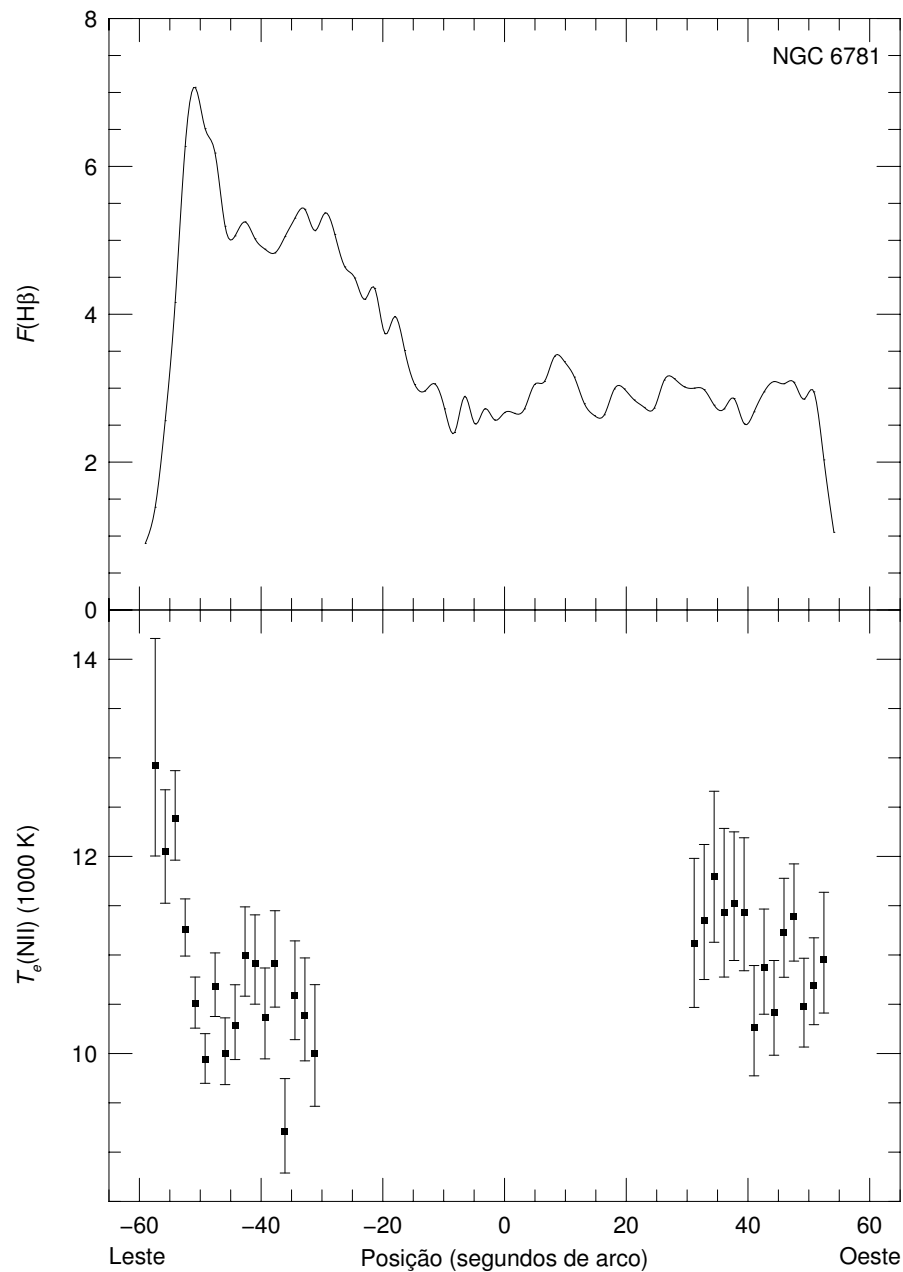


Figura 5.19: NGC 6781. Perfis espaciais do fluxo em  $H\beta$  (em unidades de  $10^{-15}$  erg  $\text{cm}^{-2}$   $\text{s}^{-1}$ ) e  $T_e(NII)$ .

de  $N_e(SII) = 95 \pm 7 \text{ cm}^{-3}$ . É o objeto da amostra estudada com a mais baixa densidade. Novamente, as baixas densidades indicam que este é um objeto relativamente evoluído. A distribuição de temperatura eletrônica (veja a figura 5.21) é aproximadamente constante ao longo da superfície nebular. Para o conjunto total de 142 aberturas observadas, foi encontrado uma densidade média com peso dado pelo fluxo em  $H\beta$  de  $T_e(NII) = 10898 \pm 48 \text{ K}$ . Barker (1984) determinou a

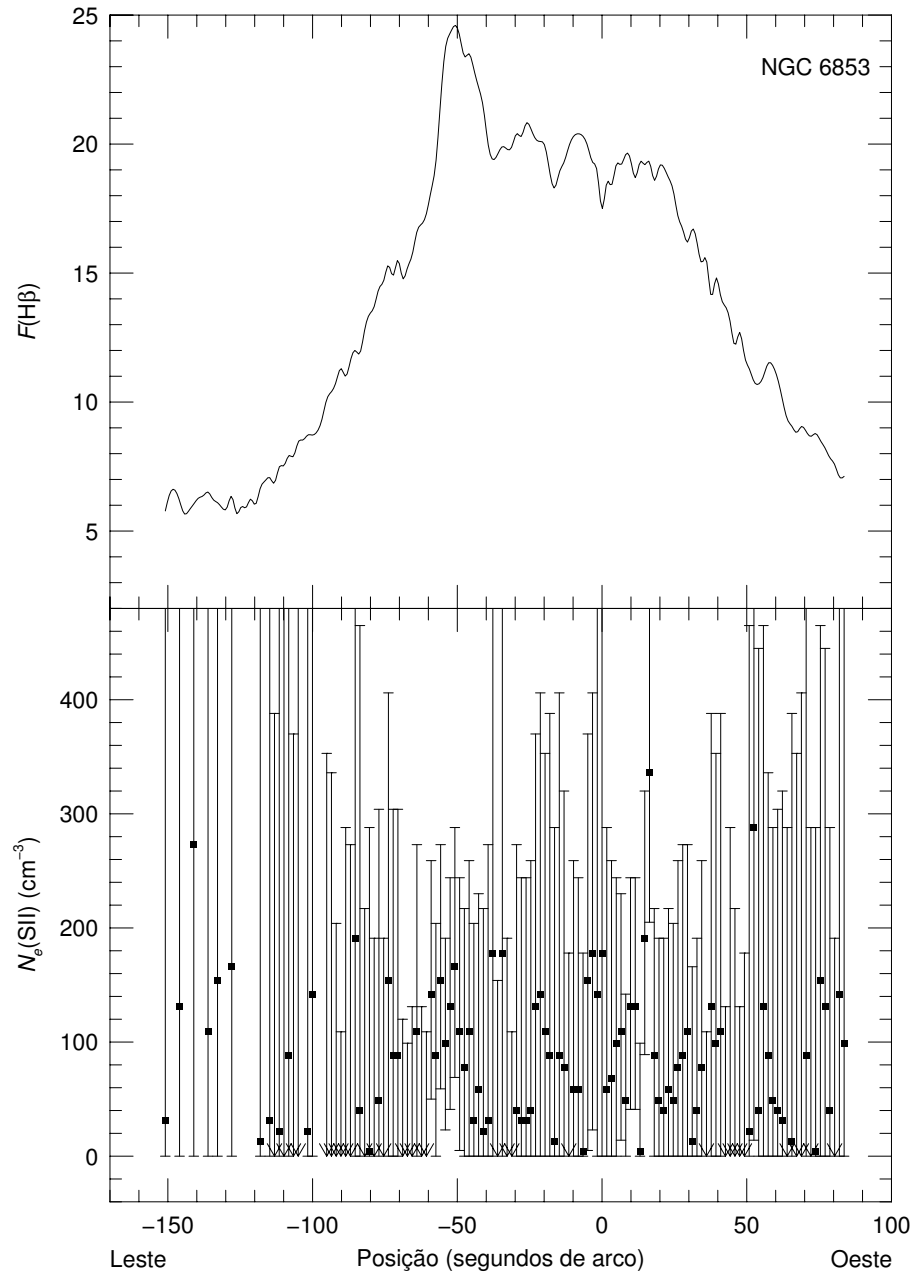


Figura 5.20: NGC 6853. Perfis espaciais do fluxo em  $H\beta$  (em unidades de  $10^{-15} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ) e  $N_e(SII)$ .

temperatura e a densidade eletrônica em sete posições diferentes sobre NGC 6853 e estimou uma temperatura média de  $T_e(NII) = 10\,529 \text{ K}$ , sendo esta compatível com a temperatura média obtida neste trabalho.



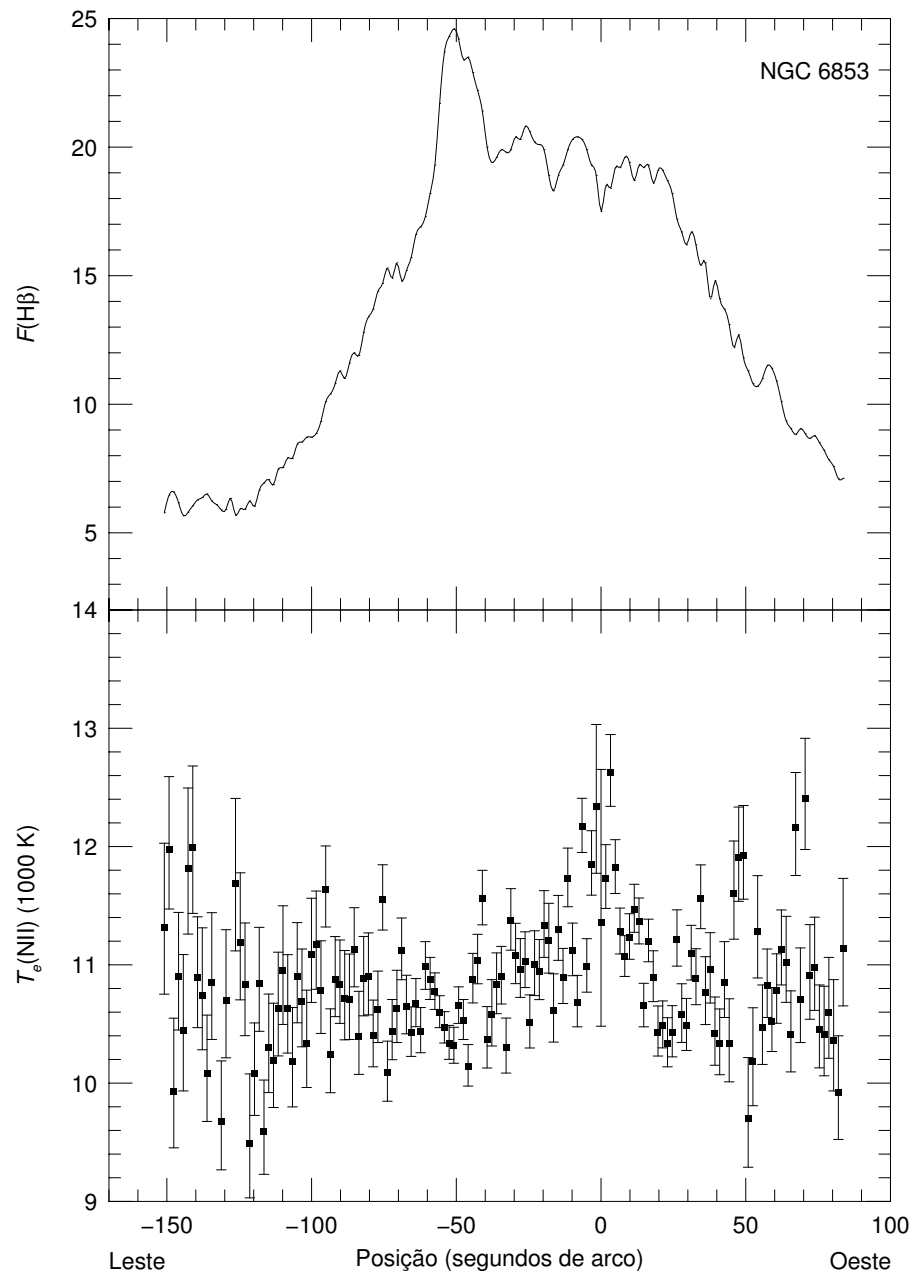


Figura 5.21: NGC 6853. Perfis espaciais do fluxo em  $H\beta$  (em unidades de  $10^{-15}$   $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ) e  $T_e(N II)$ .

### 5.1.10 NGC 7009

NGC 7009, também conhecida como Nebulosa de Saturno, é uma nebulosa planetária de alto brilho superficial, sendo bem estudada tanto observacionalmente quanto teoricamente. Esta nebulosa apresenta uma estrutura elíptica com pares de nódulos notáveis (Aller, 1941), os quais representam regiões de baixa excitação. A figura

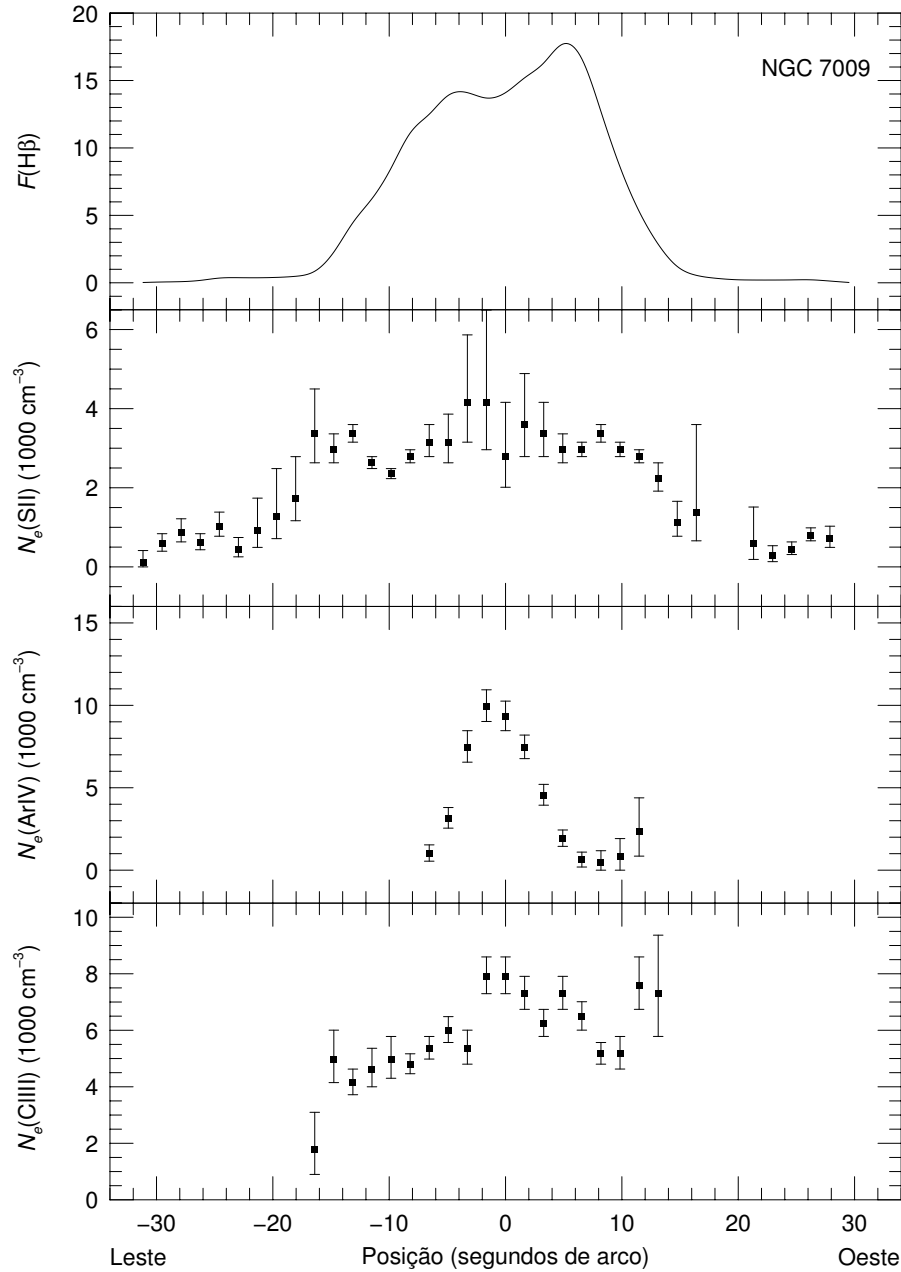


Figura 5.22: NGC 7009. Perfis espaciais do fluxo em  $H\beta$  (em unidades de  $10^{-13}$  erg  $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ) e  $N_e(\text{SII})$ ,  $N_e(\text{ArIV})$  e  $N_e(\text{SII})$ .

5.22 mostra a variação espacial da densidade eletrônica obtida via as razões de [SII], [CIII] e [ArIV]. A densidade eletrônica derivada dessas três razões apresenta uma variação bem definida da densidade com a posição ao longo da superfície nebulosa, com a densidade aumentando na direção de maior brilho superficial. Foram estimadas densidades eletrônicas médias  $N_e(\text{SII}) = 3164 \pm 284 \text{ cm}^{-3}$ ,  $N_e(\text{CIII}) = 6239 \pm 369 \text{ cm}^{-3}$  e  $N_e(\text{ArIV}) = 4314 \pm 872 \text{ cm}^{-3}$ .

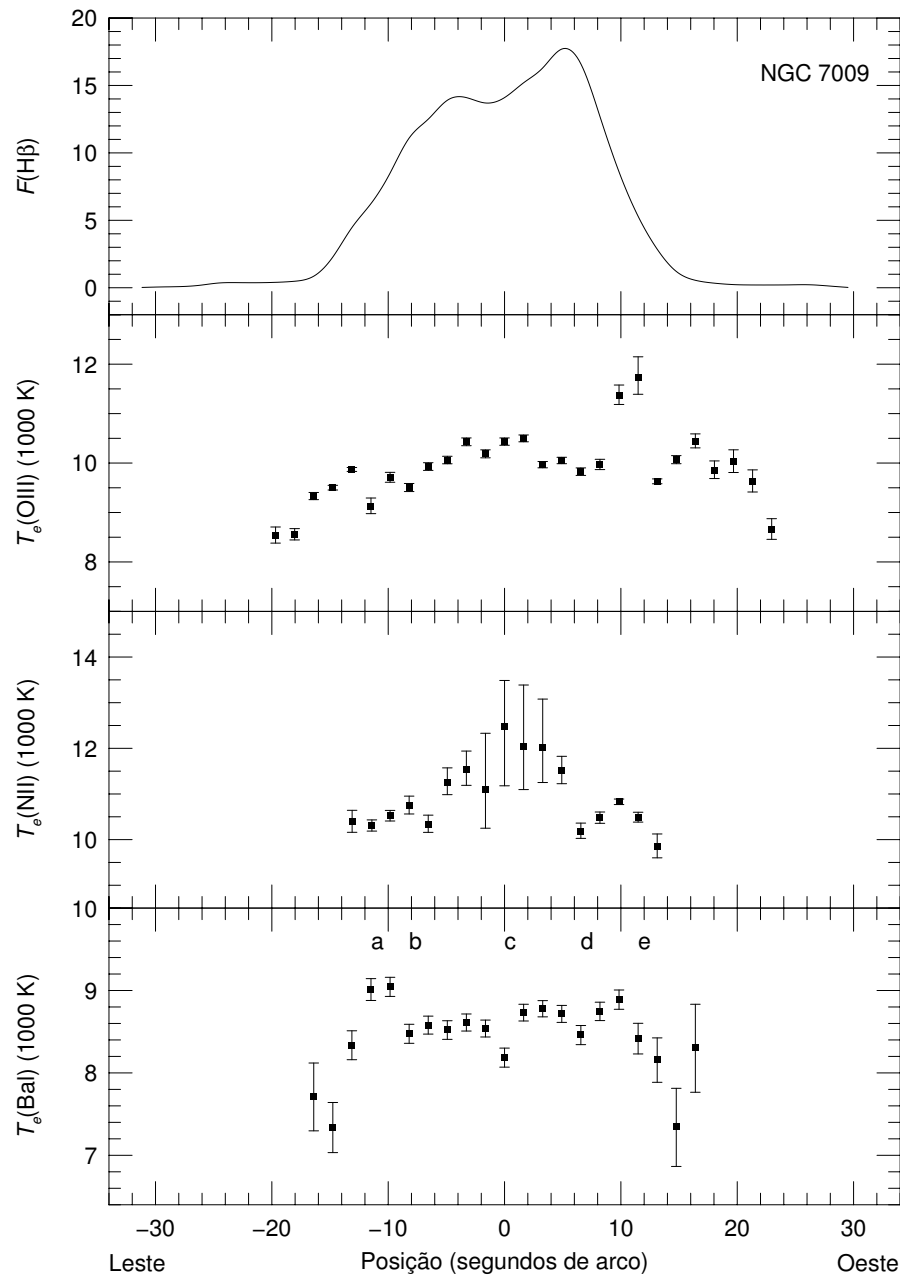


Figura 5.23: NGC 7009. Perfis espaciais do fluxo em  $H\beta$  ( em unidades de  $10^{-13}$  erg  $\text{cm}^{-2}$   $\text{s}^{-1}$ ),  $T_e(\text{O III})$ ,  $T_e(\text{N II})$  e  $T_e(\text{Bal})$ .

As estimativas de temperatura eletrônica obtidas a partir das razões de  $[\text{N II}]$  e  $[\text{O III}]$  e da descontinuidade de Balmer (veja a figura 5.23) mostram variações sistemáticas ao longo da direção observada, com a temperatura crescendo suavemente com o aumento do brilho superficial. Foram derivadas temperaturas médias  $T_e(\text{N II}) = 11\,163 \pm 196$  K,  $T_e(\text{O III}) = 10\,117 \pm 146$  K e  $T_e(\text{Bal}) = 8\,589 \pm 109$  K. É importante enfatizar que, se a contribuição da recombinação à linha  $[\text{N II}]\lambda 5755$  for

negligenciada, temperaturas  $T_e(\text{N II})$  poderiam ser superestimadas, particularmente nas partes centrais de NGC 7009 e, conseqüentemente, obteríamos um falso gradiente espacial de temperatura. Negligenciando a correção da contribuição da recombinação à linha  $[\text{N II}]\lambda 5755$ , uma temperatura média de  $T_e(\text{N II}) = 13\,681 \pm 732$  K seria derivada, que é aproximadamente 2 500 K maior do que o valor da temperatura  $T_e(\text{N II})$  corrigida.

Muitos trabalhos têm sido publicados sobre as propriedades físicas de NGC 7009 (Gonçalves et al., 2003; Rubin et al., 2002; Liu et al., 1995; Barker, 1983; Czyzak & Aller, 1979), e as estimativas obtidas por esses autores, são em geral, compatíveis com as determinações de temperaturas e densidades obtidas neste estudo. Rubin et al. (2002) obtiveram o perfil da temperatura eletrônica  $T_e(\text{O III})$  ao longo do eixo maior de NGC 7009, com dados espectrofotométricos obtidos com o telescópio espacial Hubble a uma resolução espacial de  $0.05''$ . Estes autores encontraram o perfil da variação de  $T_e(\text{O III})$  similar ao obtido no presente trabalho. Gonçalves et al. (2003) também obtiveram estimativas da temperatura e densidade para oito regiões diferentes ao longo do eixo maior de NGC 7009, encontrando temperaturas eletrônicas notavelmente constantes ao longo da nebulosa, com valores médios de  $T_e(\text{O III}) = 10\,200$  K e  $T_e(\text{N II}) = 11\,100$  K.

## 5.2 Medidas da temperatura e densidade eletrônica obtidas do espectro integrado

A tabela 5.2 apresenta as temperaturas e densidades eletrônicas estimadas do espectro integrado para sete nebulosas planetárias do presente estudo. Estas estimativas foram comparadas com aquelas obtidas das medidas ponto a ponto ao longo da superfície nebular para cada objeto, verificando-se que, em geral, as estimativas das temperaturas e densidades eletrônicas obtidas do espectro integrado e das medidas ponto a ponto são consistentes dentro das estimativas dos erros, embora diferenças sejam encontradas em alguns objetos. É importante enfatizar que estes dois métodos fornecem valores médios de temperaturas e densidades eletrônicas com pesos diferentes, podendo portanto obter-se diferentes temperaturas e densidades médias. Diferenças nas estimativas das médias obtidas usando estes dois métodos podem ser encontradas principalmente em objetos que apresentem variações sistemáticas de temperatura e densidade eletrônica ao longo da superfície nebular. Em particular, grandes diferenças foram encontradas nas determinações das densidades eletrônicas derivadas nas zonas do  $\text{S}^+$  e do  $\text{Cl}^{++}$  para NGC 6302. Em NGC 6302, as

Tabela 5.2: Temperaturas e densidades eletrônicas obtidas dos espectros integrados

	NGC 1535	NGC 2438	NGC 2440	NGC 3132	NGC 3242	NGC 6302	NGC 7009
$N_e(\text{S II})$ ( $\text{cm}^{-3}$ )		$143 \pm 71$	$1\ 807 \pm 83$	$637 \pm 52$	$1\ 016 \pm 255$	$2\ 183 \pm 436$	$3\ 778 \pm 227$
$N_e(\text{Cl III})$ ( $\text{cm}^{-3}$ )			$4\ 898 \pm 2\ 097$	$1\ 289 \pm 706$	$2\ 531 \pm 1\ 227$	$13\ 016 \pm 4\ 640$	$5\ 168 \pm 384$
$N_e(\text{Ar IV})$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$1\ 672 \pm 101$	$2\ 206 \pm 870$	$2\ 525 \pm 122$	$2\ 265 \pm 856$	$3\ 665 \pm 141$	$10\ 630 \pm 137$	$5\ 589 \pm 128$
$T_e(\text{N II})$ (K)		$11\ 262 \pm 360$	$11\ 670 \pm 64$	$10\ 454 \pm 78$		$14\ 381 \pm 310$	$10\ 128 \pm 120$
$T_e(\text{O III})$ (K)	$11\ 765 \pm 55$	$11\ 192 \pm 64$	$14\ 569 \pm 22$	$9\ 390 \pm 112$	$12\ 140 \pm 31$	$17\ 927 \pm 61$	$9\ 969 \pm 105$
$T_e(\text{Bal})$ (K)	$8\ 990 \pm 91$		$12\ 693 \pm 307$		$9\ 444 \pm 41$		$8\ 690 \pm 32$

densidades eletrônicas  $N_e(\text{S II})$  e  $N_e(\text{Cl III})$  obtidas do espectro integrado são aproximadamente  $4\ 500\ \text{cm}^{-3}$  e  $25\ 000\ \text{cm}^{-3}$  menores do que aquelas obtidas das medidas ponto a ponto. Como apresentado na seção 5.1.6, este objeto apresenta um impressionante gradiente espacial de densidade eletrônica, com esta atingindo um pico de máximo no centro da nebulosa e diminuindo do centro para as regiões mais externas, o que sugere que densidades eletrônicas maiores podem ser esperadas das medidas ponto a ponto.

### 5.3 Abundâncias iônicas e totais

A tabela 5.3 lista as abundâncias de He derivadas das linhas de recombinação de He I e He II, as abundâncias iônicas e totais para os elementos pesados derivados das linhas excitadas colisionalmente e os *icfs* adotados. A tabela 5.4 apresenta uma comparação entre as abundâncias derivadas neste trabalho com as abundâncias publicadas por outros autores, expressas em unidades de  $\log(X/\text{H}) + 12$ , para X= He, N, O, Ne, S e Cl. Através dessa comparação, verificou-se que as abundâncias derivadas neste trabalho são relativamente compatíveis com aquelas estimativas obtidas por outros autores. Além disso, nossas estimativas suportam a classificação de NGC 2440, NGC 3132 e NGC 6302 como nebulosas planetárias do tipo I (Peimbert, 1978; Peimbert & Torres-Peimbert, 1983), as quais representam objetos ricos em hélio e nitrogênio.

A tabela 5.5 lista as abundâncias de  $\text{O}^{++}/\text{H}^+$  derivadas a partir de linhas de recombinação para NGC 3242 e NGC 7009. Os valores da abundância  $\text{O}^{++}/\text{H}^+$  estimados de diferentes linhas de emissão do O II são compatíveis tanto para NGC 3242 quanto para NGC 7009. Por outro lado, estas abundâncias são significativamente

Tabela 5.3: Abundâncias iônicas e totais

	NGC 1535	NGC 2438	NGC 2440	NGC 3132	NGC 3242	NGC 6302	NGC 7009
$10^2 \times \text{He}^+/\text{H}^+$	$9.03 \pm 0.36$	$8.63 \pm 0.20$	$6.12 \pm 0.92$	$11.99 \pm 0.72$	$7.12 \pm 0.13$	$8.64 \pm 0.37$	$10.46 \pm 0.67$
$10^2 \times \text{He}^{++}/\text{H}^+$	$1.45 \pm 0.01$	$2.69 \pm 0.01$	$6.59 \pm 0.01$	$0.57 \pm 0.02$	$3.47 \pm 0.01$	$6.51 \pm 0.05$	$1.42 \pm 0.01$
$10^2 \times \text{He}/\text{H}$	$10.48 \pm 0.36$	$11.32 \pm 0.20$	$12.71 \pm 0.92$	$12.56 \pm 0.72$	$10.59 \pm 0.13$	$15.15 \pm 0.37$	$11.88 \pm 0.67$
$10^5 \times \text{N}^+/\text{H}^+$	$0.011 \pm 0.001$	$3.13 \pm 0.07$	$7.44 \pm 0.16$	$9.56 \pm 0.24$	$0.019 \pm 0.001$	$5.86 \pm 0.44$	$0.39 \pm 0.05$
<i>icf(N)</i>	$117.7 \pm 19.7$	$4.07 \pm 0.14$	$8.26 \pm 0.77$	$3.04 \pm 0.22$	$220.7 \pm 17.0$	$9.05 \pm 1.15$	$45.05 \pm 9.80$
$10^5 \times \text{N}/\text{H}$	$1.29 \pm 0.25$	$12.74 \pm 0.53$	$61.45 \pm 5.89$	$29.06 \pm 2.27$	$4.19 \pm 0.39$	$53.03 \pm 7.85$	$17.57 \pm 4.44$
$10^5 \times \text{O}^+/\text{H}^+$	$0.22 \pm 0.028$	$10.51 \pm 0.37$	$3.73 \pm 0.12$	$18.79 \pm 0.76$	$0.14 \pm 0.01$	$1.68 \pm 0.20$	$1.01 \pm 0.21$
$10^4 \times \text{O}^{++}/\text{H}^+$	$2.32 \pm 0.24$	$2.52 \pm 0.07$	$1.52 \pm 0.03$	$3.67 \pm 0.14$	$2.36 \pm 0.06$	$0.88 \pm 0.03$	$4.08 \pm 0.14$
<i>icf(O)</i>	$1.10 \pm 0.04$	$1.20 \pm 0.02$	$1.63 \pm 0.14$	$1.03 \pm 0.06$	$1.30 \pm 0.01$	$1.45 \pm 0.04$	$1.09 \pm 0.06$
$10^4 \times \text{O}/\text{H}$	$2.59 \pm 0.28$	$4.28 \pm 0.12$	$3.08 \pm 0.27$	$5.72 \pm 0.35$	$3.09 \pm 0.09$	$1.52 \pm 0.07$	$4.55 \pm 0.29$
$10^5 \times \text{Ne}^{++}/\text{H}^+$	$6.43 \pm 0.44$	$8.21 \pm 0.27$	$3.21 \pm 0.07$	$19.93 \pm 0.90$	$4.93 \pm 0.14$	$2.65 \pm 0.11$	$12.13 \pm 0.50$
$10^5 \times \text{Ne}^{3+}/\text{H}^+$			$2.94 \pm 0.10$		$0.53 \pm 0.03$	$1.74 \pm 0.10$	$0.48 \pm 0.03$
$10^5 \times \text{Ne}^{4+}/\text{H}^+$		$0.19 \pm 0.01$	$4.11 \pm 0.08$			$2.04 \pm 0.08$	
<i>icf(Ne)</i>	$1.12 \pm 0.17$	1.50	1.00	$1.56 \pm 0.07$	$1.31 \pm 0.05$	1.00	$1.12 \pm 0.08$
$10^5 \times \text{Ne}/\text{H}$	$7.20 \pm 1.20$	$12.60 \pm 0.27$	$10.26 \pm 0.15$	$31.09 \pm 1.98$	$6.46 \pm 0.42$	$6.43 \pm 0.17$	$13.58 \pm 1.12$
$10^8 \times \text{Cl}^{++}/\text{H}^+$		$7.24 \pm 0.18$	$3.14 \pm 0.05$	$17.64 \pm 0.60$	$2.00 \pm 0.05$	$2.84 \pm 0.09$	$7.60 \pm 0.24$
<i>icf(Cl)</i>		$1.50 \pm 0.10$	$1.81 \pm 0.07$	$1.48 \pm 0.09$	$4.26 \pm 0.23$	$1.98 \pm 0.14$	$2.59 \pm 0.24$
$10^7 \times \text{Cl}/\text{H}$		$1.09 \pm 0.07$	$0.57 \pm 0.02$	$2.61 \pm 0.19$	$0.85 \pm 0.05$	$0.56 \pm 0.04$	$1.97 \pm 0.19$
$10^7 \times \text{S}^+/\text{H}^+$		$7.94 \pm 0.16$	$3.61 \pm 0.07$	$23.71 \pm 0.58$	$0.093 \pm 0.002$	$5.15 \pm 0.35$	$1.52 \pm 0.17$
$10^6 \times \text{S}^{++}/\text{H}^+$	$0.32 \pm 0.40$	$3.26 \pm 0.16$	$1.51 \pm 0.03$	$7.69 \pm 0.37$	$0.61 \pm 0.02$	$1.60 \pm 0.07$	$3.58 \pm 0.15$
<i>icf(S)</i>		$1.21 \pm 0.01$	$1.46 \pm 0.04$	$1.13 \pm 0.02$	$4.20 \pm 0.11$	$1.50 \pm 0.06$	$2.49 \pm 0.18$
$10^6 \times \text{S}/\text{H}$		$4.89 \pm 0.20$	$2.73 \pm 0.09$	$11.37 \pm 0.46$	$2.60 \pm 0.11$	$3.17 \pm 0.17$	$9.28 \pm 0.75$

Tabela 5.4: Comparação das abundâncias de elementos derivadas por diferentes autores

Objeto	He	N	O	Ne	S	Cl	Ref.
NGC 1535	11.02	7.11	8.41	7.86			[1]
	10.96		8.58	7.97			[2]
	10.99	7.63	8.51	7.89			[3]
NGC 2438	11.05	8.10	8.63	8.11	6.69	5.04	[1]
	11.11	8.24	8.68				[5]
	11.15	8.00	8.38	7.60	6.51		[6]
NGC 2440	11.10	8.79	8.49	8.01	6.44	4.76	[1]
	11.18	9.09	8.82	8.14			[2]
	11.11	8.71	8.64	8.13	6.67		[6]
	11.08	8.98	8.64	7.95	6.30	5.11	[7]
	11.09	8.26	8.39	8.04			[8]
NGC 3132	11.10	8.46	8.77	8.49	7.06	5.42	[1]
	11.11	8.68	8.98	8.56			[2]
	11.08	8.37	8.82	8.49	7.02	5.36	[8]
NGC 3242	11.02	7.62	8.49	7.81	6.41	4.93	[1]
	11.03	7.71	8.72	8.03			[2]
	11.00	7.53	8.52	7.89	6.38	4.94	[8]
	10.96	7.96	8.64	8.04	6.51		[9]
	10.95	7.91	8.66	7.85	6.69	5.06	[4]
NGC 6302	11.18	8.72	8.18	7.81	6.50	4.75	[1]
	11.13	8.52	8.40	7.88	6.75	4.99	[8]
	11.23	8.76	8.41		6.69		[10]
	11.26	8.92	8.70	7.99	6.80	5.59	[11]
NGC 7009	11.07	8.24	8.66	8.13	6.97	5.29	[1]
	11.06	8.44	8.93	8.37			[2]
	11.07	8.40	8.66	8.04	6.98		[6]
	11.04	8.23	8.67	8.04	6.92		[12]
	11.07	8.10	8.68	8.16	7.12		[13]
Orion	10.99	7.78	8.72	7.89	7.17	5.33	[14]
Sol	10.99	7.97	8.87	8.08	7.33	5.50	[15]

*Referências:* [1] Este trabalho; [2] Torres-Peimbert & Peimbert (1977); [3] Barker (1989); [4] Aller & Czyzak (1983); [5] Guerrero & Manchado (1999); [6] Kingsburgh & Barlow (1994); [7] Hyung & Aller (1998); [8] Tsamis et al. (2003); [9] Barker (1985); [10] de Freitas Pacheco et al. (1991); [11] Aller et al. (1981); [12] Gonçalves et al. (2003); [13] Barker (1983); [14] Esteban et al. (1998); [15] Grevesse et al. (1996)

Tabela 5.5: Abundância de  $O^{++}/H^+$  derivada de linhas de recombinação

$\lambda$ (Å)	Mult.	NGC 3242	NGC 7009
		$O^{++}/H^+ \times 10^4$	$O^{++}/H^+ \times 10^3$
4662	1	$5.91 \pm 0.84$	$1.42 \pm 0.07$
4676	1		$1.74 \pm 0.10$
4317	2		$1.33 \pm 0.04$
4415	5	$5.01 \pm 1.25$	$2.51 \pm 0.05$
4132	19		$0.90 \pm 0.06$
4155	19		$1.99 \pm 0.20$
4089	48	$5.27 \pm 1.51$	$2.21 \pm 0.08$
4304	54		$2.23 \pm 0.15$
4276	67	$6.10 \pm 2.71$	$1.92 \pm 0.08$
4284	67		$1.84 \pm 0.06$
4609	92		$2.62 \pm 0.15$
Média		$5.57 \pm 0.20$	$1.88 \pm 0.14$

maiores do que aquelas obtidas a partir de linhas excitadas colisionalmente, por um fator de dois para NGC 3242 e um fator de quatro para NGC 7009. Resultados similares foram encontrados por Liu et al. (1995) para NGC 7009 e por Tsamis et al. (2003, 2004) para NGC 3242.

A figura 5.24 apresenta os perfis espaciais nas linhas de emissão de  $[O III]\lambda 4959$ ,  $O II \lambda 4661$  e  $H\beta$  para NGC 7009 ao longo da direção Leste-Oeste. As emissões nas linhas  $[O III]\lambda 4959$  e  $O II \lambda 4661$  são mais concentradas na região central da nebulosa, enquanto que a emissão da linha  $H\beta$  está distribuída em uma área maior do objeto.

A figura 5.25 apresenta os perfis espaciais para NGC 7009 das abundâncias de  $O^{++}/H^+$  derivadas a partir das linhas de recombinação e proibidas e da razão entre estas duas estimativas de abundâncias. As abundâncias de  $O^{++}/H^+$  derivadas por meio da linha de recombinação  $O II \lambda 4661$  são relativamente constantes ao longo da superfície nebulosa, enquanto que aquelas derivadas via as linhas proibidas  $[O III]\lambda \lambda 4959, 5007$  exibem uma considerável variação ao longo da nebulosa. Consequentemente, a razão entre as abundâncias de  $O^{++}/H^+$  derivadas a partir de linhas de recombinação e de linhas proibidas não é constante ao longo da superfície nebu-



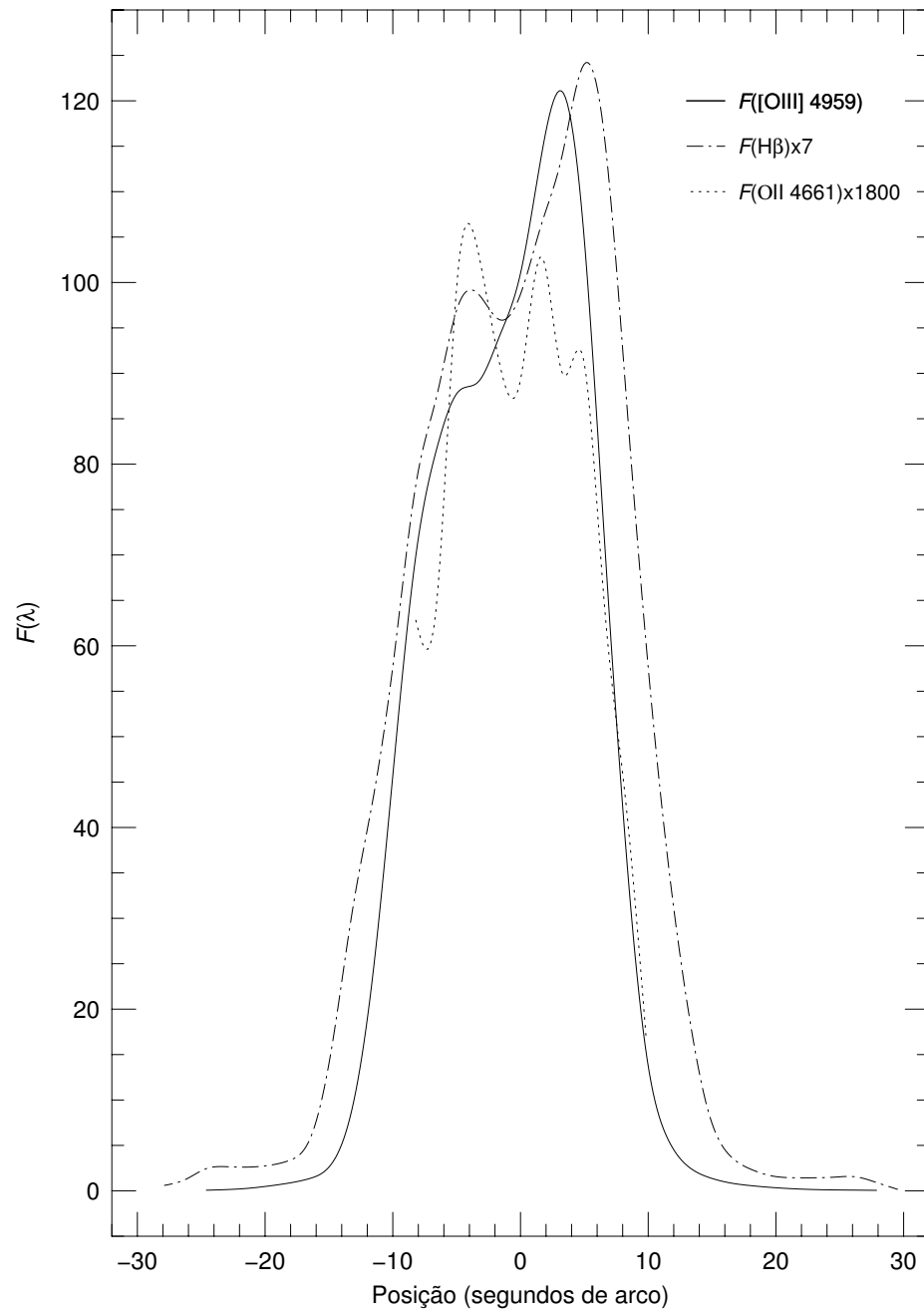


Figura 5.24: Perfis espaciais do fluxo em  $\text{H}\beta$ ,  $[\text{O III}]\lambda 4959$  e  $\text{O II}\lambda 4661$  (em unidades de  $10^{-13} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ) para NGC 7009.

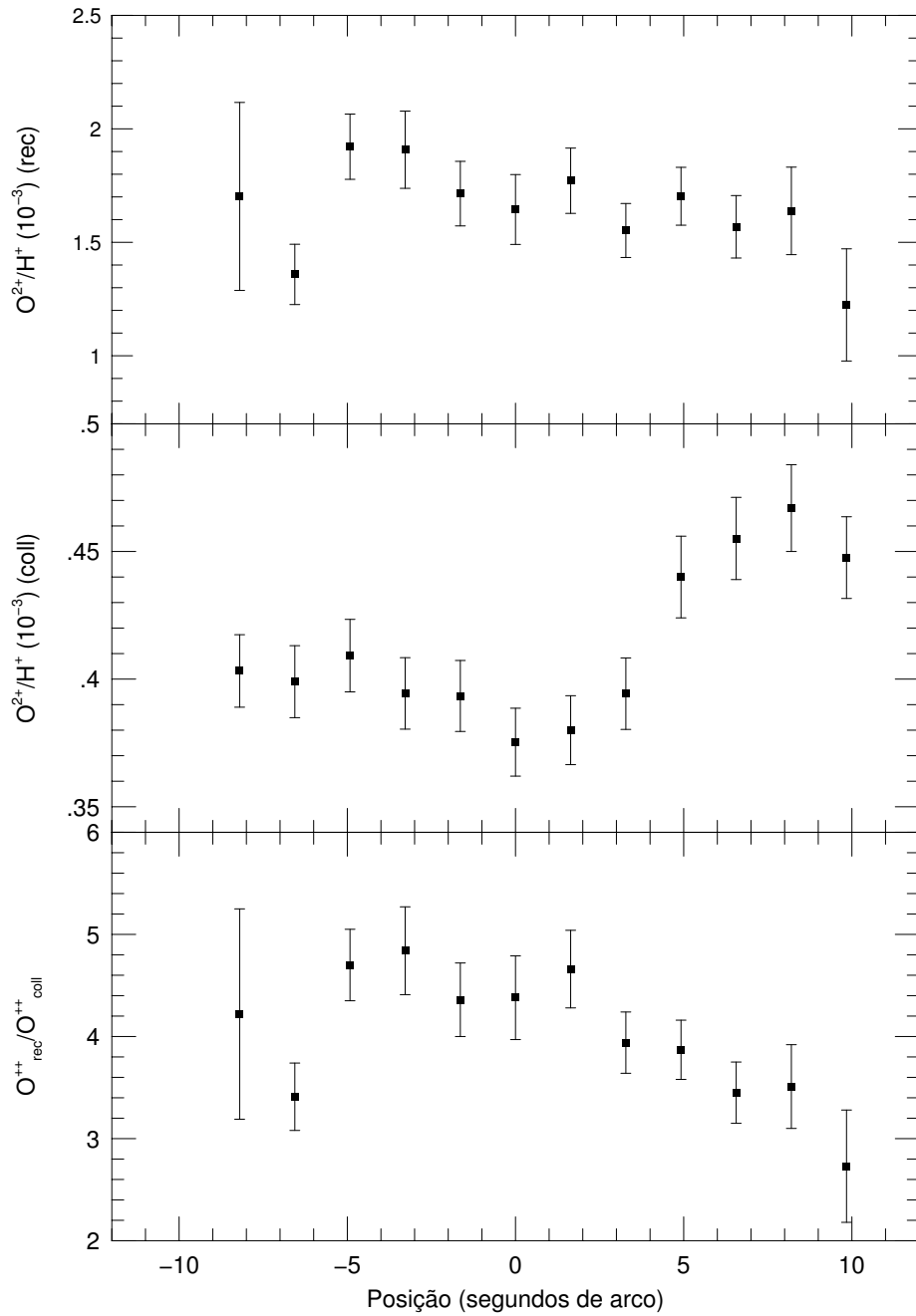


Figura 5.25: Perfis espaciais das abundâncias  $O^{++}/H^+$  obtidas a partir das linhas de recombinação  $O II \lambda 4661$  (rec) e das linhas proibidas  $[O III] \lambda \lambda 4959, 5007$  (coll) e da razão entre estas duas estimativas de abundâncias para NGC 7009.

lar, diminuindo suavemente do centro para as bordas da nebulosa (ver figura 5.25, painel inferior), o que sugere que a discrepância entre as abundâncias obtidas por meio de linhas permitidas e proibidas é, ao menos em parte, causada pelas variações espaciais em grande escala espacial de alguma propriedade física da nebulosa e não inteiramente explicada pelas flutuações localizadas de qualquer propriedade. Interessantemente, a discrepância entre a abundância de  $O^{++}/H^+$  derivada de linhas proibidas e permitidas também não é constante ao longo da superfície nebular das nebulosas planetárias NGC 6720 (Garnett & Dinerstein, 2001) e NGC 6153 (Liu et al., 2000). Para estes objetos, as diferenças nas abundâncias  $O^{++}/H^+$  são maiores na parte central das nebulosas e menores em suas regiões mais externas.

# Capítulo 6

## Discussões

Neste capítulo as discussões sobre os resultados obtidos são apresentadas.

### 6.1 Comparação das densidades eletrônicas obtidas de medidas ponto a ponto

Para as nebulosas NGC 2440, NGC 3132, NGC 3242, NGC 6302 e NGC 7009 foi possível comparar as densidades eletrônicas derivadas das razões  $[\text{S II}](\lambda 6716/\lambda 6731)$ ,  $[\text{Cl III}](\lambda 5517/\lambda 5537)$ , e  $[\text{Ar IV}](\lambda 4711/\lambda 4740)$ . É importante perceber que a razão de  $[\text{S II}]$  é um sensor de densidade para as partes mais externas da nebulosa, enquanto as razões de  $[\text{Cl III}]$  e de  $[\text{Ar IV}]$  são indicadores das partes intermediárias e internas da nebulosa, respectivamente. Com base nessas estimativas foi encontrado, que em geral,  $N_e(\text{Cl III}) > N_e(\text{Ar IV}) > N_e(\text{S II})$  para NGC 2440, NGC 6302 e NGC 7009. Como discutido por Stanghellini & Kaler (1989),  $N_e(\text{Cl III}) > N_e(\text{Ar IV})$  indica que as linhas do  $[\text{Ar IV}]$  são produzidas em uma região mais interna e rarefeita. Para NGC 3132 e NGC 3242 as densidades médias derivadas a partir das razões de  $[\text{Cl III}]$  e  $[\text{Ar IV}]$  são aproximadamente similares; ao mesmo tempo as densidades determinadas por meio da razão de  $[\text{S II}]$  são consideravelmente menores. Estas diferenças podem ocorrer porque a zona do  $\text{S}^+$  é basicamente separada das zonas do do  $\text{Ar}^{+3}$  e do  $\text{Cl}^{+2}$ .

## 6.2 Comparação das temperaturas eletrônicas obtidas de medidas ponto a ponto

As temperaturas eletrônicas derivadas de diferentes indicadores podem apresentar consideráveis diferenças. Estas diferenças podem ser causadas pelas variações de temperatura eletrônica presentes nas nebulosas ionizadas. Kaler (1986) mostrou que a razão média de  $T_e(\text{N II})/T_e(\text{O III})$  varia como uma função da excitação nebular. Segundo este autor, a medida que a temperatura da estrela central aumenta de  $T_* \sim 25\,000\text{ K}$  a  $\sim 50\,000\text{ K}$ , a razão média de  $T_e(\text{N II})/T_e(\text{O III})$  aumenta de  $\sim 0.7$  e  $\sim 1.1$ , e então diminui novamente para  $0.7$  para os níveis mais altos de excitação. Nas figuras 6.1 a 6.5  $T_e(\text{N II})$  versus  $T_e(\text{O III})$  é mostrada para NGC 2438, NGC 2440, NGC 3132, NGC 6302 e NGC 7009.

Para NGC 2440 e NGC 6302, os quais são objetos de alta excitação, foi encontrado que  $T_e(\text{N II}) < T_e(\text{O III})$ . Para NGC 2438 e NGC 3132, os quais são objetos de baixa excitação, verificou-se que  $T_e(\text{N II}) \approx T_e(\text{O III})$ . No caso de NGC 7009,  $T_e(\text{N II}) > T_e(\text{O III})$ , com exceção de dois pontos.

As figuras 5.5, 5.9, 5.13 e 5.23 mostram que  $T_e(\text{O III})$  é sistematicamente maior do que  $T_e(\text{Bal})$ , embora existam algumas exceções. Na média  $T_e(\text{O III})$  é aproximadamente 20% maior do que a  $T_e(\text{Bal})$ . Como a emissão do contínuo nebular ocorre devido ao processo de recombinação, os valores de  $T_e(\text{Bal})$  são pesados em direção à regiões de temperaturas menores, enquanto os fluxos de linhas excitadas colisionalmente são pesados preferencialmente em direção a regiões de temperaturas maiores, logo, estas temperaturas maiores de  $T_e(\text{O III})$  são esperadas.

## 6.3 Comparação entre medidas ponto a ponto da temperatura e densidade eletrônica

Dois tipos diferentes de relação entre a temperatura eletrônica e o brilho superficial ou a densidade eletrônica foram encontrados. Para NGC 2440, NGC 6302 e NGC 7009 foi encontrada uma correlação entre temperatura e densidade eletrônica ou brilho superficial, verificando-se que a temperatura está aumentando com o aumento da densidade eletrônica ou o brilho superficial. Para NGC 3242 e NGC 1535 também foi encontrada uma correlação entre a temperatura eletrônica  $T_e(\text{O III})$  e a densidade eletrônica derivada para a zona do  $\text{Ar}^{3+}$ , embora esta correspondência seja um tanto sutil. Por outro lado, uma relação oposta foi encontrada entre a tem-

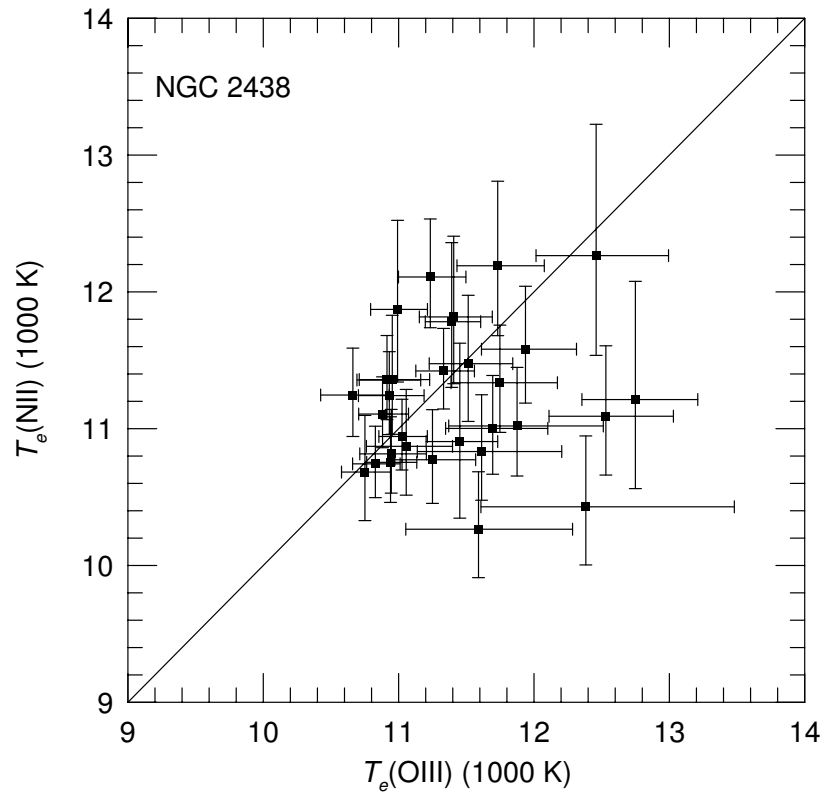


Figura 6.1:  $T_e(\text{N II})$  vs.  $T_e(\text{O III})$  para NGC 2438.

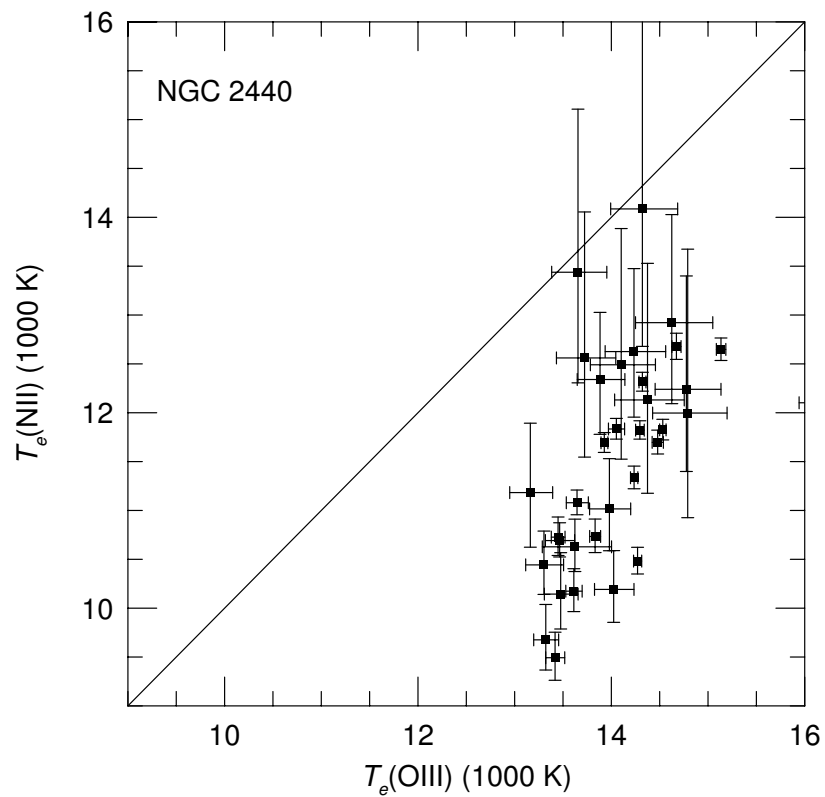


Figura 6.2:  $T_e(\text{N II})$  vs.  $T_e(\text{O III})$ s para NGC 2440.

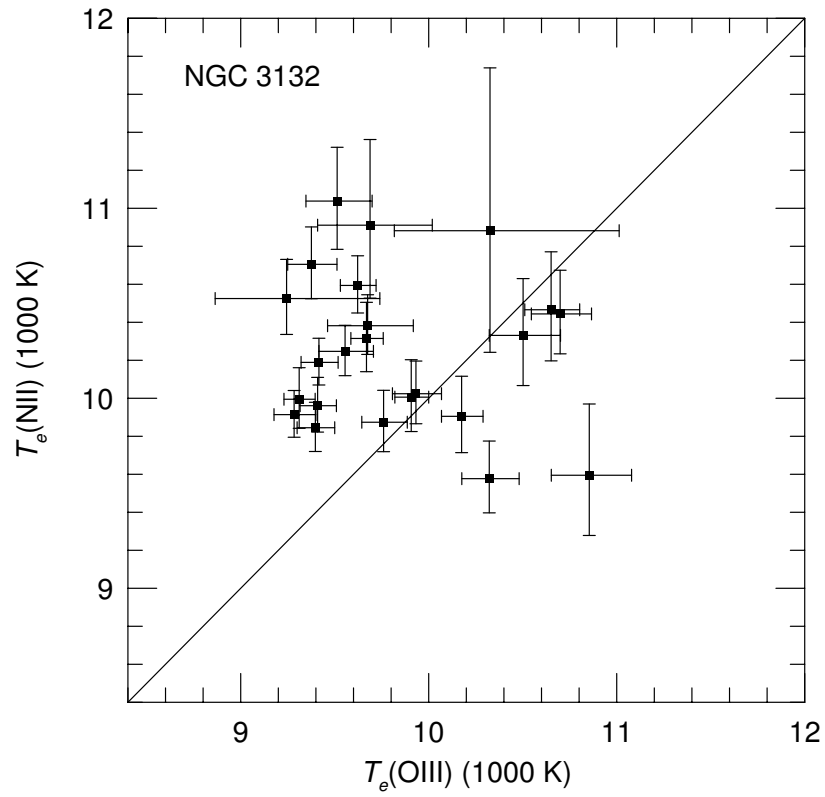


Figura 6.3:  $T_e(\text{N II})$  vs.  $T_e(\text{O III})$  para NGC 3132.

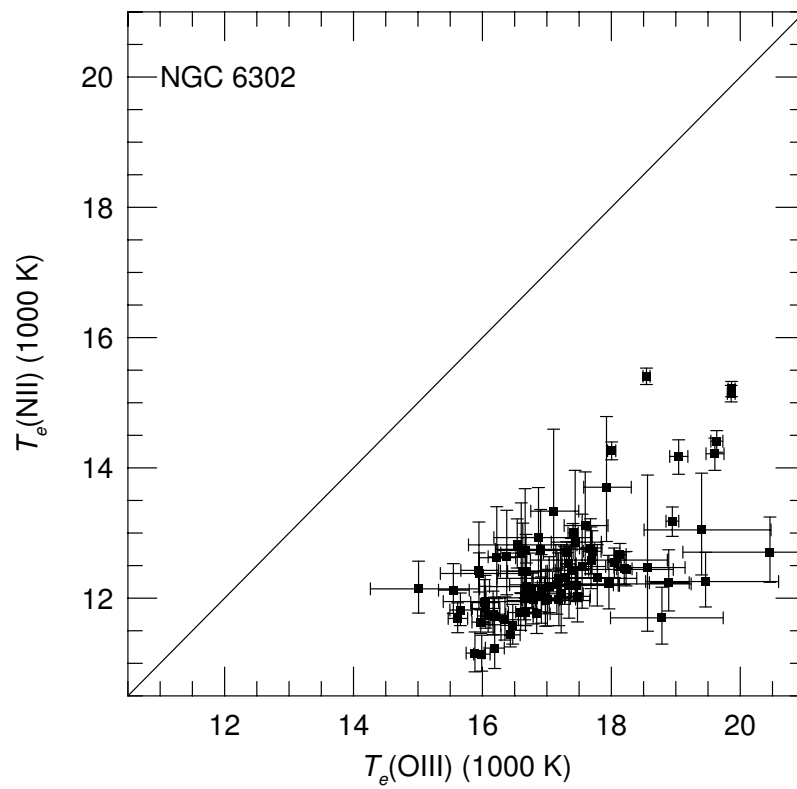


Figura 6.4:  $T_e(\text{N II})$  vs.  $T_e(\text{O III})$  para NGC 6302.

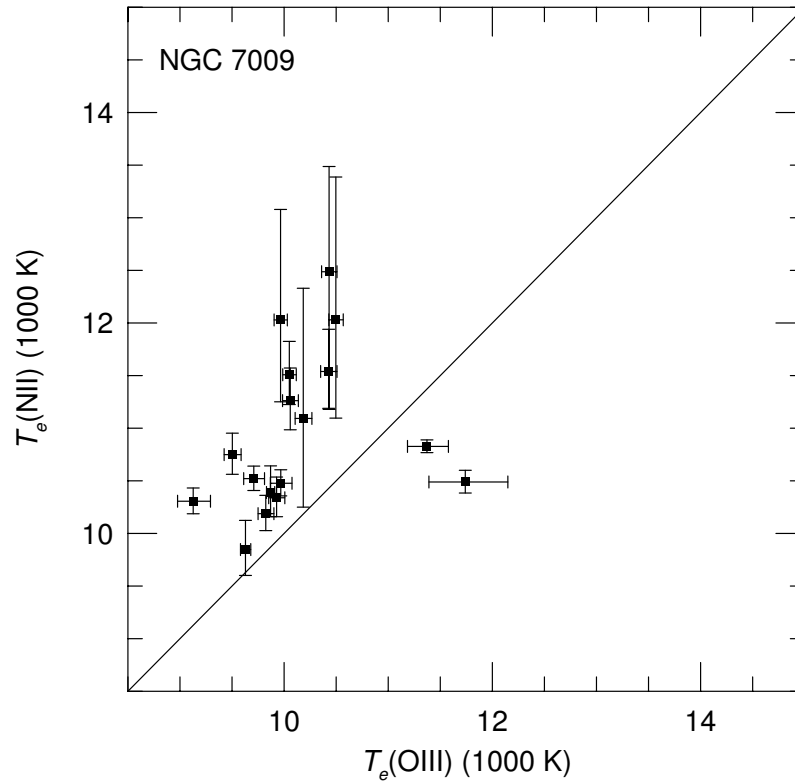


Figura 6.5:  $T_e(\text{N II})$  vs.  $T_e(\text{O III})$  para NGC 7009.

peratura e a densidade eletrônica para NGC 2438 e NGC 3132, observando-se que  $T_e(\text{O III})$  está aumentando a medida que a densidade eletrônica  $N_e(\text{S II})$  está diminuindo, embora este fato não seja tão evidente para NGC 2438 porque as razões de  $[\text{S II}]$  estão próximas ao limite de baixa densidade e portanto este comportamento fica um tanto mascarado. Os objetos NGC 6563, NGC 6781 e NGC 6853 apresentaram brilho superficial irregular e temperaturas e densidades eletrônicas relativamente homogêneas, não sendo detectada nenhuma relação entre a temperatura eletrônica e o brilho superficial. As figuras 6.6 e 6.7 mostram  $T_e(\text{O III})$  versus  $N_e(\text{S II})$  para NGC 2440 e NGC 6302, respectivamente, para as regiões mais brilhantes das nebulosas, onde a correlação entre a temperatura e a densidade podem ser observadas.

A correlação e anti-correlação entre a temperatura e a densidade encontradas na amostra de objetos estudados pode estar associada à estrutura da nebulosa. NGC 2438 e NGC 3132, para as quais foi encontrado a anti-correlação entre a temperatura e a densidade, são exemplos clássicos de nebulosas do tipo anel. Sendo assim, como uma cavidade está presente na região central destas nebulosas, densidades maiores são esperadas no anel brilhante e densidades menores são esperadas na região central da nebulosa. Uma anti-correlação entre a temperatura derivada



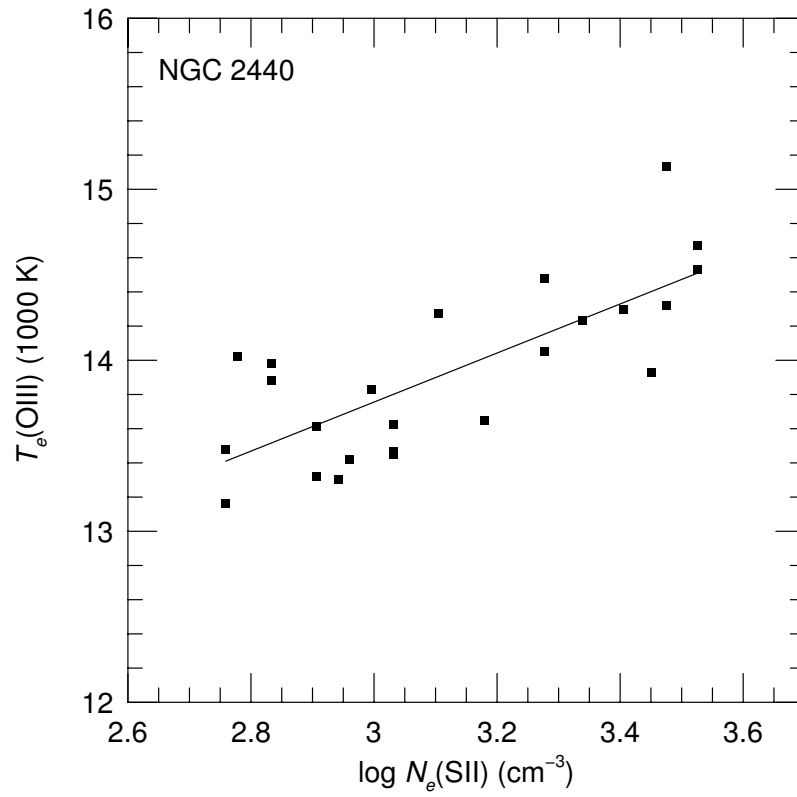


Figura 6.6:  $T_e(\text{O III})$  vs.  $\log N_e(\text{S II})$  para NGC 2440.

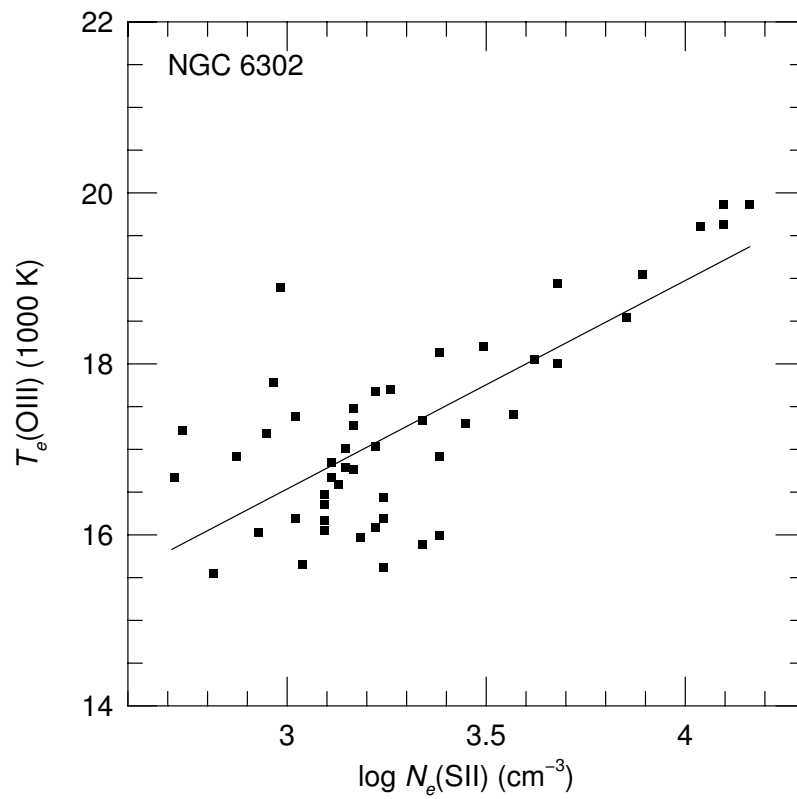


Figura 6.7:  $T_e(\text{O III})$  vs.  $\log N_e(\text{S II})$  para NGC 6302.

na zona do  $O^{++}$  e a densidade foi encontrada para a nebulosa planetária NGC 6720 (Garnett & Dinerstein, 2001; Guerrero et al., 1997), a qual é também classificada como uma nebulosa do tipo anel. Por outro lado, NGC 2440, NGC 3242, NGC 6302 e NGC 7009, para as quais uma correlação entre temperatura e densidade está presente, se caracterizam como nebulosas planetárias bipolares, que são mais densas nas regiões centrais.

Na maioria dos objetos (NGC 1535, NGC 2438, NGC 2440, NGC 3132, NGC 3242 e NGC 6302) foram encontradas altas temperaturas nas regiões mais externas da nebulosa, onde brilhos superficiais e densidades menores são encontradas. Todos estes fatos indicam que a estrutura da densidade pode ter um papel importante na produção das flutuações da temperatura eletrônica.

## 6.4 Abundâncias Químicas

As razões de abundâncias de S/O determinadas para a amostra de nebulosas planetárias estudadas são 0.11 a 0.92 dex menores do que os valores estimados para as regiões H II e para o Sol (Esteban et al., 1999; Grevesse et al., 1996), com discrepâncias consideravelmente maiores para NGC 2438, NGC 2440 e NGC 3242. Estas razões subsolares de S/O para as nebulosas planetárias foram também encontradas por outros autores (Aller & Czyzak, 1983; Aller & Keyes, 1987; de Freitas Pacheco et al., 1991; Kingsburgh & Barlow, 1994) e extensivamente discutidas por Henry et al. (2004), que sugeriram que o problema está nas estimativas da abundância de S, que não devem estar avaliando adequadamente, através do uso de *icfs*, a quantidade de  $S^{+3}$  nas nebulosas planetárias. Em particular, as correções de ionizações padrões podem não ser adequadas se a nebulosa é limitada por matéria, como é frequentemente o caso para as nebulosas planetárias.

A razão O/H para NGC 6302 é 0.20 a 0.50 dex menores do que aqueles obtidos pelos outros autores. As maiores diferenças foram encontradas por Aller et al. (1981), que não mediram as linhas  $[O III]\lambda\lambda 4959, 5007$ . Estes autores calcularam as abundâncias químicas com algumas medidas de intensidades de linhas de emissão combinadas com modelo teórico simples. Para os outros dois autores, de Freitas Pacheco et al. (1991) e Tsamis et al. (2003), diferenças mais modestas, de aproximadamente 0.2 dex foram encontradas. No caso das estimativas de de Freitas Pacheco et al. (1991) a linha  $[O III]\lambda 4363$  não foi medida, logo  $T_e(O III)$  não foi adotada para calcular a abundância de  $O^{++}/H^+$ . Finalmente, os valores das intensidades de linhas de emissão do oxigênio, as temperaturas e densidades

eletrônicas médias adotadas por Tsamis et al. (2003) para calcular as abundâncias de  $O^+/H^+$  e  $O^{++}/H^+$  são muito próximos aos valores obtidos no presente trabalho. Entretanto, esses autores derivaram a abundância de  $O^{3+}/H^+$  da linha ultravioleta  $O\text{IV}]\lambda 1401$ . Assim, o esquema de correção de ionização foi simples e a abundância atômica obtida por estes foi provavelmente mais precisa do que a estimada neste trabalho, já que eles, precisaram somente avaliar indiretamente a presença de ions de oxigênio com estágios maiores de ionização. A ausência de medidas da linha  $O\text{IV}]$  deve ser percebida mais em objetos de alta ionização. De fato, a estrela central de NGC 6302 é a mais brilhante da amostra de objetos estudados, com uma temperatura de aproximadamente 250 000 K (Casassus et al., 2000). Portanto, essa diferença de aproximadamente 0.2 dex na razão de O/H fornece uma idéia geral dos erros introduzidos na abundância total pelo uso dos *icfs* adotados.

## 6.5 Comparação das abundâncias de $O^{++}/H^+$ obtidas de linhas proibidas e permitidas e magnitude das flutuações da temperatura eletrônica

Para caracterizar as flutuações de temperatura eletrônica e seus efeitos nas determinações de abundâncias derivadas via linhas proibidas, Peimbert (1967) introduziu os conceitos de temperatura iônica média  $T_0$  e o parâmetro  $t^2$ , definido anteriormente nas equações 1.4 e 1.5, respectivamente.

Como o parâmetro  $t^2$  não pode ser medido diretamente, estimativas têm sido obtidas comparando as abundâncias derivadas de linhas proibidas e de recombinação. Os valores necessários de  $t^2$  para compatibilizar as medidas das abundâncias determinadas por estes dois métodos são altos e estão em um intervalo de  $0.02 \leq t^2 \leq 0.10$ . Por exemplo, para a nebulosa de Órion Esteban et al. (1999) estimaram  $t^2 \approx 0.024$ , enquanto para NGC 7009 Liu et al. (1995) encontraram  $t^2 \approx 0.1$ .

Uma estimativa discreta de  $t^2$  pode ser obtida das medidas ponto a ponto da temperatura eletrônica ao longo da nebulosa, usando a expressão dada por Liu (1998)

$$t_s^2 = \frac{\sum_i (T_e^i - T_0)^2 F_i(H\beta)}{T_0^2 \sum_i F_i(H\beta)}, \quad (6.1)$$

sendo  $T_e^i$  e  $F_i(H\beta)$  a temperatura eletrônica e o fluxo em  $H\beta$  obtido para a abertura  $i$ , respectivamente.

Tabela 6.1: Magnitude das flutuações da temperatura eletrônica

Objeto	$t_s^2(\text{Bal})$	$t_s^2(\text{N II})$	$t_s^2(\text{O III})$
NGC 1535	0.0003		0.0027
NGC 2438		0.0003	0.0032
NGC 2440	0.0078	0.0041	0.0011
NGC 3132		0.0006	0.0047
NGC 3242	0.0034		0.0015
NGC 6302		0.0097	0.0050
NGC 6563		0.0005	
NGC 6781		0.0021	
NGC 6853		0.0016	
NGC 7009	0.0008	0.0011	0.0023

Como parte da variância relativa observada  $t_s^2(\text{obs})$  é devido a erros nas medidas, as estimativas finais de  $t_s^2$  devem ser corrigidas por

$$t_s^2 = t_s^2(\text{obs}) - t_{er}^2, \quad (6.2)$$

sendo  $t_{er}^2$  o erro médio quadrático relativo das medidas da temperatura eletrônica.

As medidas das temperaturas apresentadas neste trabalho correspondem a valores médios dentro da abertura e ao longo da linha de visada, então qualquer flutuação de temperatura de pequena escala será suavizada pelas observações presentes. Por esta razão, é claro que  $t_s^2$  pode somente fornecer um limite inferior de  $t^2$ . Entretanto, a determinação de  $t_s^2$  parece ser o único meio direto para estimar  $t^2$ .

Na tabela 6.1 os valores obtidos neste trabalho de  $t_s^2$  para as distribuições das temperaturas  $T_e(\text{O III})$ ,  $T_e(\text{N II})$ , e  $T_e(\text{Bal})$  são apresentadas. Os valores estimados de  $t_s^2$  estão num intervalo de 0.0003 a 0.0078 para  $t_s^2(\text{Bal})$ , de 0.0003 a 0.0097 para  $t_s^2(\text{N II})$  e de 0.0011 a 0.0050 para  $t_s^2(\text{O III})$ .

Valores baixos de flutuações de temperatura também têm sido encontrados das medidas ponto a ponto das temperaturas eletrônicas para outros objetos:  $t_s^2(\text{O III}) = 0.002$  para a nebulosa planetária NGC 4361 (Liu, 1998),  $t_s^2(\text{O III}) = 0.0035$  para a nebulosa planetária NGC 7009 (Rubin et al., 2002),  $t_s^2(\text{O III}) = 0.0025$  para a nebulosa 30 Doradus (Krabbe & Copetti, 2002) e  $t_s^2(\text{O III}) = 0.00682 - 0.0176$

e  $t_s^2(\text{N II}) = 0.00584 - 0.0175$  para a nebulosa de Órion (Rubin et al., 2003). As baixas estimativas de  $t_s^2$  encontradas neste trabalho e também por outros autores são consistentes com aquelas estimativas obtidas de modelos de fotoionização (Kingdon & Ferland, 1995; Gruenwald & Viegas, 1995), embora sejam muito pequenas para ter um efeito significativo na determinação das razões de abundâncias derivadas de linhas excitadas colisionalmente.

Por outro lado, as diferenças encontradas entre as temperaturas médias de [O III] e de Balmer indicam consideráveis flutuações de temperatura eletrônica em NGC 1535, NGC 3242, e NGC 7009, e por outro lado, indicam variações de temperatura de baixa amplitude em NGC 2440. Valores de  $t^2$  podem ser derivados das expressões dadas por Peimbert (1967), que relaciona as temperaturas de [O III] e de Balmer como uma função de  $T_0$  e  $t^2$ :

$$T_e(\text{O III}) = T_0 \left[ 1 + \frac{1}{2} \left( \frac{9.13 \times 10^4}{T_0} - 3 \right) t^2 \right] \quad (6.3)$$

e

$$T_e(\text{Bal}) = T_0(1 - 1.67t^2), \quad (6.4)$$

Assumindo os mesmos valores para  $T_0$  e  $t^2$  nas zonas de  $\text{H}^+$  e  $\text{O}^{++}$ , foram encontrados  $t^2 = 0.0523$  para NGC 1535,  $t^2 = 0.0085$  para NGC 2440,  $t^2 = 0.0564$  para NGC 3242, e  $t^2 = 0.050$  para NGC 7009, das medidas ponto a ponto das temperaturas eletrônicas; e  $t^2 = 0.057$  para NGC 3242, e  $t^2 = 0.027$  para NGC 7009 das medidas das temperaturas obtidas dos espectros integrados.

Para NGC 3242 e NGC 7009 foram encontradas consideráveis diferenças entre as abundâncias de  $\text{O}^{++}/\text{H}^+$  derivadas de linhas proibidas e de recombinação, aproximadamente um fator de dois para NGC 3242 e de quatro para NGC 7009. Em particular, para NGC 7009, para o qual foi possível obter o perfil espacial da razão das abundâncias de  $\text{O}^{++}/\text{H}^+$  derivadas de linhas proibidas e de recombinações, variações sistemáticas destas discrepâncias foram encontradas ao longo da superfície nebulosa, com as diferenças das abundâncias diminuindo suavemente do centro para as partes mais externas da nebulosa.

Com o objetivo de encontrar pistas para explicar estas discrepâncias, possíveis correlações entre as razões de abundâncias de  $\text{O}^{++}$  e algumas propriedades físicas de NGC 7009 foram investigadas. Uma relação foi encontrada entre as estimativas da densidade eletrônica  $N_e(\text{Ar IV})$  e a razão da abundância de  $\text{O}^{++}$ , com a discrepância da abundância aumentando com a densidade eletrônica (veja a Fig. 6.8).

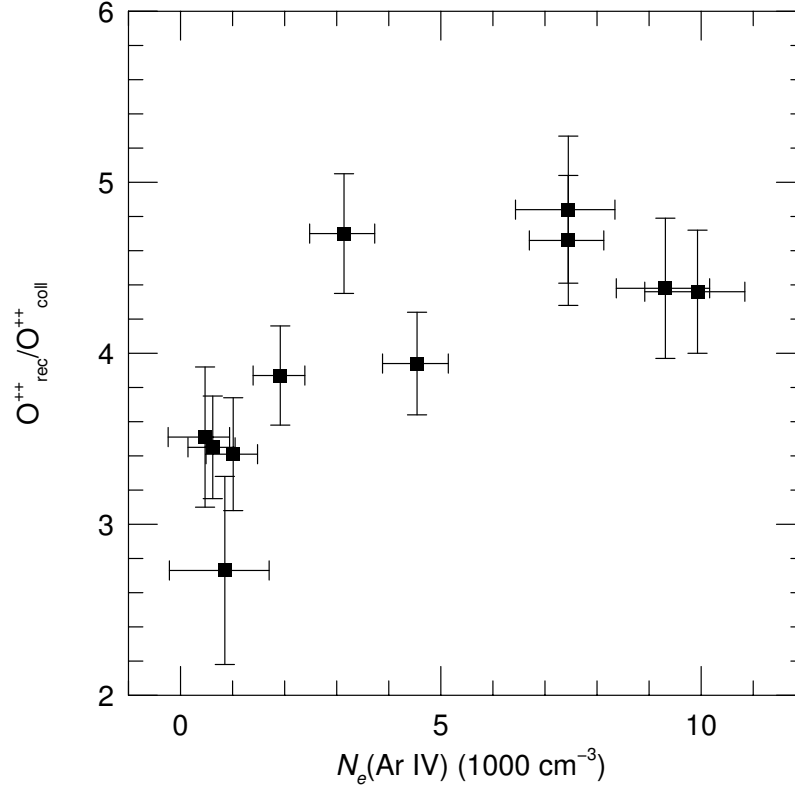


Figura 6.8: Razão entre os valores de  $O^{++}/H^{+}$  derivados de linhas de recombinações e proibidas versus a densidade eletrônica  $N_e(\text{Ar IV})$  para NGC 7009.

Como já mencionado anteriormente, uma das soluções que têm sido apontadas para resolver as discrepâncias entre as abundâncias de  $O^{++}$  estimadas das linhas de recombinações e proibidas é a presença das variações da temperatura eletrônica em nebulosas ionizadas (Esteban et al., 1998, 1999; Peimbert, 1993; Ruiz et al., 2003; Peimbert et al., 2004). A magnitude necessária dessas flutuações de temperatura eletrônica para reconciliar estas abundâncias pode ser estimada assumindo que as abundâncias iônicas derivadas de linhas de recombinação estão corretas. Se as abundâncias derivadas de linhas de recombinação estão corretas, uma temperatura média de  $T_0 \approx 9300 \text{ K}$  e  $T_0 \approx 7000 \text{ K}$  é necessária para obter as mesmas abundâncias derivadas via linhas proibidas para NGC 3242 e NGC 7009, respectivamente. No entanto, as temperaturas médias obtidas do espectro integrado são  $T_e(\text{O III}) = 12140$  para NGC 3242 e  $T_e(\text{O III}) = 9969$  para NGC 7009. Então, usando a expressão 6.3 que relaciona  $T_e(\text{O III})$  a  $t^2$  e  $T_0$ , estas diferenças de temperaturas implicam em um valor de  $t^2 \approx 0.09$  para ambas as nebulosas planetárias NGC 3242 e NGC 7009, o que corresponde a uma amplitude de dispersão de aproximadamente 30%. E

das diferenças encontradas das temperaturas médias de [O III] e de Balmer foram estimadas  $t^2 = 0.0564$  para NGC 3242 e  $t^2 = 0.050$  para NGC 7009, os quais são aproximadamente 2 vezes menores do que os valores necessários de  $t^2$  para reconciliar as abundâncias de  $O^{++}$ .

Entretanto, as estimativas diretas das flutuações de temperatura eletrônica obtidas neste trabalho através das medidas ponto a ponto da temperatura eletrônica, são da ordem de  $t_s^2(O III) = 0.0015$  para NGC 3242 e  $t_s^2(O III) = 0.0023$  para NGC 7009. Estes valores são muito menores do que os necessários e portanto muito baixos para ter um impacto significativo nas determinações das abundâncias determinadas de linhas proibidas.

Algumas evidências contra a presença de flutuações de temperatura de alta amplitude foram apresentadas por Liu et al. (2000). Eles derivaram abundâncias de metais na nebulosa planetária NGC 6153 de linhas de emissão no infravermelho, as quais são quase independentes da temperatura eletrônica. Como estas abundâncias foram muito similares aquelas derivadas de linhas proibidas no ultravioleta e no ótico, Liu et al. (2000) excluíram a presença de grandes flutuações de temperatura eletrônica em NGC 6153 e apontaram a presença de abundâncias não homogêneas nas nebulosas. Liu et al. (2000) produziram modelos para NGC 6153 que consideram a presença de regiões deficientes em hidrogênio, as quais ocupam uma pequena fração do volume da nebulosa. Nestes modelos as linhas de recombinação são produzidas em uma região fria e densa, enquanto as linhas proibidas são emitidas em uma região mais quente e menos densa. Estes modelos parecem reproduzirem bem as intensidades das linhas excitadas colisionalmente, embora falham em reproduzir as temperaturas baixas de Balmer. Entretanto, de acordo com Ruiz et al. (2003) e Peimbert et al. (2004), as similaridades encontradas entre as larguras e velocidades radiais das linhas de O II e [O III] nas nebulosas planetárias NGC 5307 e NGC 5315, implicam que estas são produzidas nas mesmas regiões, em contradição com a hipótese de abundâncias não homogêneas.

Por outro lado, Ruiz et al. (2003) e Peimbert et al. (2004) têm suportado a hipótese de altas flutuações de temperatura em nebulosas gasosas e algumas evidências apontadas por estes autores para estas incluem as grandes diferenças encontradas entre as temperaturas de Balmer e do [O III] nas nebulosas gasosas (Peimbert, 1971; Liu & Danziger, 1993; Zhang et al., 2004) e as diferenças dos valores do  $He^+/H^+$  derivados de diferentes linhas do hélio assumindo uma temperatura eletrônica constante (Peimbert et al., 1995, 2004), indicando a presença de variações de temperatura de alta amplitude. Outra evidência latente à favor das altas flu-

tuações de temperatura eletrônica foi apresentada por O'Dell et al. (2003). Estes autores mediram a temperatura eletrônica de [O III] em  $1.5 \times 10^6$  posições diferentes na nebulosa de Órion baseada em dados obtidos com o telescópio espacial Hubble e eles encontraram que  $t_s^2(\text{O III}) = 0.008$ . A partir deste valor e de algumas considerações geométricas eles estimaram  $t^2 = 0.028 \pm 0.006$ .

Embora flutuações de temperatura eletrônica de baixa amplitude tenham sido encontradas para as nebulosas planetárias da nossa amostra, a existência de flutuações de temperaturas maiores não pode ser completamente excluída. Como nossas medidas de temperaturas eletrônicas são médias ao longo das linhas de visada,  $t_s^2$  é um limite inferior de  $t^2$  e valores maiores de flutuações de temperatura eletrônica podem possivelmente existir nestas nebulosas.



# Capítulo 7

## Conclusões

Este trabalho apresenta um estudo observacional da variação de temperatura e densidade eletrônica em 10 nebulosas planetárias galácticas e na determinação das abundâncias químicas obtidas a partir de linhas permitidas e excitadas colisionalmente em sete destas. Os dados analisados foram obtidos com espectrofotometria de alta razão sinal-ruído no intervalo de 3100 a 6900 Å.

As temperaturas eletrônicas foram obtidas a partir das razões  $[\text{O III}](\lambda 4959 + \lambda 5007)/\lambda 4363$  e  $[\text{N II}](\lambda 6548 + \lambda 6583)/\lambda 5755$  e da descontinuidade de Balmer; e as densidades eletrônicas foram estimadas a partir das razões  $[\text{S II}]\lambda 6716/\lambda 6731$ ,  $[\text{Cl III}]\lambda 5517/\lambda 5537$  e  $[\text{Ar IV}]\lambda 4711/\lambda 4740$ . Os principais resultados obtidos foram:

1. Variações espaciais sistemáticas de densidade eletrônica foram detectadas na maioria dos objetos estudados. Para NGC 2438, NGC 3132 e NGC 6563, o perfil de densidade eletrônica apresenta uma distribuição de pico duplo ao longo da superfície nebulosa. Para NGC 1535, NGC 2440, NGC 3242, NGC 6302 e NGC 7009 a densidade eletrônica está diminuindo do centro para as bordas. Os demais objetos (NGC 6781 e NGC 6853) não tem mostrado qualquer dependência significativa da densidade eletrônica com a posição. NGC 2438, NGC 6563, NGC 6781 e NGC 6853 são em geral os mais difusos e, provavelmente, os objetos mais evoluídos estudados neste trabalho, com baixas densidades médias no intervalo de  $N_e(\text{S II}) \approx 95 - 158 \text{ cm}^{-3}$ .
2. Uma anti-correlação entre temperatura e densidade eletrônica foi encontrada para NGC 2438 e NGC 3132, com a temperatura eletrônica aumentando com a diminuição da densidade eletrônica; e uma correlação entre temperatura e densidade foi encontrada para NGC 1535, NGC 2440, NGC 3242, NGC 6302 e NGC 7009, com a temperatura eletrônica aumentando com o aumento da

densidade eletrônica. Estas relações parecem estarem associadas com a morfologia da nebulosa. As nebulosas para as quais foi encontrada a correlação entre temperatura e densidade são nebulosas do tipo anel, já a anti-correlação entre temperatura e densidade é encontrada nas nebulosas planetárias bipolares que são mais densas no centro da nebulosa.

3. As estimativas da temperatura eletrônica obtidas via as razões  $[\text{O III}](\lambda 4959 + \lambda 5007)/\lambda 4363$  e  $[\text{N II}](\lambda 6548 + \lambda 6583)/\lambda 5755$  e a descontinuidade de Balmer apresentam variações sistemáticas ao longo da superfície nebular na maioria dos objetos estudados (NGC 1535, NGC 2438, NGC 2440, NGC 3132, NGC 3242, NGC 6302 e NGC 7009). Na maioria desses, a temperatura eletrônica está diminuindo do centro para as bordas, com temperaturas maiores encontradas também nas partes mais externas das nebulosas. Para NGC 6563, NGC 6781 e NGC 6853 uma distribuição relativamente uniforme da temperatura eletrônica foi encontrada.
4. As estimativas de  $\text{O}^{++}/\text{H}^+$  derivadas via linhas de recombinações são aproximadamente quatro e duas vezes maiores do que aquelas obtidas de linhas proibidas para NGC 7009 e NGC 3242, respectivamente. Os valores das abundâncias de  $\text{O}^{++}/\text{H}^+$  estimadas a partir de diferentes linhas de emissões do O II são relativamente similares tanto para NGC 3242 quanto para NGC 7009.
5. As diferenças entre as abundâncias do  $\text{O}^{++}/\text{H}^+$  derivadas a partir de linhas de recombinações e proibidas diminuem suavemente do centro para as partes mais externas em NGC 7009, o que sugere que as discrepâncias entre as abundâncias obtidas por meio de linhas proibidas e permitidas são, em parte, causadas por uma variação espacial de grande escala de algumas propriedades físicas da nebulosa e não explicadas inteiramente pelas flutuações localizadas de alguma propriedade física.
6. Flutuações de temperatura eletrônica de baixa amplitude foram observadas nas nebulosas planetárias estudadas. A distribuição da temperatura em cada nebulosa apresenta uma variância relativa a média correspondendo a  $0.0003 \leq t_s^2(\text{Bal}) \leq 0.0078$ ,  $0.0003 \leq t_s^2(\text{N II}) \leq 0.0097$ , e  $0.0011 \leq t_s^2(\text{O III}) \leq 0.0050$ .
7. Das diferenças encontradas entre as temperaturas médias de [O III] e de Balmer foram obtidas, a partir das medidas ponto a ponto das temperaturas eletrônicas,  $t^2 = 0.0523$  para NGC 1535,  $t^2 = 0.0085$  para NGC 2440,  $t^2 = 0.0564$  para NGC 3242, e  $t^2 = 0.050$  para NGC 7009; e das medidas das temperaturas

derivadas dos espectros integrados, foram obtidas  $t^2 = 0.057$  para NGC 3242, e  $t^2 = 0.027$  para NGC 7009.

8. Para as diferenças encontradas nas abundâncias do  $O^{++}/H^+$  serem resolvidas pela presença de flutuações de temperatura eletrônica, um valor de  $t^2 \approx 0.09$  é necessário, tanto para NGC 3242 quanto para NGC 7009.

Neste trabalho foram encontradas, para a amostra de nebulosas planetárias estudadas, estimativas diretas de flutuações de temperatura eletrônica de baixa amplitude, as quais são insuficientes para ter um efeito significativo nas determinações de abundâncias de elementos determinados a partir de linhas proibidas. Entretanto, as medidas de temperatura eletrônica obtidas são médias ao longo da linha de visada e então, quaisquer variações de pequena escala devem ser suavizadas pelas observações. Portanto,  $t_s^2$  é um limite inferior de  $t^2$  e flutuações de temperaturas maiores podem possivelmente existir nestas nebulosas. Além disso, as diferenças encontradas nas abundâncias do  $O^{++}/H^+$  obtidas via linhas proibidas e de recombinação para NGC 3242 e NGC 7009, não puderam ser explicadas pelas presentes observações. Um estudo na variação de abundâncias de elementos pesados obtidas a partir de linhas proibidas e de recombinação ao longo da superfície nebular em um número maior de nebulosas ionizadas, poderia ajudar na investigação deste problema.

# Bibliografia

- Aller, L. H. 1941, ApJ, 93, 236
- Aller, L. H. & Walker, M. F. 1965, ApJ, 141, 1318
- Aller, L. H., Ross, J. E., O'Mara, B. J., Keys, C. D. 1981, MNRAS, 197, 95
- Aller, L. H., & Czyzak, S. J. 1983, ApJS, 51, 211
- Aller, L. H., & Keyes, C. D. 1987, ApJS, 65, 405
- Baessgen, M., Diesch, C., & Grewing, M. 1990, ApJ, 237, 201
- Balick, B. 1987, AJ, 94, 671
- Barker, T. 1983, ApJ, 267, 630
- Barker, T. 1984, ApJ, 284, 589
- Barker, T. 1985, ApJ, 294, 193
- Barker, T. 1989, ApJ, 340, 921
- Becker, S. R., Butler, K., & Zeippen, C. J. 1989, A&A, 221, 375
- Benjamin, B. A., Skillman, E. D., & Smits, D. P. 1999, ApJ, 514, 307
- Bevington, P. R., & Robinson, D. K. 1992, Data Reduction and Analysis for the Physical Sciences. McGraw-Hill Book Company
- Bhatia, A. K., & Kastner, S. O. 1988, ApJ, 332, 1063
- Bhatia, A. K., & Doschek, G. A. 1993, ADNDT, 55, 315
- Boeshaar, G. O. 1974, ApJ, 187, 283
- Bowen, I. S. 1960, ApJ, 132, 1

- Butler, K., & Zeppen, C. J. 1989, *A&A*, 208, 337
- Butler, K., & Zeppen, C. J. 1994, *A&AS*, 108, 1
- Cahn, J. H., & Kaler, J. B. 1971, *ApJS*, 22, 319
- Cahn, J. H., Kaler, J. B., & Stanghellini, L. 1992, *A&AS*, 94, 399
- Casassus, S., Roche, P. F., & Barlow, M. J. 2000, *MNRAS*, 314, 657
- Chu, Y., Jacoby, G. H., & Arendt, R. 1987, *ApJS*, 64, 529
- Corradi, R. L. M., Manso, R., Mampaso, A., & Schwarz, H. E. 1996, *A&A*, 313, 913
- Czyzak, S. J., & Aller, L. H. 1979, *MNRAS*, 188, 229
- de Freitas Pacheco, J. A., Maciel, W. J., Costa, R. D. D., & Barbuy, B. 1991, *A&A*, 250, 159
- Esteban, C., Peimbert, M., Torres-Peimbert, S., & Escalante, V. 1998, *MNRAS*, 295, 401
- Esteban, C., Peimbert, M., Torres-Peimbert, S., & Rodríguez, M. 1999, *Rev. Mex. Astron. Astrofis.*, 35, 65
- Fawcett, B. C. 1975, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 16, 135
- Galavis, M. E., Mendoza, C., & Zeppen, C. J. 1995, *A&AS*, 111, 347
- Garcia-Rojas, J., Esteban, C., Peimbert, M., & Torres-Peimbert, S. 1998, *Rev. Mex. Astron. Astrofis. Conf. Ser.*, 7, 176
- Garnett, D. R., & Dinerstein, H.L. 2001, *ApJ*, 558, 145
- Giles, K. 1981, *MNRAS*, 195, 63P
- Gonçalves, D. R., Corradi, R. L. M., Mampaso, A., & Perinotto, M. 2003, *ApJ*, 597, 975
- Gonçalves, D. R., Mampaso, A., Corradi, R. L. M., Perinotto, M., Riera, A., & López-Martín, L. 2004, *MNRAS*, 355, 37
- Grevesse, N., Noels, A., & Sauval, A. J. 1996, *ASP Conf. Ser.* 99: Cosmic Abundances, 99, 117

- Guerrero, M. A., Manchado, A., & Chu, Y. -H. 1997, ApJ, 487, 328
- Guerrero, M. A., & Manchado, A. 1999, ApJ, 522, 378
- Gurzadyan, G. A. 1997, The Physics and Dynamics of Planetary Nebulae, XVI, 513 pp. 179 figs. 93 tabs.. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York. Also Astronomy and Astrophysics Library
- Gutierrez-Moreno, A., Cortes, G., & Moreno, H. 1985, PASP, 97, 397
- Gruenwald, R., & Viegas, S. M. 1995, A&A, 303, 535
- Henry, R. B. C., Kwitter, K. B., & Balick, B. 2004, AJ, 127, 2284
- Hawley, S. A., & Miller, J. S. 1978, PASP, 90, 39
- Heise, C., Smith, P. L., & Calamai, A. G. 1995, ApJ, 451, L41
- Hyung, S., & Aller, L. H. 1998, PASP, 110, 466
- Hummer, D. G., Storey, P. J. 1987, MNRAS, 224, 801
- Kaler, J. B. 1986, ApJ, 308, 322
- Kaufman, V., & Sugar, J. 1986, JPCRD, 15, 321
- Keenan, F. P., Hibbert, A., Ojha, P. C., & Conlon, E. S. 1993, Phys. Scr. A, 48, 129
- Kingdon, J. B., & Ferland, G. J. 1995, ApJ, 450, 691
- Kingsburgh, R. L., & Barlow, M. J. 1994, MNRAS, 271, 257
- Khromov, G. S., & Kohoutek, L. 1968, IAU Symp. 34: Planetary Nebulae, 34, 227
- Krabbe, A. C., & Copetti, M. V. F. 2002, A&A, 387, 29
- Krabbe, A. C., & Copetti, M. V. F. 2005, A&A, 443, 981
- Krabbe, A. C., & Copetti, M. V. F. 2006, A&A, aceito para publicação
- Juguet, J. L., Louise, R., Macron, A., & Pascoli, G. 1988, A&A, 205, 267
- LaJohn, L. & Luke, T., 1993, Phys. Scr. A., 47, 542
- Lennon, D. J., & Burke, V. M. 1994, A&AS, 103, 273
- Liu, X. -W. 1998, MNRAS, 295, 699

- Liu, X. -W., & Danziger, I. J. 1993, MNRAS, 263, 256
- Liu, X. -W., Storey, P. J., Barlow, M. J., & Clegg, R. E. S. 1995, MNRAS, 272, 369
- Liu, X. -W., Storey, P. J., Danziger, I. J., Cohen, M., & Bryce, M. 2000, MNRAS, 312, 585
- Liu, X. -W., Luo, S. -G., Barlow, M. J., Danziger, I. J., & Storey, P. J. 2001, MNRAS, 327, 141
- Liu, Y., Liu, X. -W., Luo, S. -G., & Barlow, M. J. 2004, MNRAS, 353, 1231
- Maciel, W. J., & Pottasch, S. R. 1980, A&A, 88 1
- McLaughlin, B. M., & Bell, K. L. 1993, ApJ, 408, 753
- Manchado, A., Villaver, E., Stanghellini, L., & Guerrero, M. A. 2000, ASP Conf. Ser. 199: Asymmetrical Planetary Nebulae II: From Origins to Microstructures, 199, 17
- Mathis, J. S., & Rosa, M. R. 1991, A&A, 245, 625
- Mavromatakis, F., Papamastorakis, J., & Paleologou, E. V. 2001, A&A, 374, 280
- Meatheringham, S. J., Wood, P. R., & Faulkner, D. J. 1988, ApJ, 334, 862
- Mendoza, C. 1983, IAU Symp. 103: Planetary Nebulae, 103, 143
- Mendoza, C., & Zeppen, C. J. 1982, MNRAS, 199, 1025
- Minkowski, R. & Aller, L. H. 1956, ApJ, 124, 93
- Moore, C. E. 1971, Selected Tables of Atomic Spectra, NSRDS-NBS 35, vol. 1
- Moore, C. E. 1985, Selected Tables of Atomic Spectra, NSRDS-NBS 3, sec. 11
- O'Dell, C. R., Peimbert, M., & Peimbert, A. 2003, AJ, 125, 2590
- Osterbrock, D. E. 1989, Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei. University Science Books, Mill Valley, CA
- Pagel, B. E. J., Edmunds, M. G., Fosbury, R. A. E., & Webster, B. L. 1978, MNRAS, 184, 569
- Peimbert, M. 1967, ApJ, 150, 825

- Peimbert, M. 1971, *Bol. Obs. Tonantzintla Tacubaya*, 6, 29
- Peimbert, M. 1978, *IAU Symp. 76: Planetary Nebulae*, 76, 215
- Peimbert, M., & Torres-Peimbert, S. 1983, *IAU Symp. 103: Planetary Nebulae*, 103, 233
- Peimbert, M., & Torres-Peimbert, S. 1987, *Rev. Mex. Astron. Astrofis.*, 14, 540
- Peimbert, M. 1993, *Rev. Mex. Astron. Astrofis.*, 27, 9
- Peimbert, M., Torres-Peimbert, S., & Luridiana, V. 1995, *Rev. Mex. Astron. Astrofis.*, 31, 131
- Peimbert, M., Peimbert, A., Ruiz, M. T., & Esteban, C. 2004, *ApJS*, 150, 431
- Perek, L., & Kohoutek, L. 1967, *Acad. Publ. House of the Czech. Acad. Sci.*, 1-276, 1
- Pottasch, S. R. 1983, *IAU Symp. 103: Planetary Nebulae*, 103, 391
- Pradhan, A. K. 1976, *MNRAS*, 177, 31
- Ramsbottom, C. A., Bell, K. L., & Stafford, R. P. 1996, *ADNDT*, 63, 57
- Rola, C. & Pelat, D. 1994, *A&A*, 287, 676
- Rowlands, N., Houck, J. R., Herter, T., Gull, G. E., & Skrutskie, M. F. 1989, *ApJ*, 341, 901
- Rubin, R. H., Bhatt, N. J., Dufour, R. J., et al. 2002, *MNRAS*, 334, 777
- Rubin, R. H., Martin, P. G., Dufour, R. J., et al. 2003, *MNRAS*, 340, 362
- Ruiz, M. T., Peimbert, A., Peimbert, M., & Esteban, C. 2003, *ApJ*, 595, 247
- Savage, B. D., & Mathis, J. S. 1979, *ARA&A*, 17, 73
- Shields, G. A., Aller, L. H., Keyes, C. D., & Czyak, S. J. 1981, *ApJ*, 248, 569
- Stanghellini, L. & Kaler, J. B. 1989, *ApJ*, 343, 811
- Stanghellini, L., Villaver, E., Manchado, A., & Guerrero, M. A. 2002, *ApJ*, 576, 285
- Storey, P. J. 1994, *A&A*, 282, 999



- Storey, P. J., & Hummer, D. G. 1995, MNRAS, 272, 41
- Torres-Peimbert, S., & Peimbert, M. 1977, Rev. Mex. Astron. Astrofis., 2, 181
- Tsamis, Y. G., Barlow, M. J., Liu, X. -W., Danziger, I. J., & Storey, P. J. 2003, MNRAS, 345
- Tsamis, Y. G., Barlow, M. J., Liu, X.-W., Storey, P. J., & Danziger, I. J. 2004, MNRAS, 353, 953
- Verner D. A., Verner, E. M., & Ferland, G. J. 1996, ADNDT, 64, 1
- Zhang, Y., Liu, X. -W., Wesson, R., Storey, P. J., Liu, Y.,& Danziger, I. J. 2004, MNRAS, 351, 935
- Weinberger, R. 1989, A&AS, 78, 301
- Wiese, W. L., Fuhr, J. R., & Deters, T. M. 1996, JPCRD, Monograph 7
- Williams, R. E., & Livio, M 1995, Proc. of STSci 8, 24

# Apêndice A

## Imagens das Nebulosas Planetárias

Neste apêndice, encontram-se imagens das nebulosas planetárias estudadas neste trabalho. Nas imagens a direção norte está para cima e leste para a esquerda.

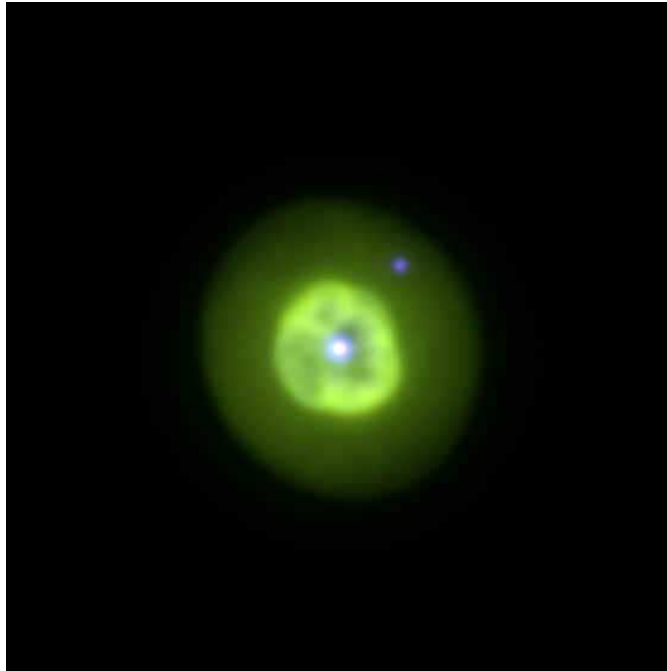


Figura A.1: NGC 1535. Imagem obtida por Romani Corradi, no Isaac Newton Group of Telescopes, La Palma. [Acessado em <http://www.iac.es/gabinete/difus/ruta/romano/romano7.htm> em 05/12/2005.]



Figura A.2: NGC 2438. A Imagem foi obtida por Nicole Bies, Esidro Hernandez e Adam Block no Anglo-Australian Observatory, Austrália. [Acessado em 05/12/2005 em <http://www.rcopticalsystems.com/gallery/ngc2438.html>.]

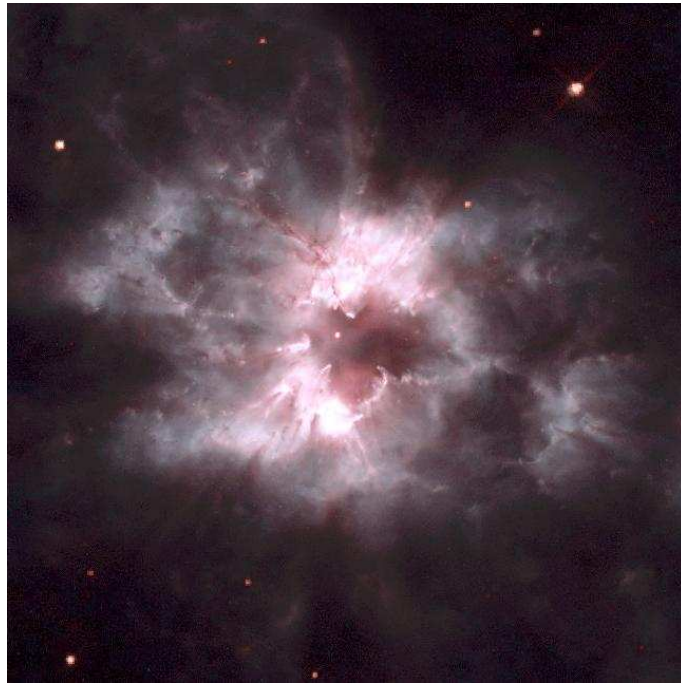


Figura A.3: NGC 2440. Imagem obtida por Howard Bond e Robin Ciardullo, no Hubble Space Telescope, NASA. [Acessado em <http://hubblesite.org/newscenter/newsdesk/archive/releases/1999/35/image/e/> em 05/12/2005 .]

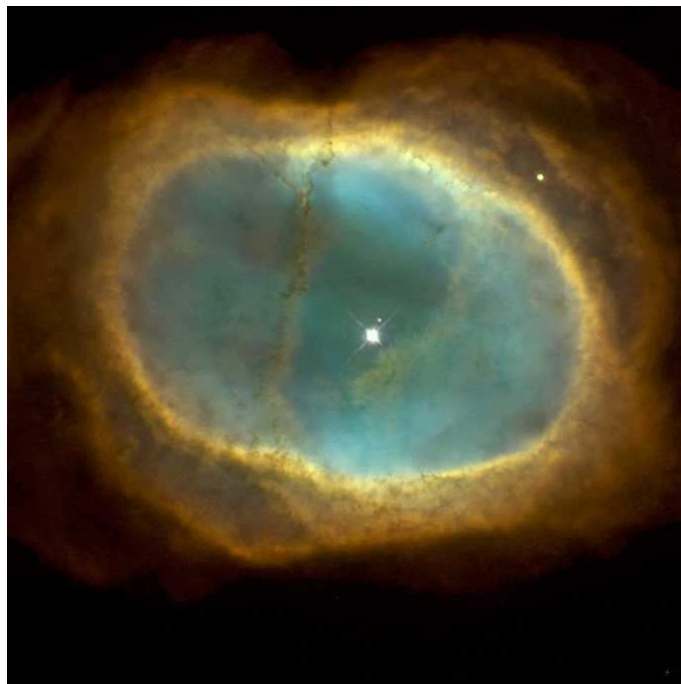


Figura A.4: NGC 3132. Imagem obtida no Hubble Space Telescope, digitalizada pela NASA. [Acessado em [http://hubblesite.org/gallery/album/entire\\_collection/pr1998039a/](http://hubblesite.org/gallery/album/entire_collection/pr1998039a/) em 05/12/2005.]

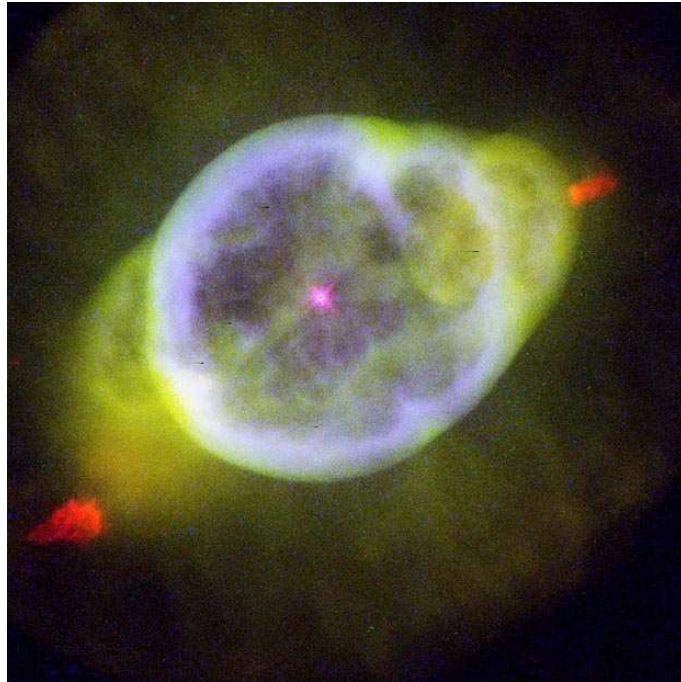


Figura A.5: NGC 3242: A imagem foi obtida por Howard Bond, no Hubble Space Telescope, NASA. [Acessado em 05/12/2005 em <http://www.hubblespacephotos.com/ngc3242b.html>.]

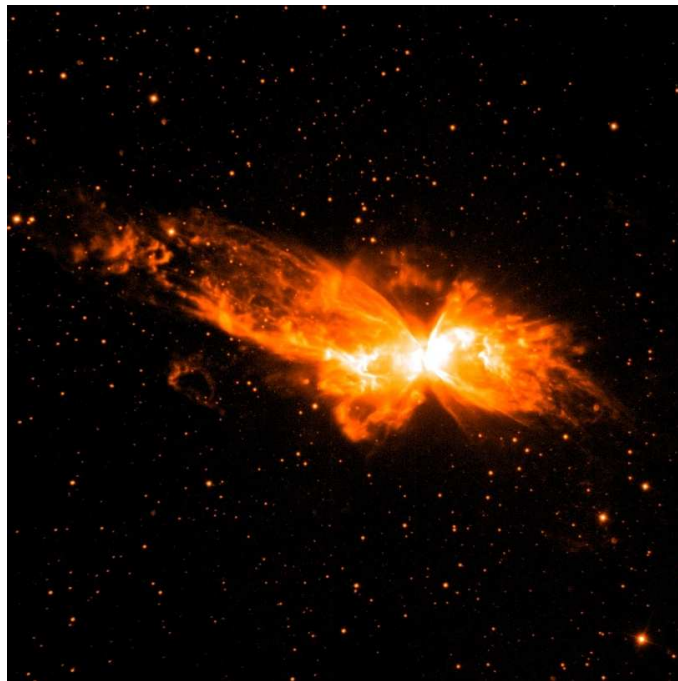


Figura A.6: NGC 6302. A imagem foi obtida por Hugo Schwarz, no telescópio de 3.6m do ESO, Chile. [Acessado em 05/12/2005 em [http://www.ing.iac.es/rcorradi/science\\_pictures.html](http://www.ing.iac.es/rcorradi/science_pictures.html).]

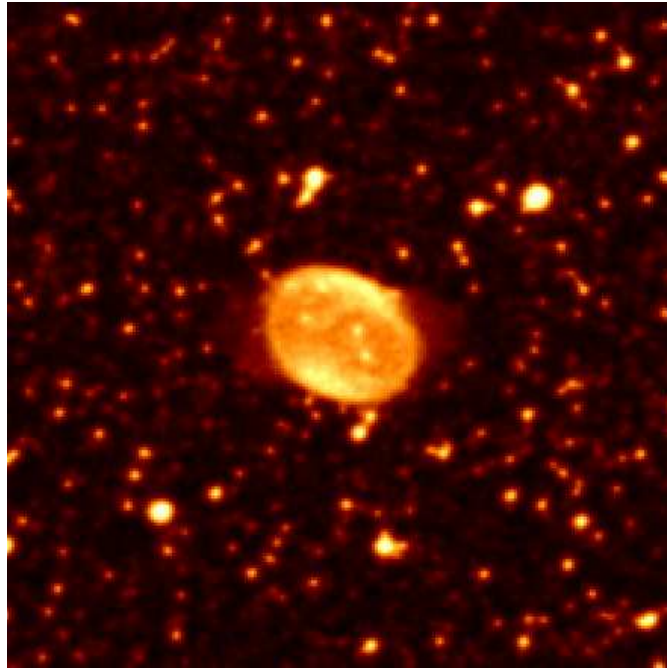


Figura A.7: NGC 6563. Imagem obtida pelo software interativo, ALADIN, digitalizada pelo Space Telescope Science Institute.



Figura A.8: NGC 6781. A imagem foi obtida por Adam Block, no Anglo-Australian Observatory, Austrália. [Acessado em <http://www.rcopticalsystems.com/gallery/ngc6781.html> em 05/12/2005.]



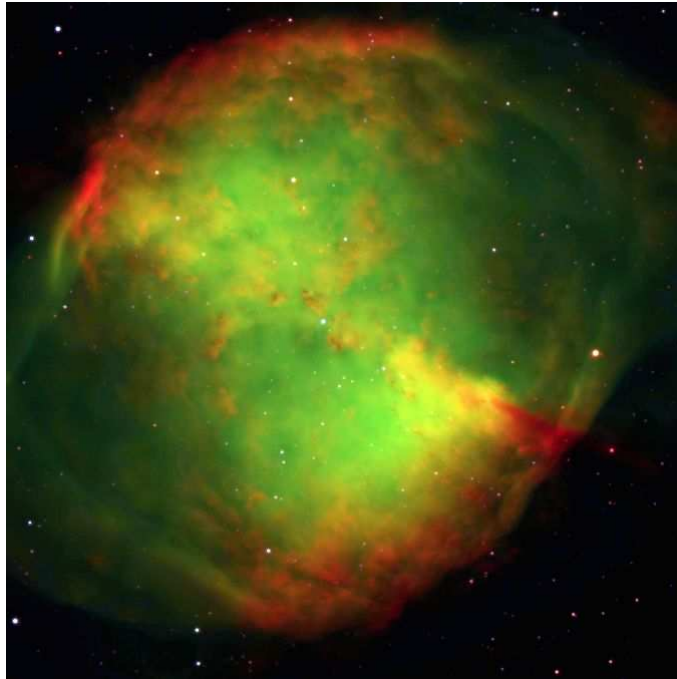


Figura A.9: NGC 6853. Imagem obtida e digitalizada no Very Large Telescope, Chile. [Acessado em <http://www.eso.org/outreach/press-rel/pr-1998/phot-38-98.html> em 05/12/2005 .]

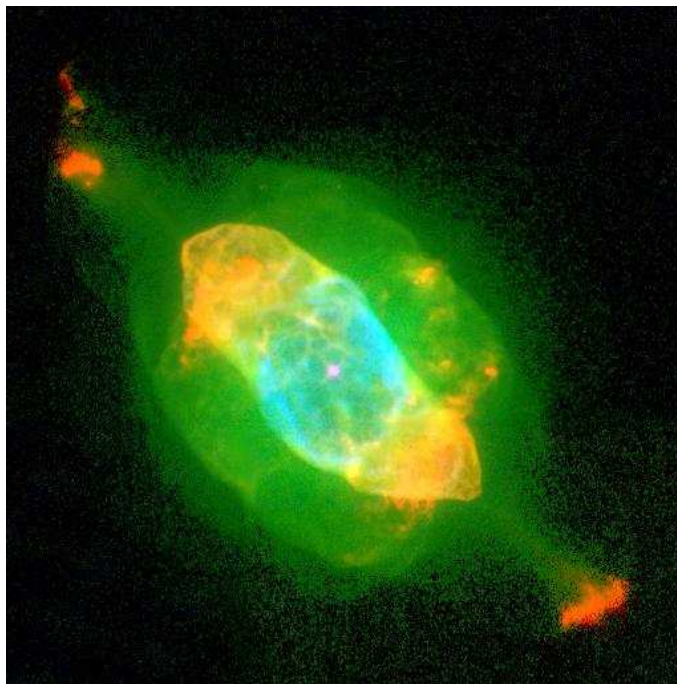


Figura A.10: NGC 7009. A imagem foi obtida por Bruce Balick, Jason Alexander, Arsen Hajian, Yervant Terzian, Mario Perinotto, Patrizio Patriarchi, no Hubble Space Telescope, NASA. [Acessado em 05/12/2005 em [http://hubblesite.org/gallery/album/entire\\_collection/pr1997038g/](http://hubblesite.org/gallery/album/entire_collection/pr1997038g/).]

# Apêndice B

## Tabelas de Dados

Nas tabelas que seguem são apresentadas as medidas ponto a ponto dos fluxos absolutos em  $H\beta$ , das densidades e temperaturas eletrônicas das nebulosas planetárias NGC 1535, NGC 2438, NGC 2440, NGC 3132, NGC 3242, NGC 6302, NGC 6781, NGC 6563, NGC 6853 e NGC 7009.



Tabela B.1: Medidas do fluxo absoluto em  $H\beta$ , da densidade e da temperatura eletrônica para NGC 1535.

Pos. (")	$F(H\beta)$ ( $10^{-14}$ erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$ )	$N_e(\text{Ar IV})$ (cm $^{-3}$ )	$T_e(\text{O III})$ (K)	$T_e(\text{Bal})$ (K)
-22.96	0.31±0.01	...	14 224 $^{+303}_{-277}$	...
-21.32	1.02±0.01	1 671 $^{+1770}_{-1329}$	12 919 $^{+153}_{-143}$	...
-19.68	2.08±0.01	3 722 $^{+1264}_{-1054}$	12 195 $^{+98}_{-94}$	...
-18.04	2.91±0.02	2 203 $^{+969}_{-826}$	11 765 $^{+83}_{-80}$	...
-16.40	3.52±0.02	1 671 $^{+759}_{-664}$	12 157 $^{+78}_{-73}$	...
-14.76	4.14±0.02	1 006 $^{+665}_{-586}$	11 892 $^{+69}_{-66}$	...
-13.12	4.77±0.02	746 $^{+535}_{-481}$	11 841 $^{+66}_{-63}$	...
-11.48	6.37±0.02	1 671 $^{+532}_{-482}$	12 349 $^{+57}_{-54}$	9 923 $^{+297}_{-283}$
-9.84	11.10±0.03	1 671 $^{+313}_{-294}$	12 288 $^{+42}_{-41}$	10 171 $^{+210}_{-255}$
-8.20	14.70±0.03	1 878 $^{+325}_{-306}$	12 503 $^{+36}_{-35}$	9 861 $^{+188}_{-179}$
-6.56	15.10±0.03	2 548 $^{+366}_{-344}$	12 513 $^{+37}_{-34}$	9 758 $^{+198}_{-188}$
-4.92	15.90±0.04	2 430 $^{+360}_{-337}$	12 674 $^{+40}_{-38}$	10 366 $^{+235}_{-332}$
-3.28	17.00±0.04	1 281 $^{+290}_{-274}$	12 265 $^{+65}_{-62}$	...
-1.64	14.70±0.05	1 473 $^{+1317}_{-1053}$	13 060 $^{+459}_{-395}$	...
0	9.88±0.09	...	15 489 $^{+2704}_{-1568}$	...
1.64	10.30±0.05	...	12 885 $^{+715}_{-570}$	...
3.28	14.50±0.03	3 580 $^{+437}_{-407}$	12 568 $^{+84}_{-80}$	...
4.92	20.30±0.04	2 667 $^{+375}_{-351}$	12 684 $^{+35}_{-33}$	10 560 $^{+228}_{-309}$
6.56	22.70±0.04	2 430 $^{+237}_{-226}$	12 733 $^{+32}_{-30}$	10 376 $^{+180}_{-233}$
8.20	16.60±0.04	1 376 $^{+295}_{-279}$	12 602 $^{+35}_{-33}$	9 906 $^{+189}_{-180}$
9.84	8.72±0.03	1 774 $^{+429}_{-397}$	12 076 $^{+45}_{-43}$	9 699 $^{+284}_{-265}$
11.48	5.37±0.02	1 984 $^{+564}_{-510}$	12 006 $^{+57}_{-54}$	7 141 $^{+709}_{-682}$
13.12	4.25±0.02	< 499	11 672 $^{+65}_{-64}$	...
14.76	3.51±0.02	1 671 $^{+759}_{-664}$	12 029 $^{+79}_{-76}$	...
16.40	2.93±0.02	< 580	11 914 $^{+87}_{-83}$	...
18.04	2.43±0.01	< 662	12 204 $^{+93}_{-89}$	...
19.68	1.91±0.01	580 $^{+1091}_{-580}$	11 773 $^{+106}_{-101}$	...
21.32	1.12±0.01	...	12 528 $^{+138}_{-130}$	...
22.96	0.43±0.01	...	13 538 $^{+189}_{-177}$	...

Tabela B.2: Medidas do fluxo absoluto em  $H\beta$ , da densidade e da temperatura eletrônica para NGC 2438.

Pos. (")	$F(H\beta)$ ( $10^{-15}\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ )	$N_e(\text{S II})$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$T_e(\text{O III})$ (K)	$T_e(\text{N II})$ (K)
-37.72	1.99±0.06	< 586	12 987 <sup>+867</sup> <sub>-664</sub>	...
-36.08	3.54±0.07	< 375	12 693 <sup>+458</sup> <sub>-393</sub>	...
-34.44	6.07±0.10	28 <sup>+263</sup> <sub>-28</sub>	12 459 <sup>+535</sup> <sub>-444</sub>	12 265 <sup>+960</sup> <sub>-729</sub>
-32.80	8.63±0.11	167 <sup>+208</sup> <sub>-147</sub>	11 732 <sup>+344</sup> <sub>-301</sub>	12 191 <sup>+618</sup> <sub>-511</sub>
-31.16	11.1±0.13	179 <sup>+144</sup> <sub>-111</sub>	11 234 <sup>+263</sup> <sub>-235</sub>	12 109 <sup>+424</sup> <sub>-371</sub>
-29.52	13.4±0.14	232 <sup>+125</sup> <sub>-100</sub>	11 332 <sup>+228</sup> <sub>-205</sub>	11 422 <sup>+311</sup> <sub>-278</sub>
-27.88	14.6±0.14	219 <sup>+104</sup> <sub>-87</sub>	10 881 <sup>+192</sup> <sub>-176</sub>	11 107 <sup>+272</sup> <sub>-246</sub>
-26.24	15.3±0.15	205 <sup>+102</sup> <sub>-84</sub>	11 025 <sup>+187</sup> <sub>-171</sub>	10 943 <sup>+272</sup> <sub>-245</sub>
-24.60	15.2±0.14	219 <sup>+88</sup> <sub>-75</sub>	10 828 <sup>+183</sup> <sub>-168</sub>	10 743 <sup>+275</sup> <sub>-247</sub>
-22.96	14.6±0.14	192 <sup>+99</sup> <sub>-82</sub>	10 940 <sup>+194</sup> <sub>-176</sub>	10 754 <sup>+333</sup> <sub>-293</sub>
-21.32	13.5±0.14	232 <sup>+108</sup> <sub>-88</sub>	10 751 <sup>+189</sup> <sub>-173</sub>	10 683 <sup>+414</sup> <sub>-355</sub>
-19.68	12.5±0.13	87 <sup>+92</sup> <sub>-76</sub>	11 392 <sup>+214</sup> <sub>-195</sub>	11 782 <sup>+578</sup> <sub>-480</sub>
-18.04	11.6±0.13	98 <sup>+94</sup> <sub>-78</sub>	10 992 <sup>+221</sup> <sub>-199</sub>	11 872 <sup>+651</sup> <sub>-531</sub>
-16.40	10.4±0.12	143 <sup>+104</sup> <sub>-85</sub>	11 407 <sup>+285</sup> <sub>-254</sub>	11 817 <sup>+590</sup> <sub>-488</sub>
-14.76	8.92±0.11	87 <sup>+92</sup> <sub>-76</sub>	11 514 <sup>+329</sup> <sub>-288</sub>	11 475 <sup>+500</sup> <sub>-422</sub>
-13.12	7.92±0.10	155 <sup>+106</sup> <sub>-87</sub>	11 937 <sup>+377</sup> <sub>-325</sub>	11 581 <sup>+460</sup> <sub>-394</sub>
-11.48	7.14±0.10	167 <sup>+109</sup> <sub>-89</sub>	11 695 <sup>+407</sup> <sub>-348</sub>	11 002 <sup>+387</sup> <sub>-335</sub>
-9.84	6.70±0.09	247 <sup>+110</sup> <sub>-91</sub>	11 748 <sup>+425</sup> <sub>-361</sub>	11 336 <sup>+421</sup> <sub>-363</sub>
-8.20	6.16±0.09	219 <sup>+121</sup> <sub>-98</sub>	12 531 <sup>+499</sup> <sub>-420</sub>	11 091 <sup>+515</sup> <sub>-430</sub>
-6.56	5.99±0.09	109 <sup>+123</sup> <sub>-98</sub>	12 749 <sup>+461</sup> <sub>-395</sub>	11 213 <sup>+864</sup> <sub>-651</sub>
-4.92	5.96±0.09	98 <sup>+134</sup> <sub>-98</sub>	12 926 <sup>+500</sup> <sub>-424</sub>	...
-3.28	5.87±0.10	28 <sup>+92</sup> <sub>-28</sub>	14 080 <sup>+708</sup> <sub>-580</sub>	...
-1.64	5.80±0.10	77 <sup>+155</sup> <sub>-77</sub>	12 304 <sup>+317</sup> <sub>-283</sub>	...
0.00	5.31±0.12	< 47	12 993 <sup>+398</sup> <sub>-349</sub>	...
1.64	5.41±0.10	205 <sup>+207</sup> <sub>-147</sub>	13 304 <sup>+360</sup> <sub>-320</sub>	...
3.28	5.93±0.10	< 77	12 963 <sup>+601</sup> <sub>-495</sub>	...
4.92	6.38±0.10	67 <sup>+138</sup> <sub>-67</sub>	12 300 <sup>+469</sup> <sub>-396</sub>	...
6.56	6.76±0.10	98 <sup>+149</sup> <sub>-98</sub>	12 363 <sup>+403</sup> <sub>-348</sub>	...
8.20	7.22±0.10	155 <sup>+152</sup> <sub>-116</sub>	12 032 <sup>+363</sup> <sub>-317</sub>	...
9.84	7.70±0.11	120 <sup>+141</sup> <sub>-109</sub>	11 997 <sup>+326</sup> <sub>-289</sub>	...
11.48	8.11±0.11	< 87	11 289 <sup>+317</sup> <sub>-277</sub>	...
13.12	8.40±0.11	19 <sup>+101</sup> <sub>-19</sub>	11 252 <sup>+293</sup> <sub>-259</sub>	...
14.76	8.58±0.11	155 <sup>+121</sup> <sub>-97</sub>	11 480 <sup>+298</sup> <sub>-263</sub>	...
16.40	8.71±0.11	143 <sup>+118</sup> <sub>-95</sub>	11 452 <sup>+280</sup> <sub>-249</sub>	10 906 <sup>+719</sup> <sub>-560</sub>
18.04	9.19±0.11	219 <sup>+104</sup> <sub>-87</sub>	10 953 <sup>+276</sup> <sub>-244</sub>	11 359 <sup>+470</sup> <sub>-400</sub>
19.68	10.2±0.12	219 <sup>+104</sup> <sub>-87</sub>	10 945 <sup>+260</sup> <sub>-232</sub>	10 816 <sup>+325</sup> <sub>-287</sub>
21.32	10.2±0.12	232 <sup>+91</sup> <sub>-76</sub>	10 931 <sup>+257</sup> <sub>-228</sub>	11 242 <sup>+321</sup> <sub>-285</sub>
22.96	9.97±0.12	192 <sup>+99</sup> <sub>-82</sub>	10 914 <sup>+249</sup> <sub>-222</sub>	11 356 <sup>+325</sup> <sub>-290</sub>
24.60	9.56±0.11	120 <sup>+85</sup> <sub>-72</sub>	10 662 <sup>+269</sup> <sub>-238</sub>	11 246 <sup>+343</sup> <sub>-303</sub>

Tabela B.2: Medidas do fluxo absoluto em  $H\beta$ , da densidade e da temperatura eletrônica para NGC 2438.

Pos. (")	$F(H\beta)$ ( $10^{-15}\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ )	$N_e(\text{S II})$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$T_e(\text{O III})$ (K)	$T_e(\text{N II})$ (K)
26.24	$8.44 \pm 0.11$	$155^{+106}_{-87}$	$11\,250^{+319}_{-278}$	$10\,773^{+366}_{-319}$
27.88	$7.03 \pm 0.10$	$120^{+112}_{-91}$	$11\,056^{+342}_{-294}$	$10\,871^{+416}_{-357}$
29.52	$5.52 \pm 0.09$	$143^{+118}_{-95}$	$11\,875^{+637}_{-505}$	$11\,020^{+428}_{-366}$
31.16	$4.23 \pm 0.07$	$167^{+124}_{-99}$	$11\,613^{+592}_{-475}$	$10\,833^{+415}_{-356}$
32.80	$3.10 \pm 0.06$	$131^{+145}_{-111}$	$11\,590^{+695}_{-537}$	$10\,265^{+420}_{-354}$
34.44	$2.14 \pm 0.05$	$98^{+163}_{-98}$	$12\,383^{+1097}_{-775}$	$10\,429^{+518}_{-425}$
36.08	$1.35 \pm 0.05$	$28^{+92}_{-28}$	...	$11\,296^{+590}_{-483}$
37.72	$0.85 \pm 0.04$	$< 2$	...	$11\,132^{+766}_{-593}$
39.36	$0.99 \pm 0.03$	$< 120$	...	...
41.00	$0.51 \pm 0.02$	$155^{+152}_{-116}$	...	...

Tabela B.3: Medidas do fluxo absoluto em  $H\beta$ , da densidade e da temperatura eletrônica para NGC 2440.

Pos. (")	$F(H\beta)$ ( $10^{-14}\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ )	$N_e(\text{Cl III})$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$N_e(\text{Ar IV})$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$N_e(\text{S II})$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$T_e(\text{O III})$ (K)	$T_e(\text{N II})$ (K)	$T_e(\text{Bal})$ (K)
-36.08	0.03±0.01	...	...	574 <sup>+1152</sup> <sub>-456</sub>	...	13 598 <sup>+2701</sup> <sub>-1539</sub>	...
-34.44	0.14±0.01	...	...	742 <sup>+908</sup> <sub>-436</sub>	16 656 <sup>+864</sup> <sub>-714</sub>	12 102 <sup>+1324</sup> <sub>-918</sub>	...
-32.80	0.34±0.02	...	...	437 <sup>+891</sup> <sub>-387</sub>	14 790 <sup>+407</sup> <sub>-363</sub>	11 997 <sup>+1677</sup> <sub>-1071</sub>	...
-31.16	0.40±0.02	...	...	256 <sup>+695</sup> <sub>-256</sub>	14 321 <sup>+365</sup> <sub>-328</sub>	14 086 <sup>+2245</sup> <sub>-1407</sub>	...
-29.52	0.37±0.02	...	...	323 <sup>+628</sup> <sub>-315</sub>	14 374 <sup>+380</sup> <sub>-340</sub>	12 131 <sup>+1398</sup> <sub>-955</sub>	...
-27.88	0.40±0.02	...	...	289 <sup>+624</sup> <sub>-289</sub>	13 723 <sup>+323</sup> <sub>-291</sub>	12 561 <sup>+1494</sup> <sub>-1015</sub>	...
-26.24	0.47±0.02	...	...	397 <sup>+726</sup> <sub>-347</sub>	13 655 <sup>+298</sup> <sub>-272</sub>	13 438 <sup>+1669</sup> <sub>-1132</sub>	...
-24.60	0.38±0.02	...	...	377 <sup>+700</sup> <sub>-338</sub>	14 102 <sup>+354</sup> <sub>-319</sub>	12 491 <sup>+1394</sup> <sub>-966</sub>	...
-22.96	0.32±0.02	...	...	340 <sup>+501</sup> <sub>-280</sub>	14 625 <sup>+424</sup> <sub>-375</sub>	12 922 <sup>+1106</sup> <sub>-829</sub>	...
-21.32	0.42±0.02	...	...	458 <sup>+455</sup> <sub>-274</sub>	14 234 <sup>+328</sup> <sub>-298</sub>	12 626 <sup>+849</sup> <sub>-671</sub>	...
-19.68	0.58±0.02	...	< 2 772	682 <sup>+488</sup> <sub>-304</sub>	13 883 <sup>+257</sup> <sub>-236</sub>	12 340 <sup>+687</sup> <sub>-561</sub>	...
-18.04	0.74±0.02	...	< 1 772	682 <sup>+441</sup> <sub>-284</sub>	13 980 <sup>+220</sup> <sub>-205</sub>	11 016 <sup>+514</sup> <sub>-428</sub>	...
-16.40	0.82±0.02	...	< 1 520	600 <sup>+351</sup> <sub>-240</sub>	14 024 <sup>+210</sup> <sub>-198</sub>	10 192 <sup>+397</sup> <sub>-337</sub>	...
-14.76	0.81±0.02	...	1 032 <sup>+3815</sup> <sub>-1032</sub>	876 <sup>+344</sup> <sub>-249</sub>	13 303 <sup>+203</sup> <sub>-189</sub>	10 443 <sup>+346</sup> <sub>-302</sub>	...
-13.12	1.01±0.03	...	848 <sup>+2453</sup> <sub>-848</sub>	1 077 <sup>+309</sup> <sub>-235</sub>	13 623 <sup>+379</sup> <sub>-337</sub>	10 628 <sup>+283</sup> <sub>-253</sub>	...
-11.48	1.69±0.04	2 474 <sup>+1447</sup> <sub>-1018</sub>	1 623 <sup>+1277</sup> <sub>-1037</sub>	1 077 <sup>+196</sup> <sub>-163</sub>	13 465 <sup>+155</sup> <sub>-147</sub>	10 692 <sup>+182</sup> <sub>-168</sub>	...
-9.84	3.12±0.05	3 250 <sup>+1132</sup> <sub>-873</sub>	1 126 <sup>+710</sup> <sub>-625</sub>	1 511 <sup>+215</sup> <sub>-182</sub>	13 645 <sup>+117</sup> <sub>-111</sub>	11 079 <sup>+130</sup> <sub>-123</sub>	...
-8.20	6.15±0.07	2 897 <sup>+742</sup> <sub>-615</sub>	1 419 <sup>+417</sup> <sub>-386</sub>	1 891 <sup>+188</sup> <sub>-164</sub>	14 052 <sup>+85</sup> <sub>-82</sub>	11 834 <sup>+108</sup> <sub>-104</sub>	...
-6.56	12.10±0.10	3 777 <sup>+771</sup> <sub>-647</sub>	2 056 <sup>+348</sup> <sub>-326</sub>	1 891 <sup>+91</sup> <sub>-84</sub>	14 479 <sup>+59</sup> <sub>-57</sub>	10 495 <sup>+66</sup> <sub>-64</sub>	16 170 <sup>+1366</sup> <sub>-1545</sub>
-4.92	21.00±0.13	5 276 <sup>+857</sup> <sub>-727</sub>	2 404 <sup>+243</sup> <sub>-233</sub>	2 540 <sup>+138</sup> <sub>-127</sub>	14 295 <sup>+45</sup> <sub>-44</sub>	11 494 <sup>+62</sup> <sub>-59</sub>	14 907 <sup>+935</sup> <sub>-1081</sub>
-3.28	33.10±0.15	5 276 <sup>+556</sup> <sub>-629</sub>	3 031 <sup>+270</sup> <sub>-258</sub>	2 990 <sup>+177</sup> <sub>-162</sub>	14 321 <sup>+37</sup> <sub>-35</sub>	12 751 <sup>+71</sup> <sub>-69</sub>	14 719 <sup>+763</sup> <sub>-864</sub>
-1.64	50.60±0.26	5 276 <sup>+727</sup> <sub>-857</sub>	3 729 <sup>+301</sup> <sub>-287</sub>	3 360 <sup>+213</sup> <sub>-192</sub>	14 673 <sup>+48</sup> <sub>-47</sub>	13 244 <sup>+97</sup> <sub>-93</sub>	14 051 <sup>+544</sup> <sub>-604</sub>
0.00	54.20±0.29	4 719 <sup>+968</sup> <sub>-797</sub>	4 186 <sup>+159</sup> <sub>-155</sub>	2 990 <sup>+370</sup> <sub>-311</sub>	15 134 <sup>+50</sup> <sub>-48</sub>	12 789 <sup>+119</sup> <sub>-114</sub>	15 022 <sup>+620</sup> <sub>-679</sub>
1.64	42.60±0.21	5 477 <sup>+1145</sup> <sub>-928</sub>	3 878 <sup>+152</sup> <sub>-148</sub>	3 360 <sup>+448</sup> <sub>-369</sub>	14 532 <sup>+34</sup> <sub>-32</sub>	9 672 <sup>+73</sup> <sub>-71</sub>	12 464 <sup>+425</sup> <sub>-489</sub>
3.28	34.00±0.20	2 281 <sup>+506</sup> <sub>-439</sub>	3 729 <sup>+149</sup> <sub>-145</sub>	2 827 <sup>+340</sup> <sub>-286</sub>	13 927 <sup>+37</sup> <sub>-34</sub>	11 445 <sup>+100</sup> <sub>-96</sub>	14 595 <sup>+737</sup> <sub>-836</sub>
4.92	30.10±0.18	3 011 <sup>+910</sup> <sub>-729</sub>	3 031 <sup>+270</sup> <sub>-258</sub>	2 182 <sup>+230</sup> <sub>-199</sub>	14 235 <sup>+39</sup> <sub>-37</sub>	12 200 <sup>+137</sup> <sub>-129</sub>	13 807 <sup>+644</sup> <sub>-736</sub>
6.56	22.70±0.14	2 897 <sup>+1326</sup> <sub>-972</sub>	2 647 <sup>+253</sup> <sub>-242</sub>	1 273 <sup>+174</sup> <sub>-149</sub>	14 271 <sup>+43</sup> <sub>-41</sub>	10 482 <sup>+141</sup> <sub>-132</sub>	11 289 <sup>+341</sup> <sub>-428</sub>
8.20	12.00±0.10	698 <sup>+1143</sup> <sub>-698</sub>	2 170 <sup>+477</sup> <sub>-440</sub>	992 <sup>+178</sup> <sub>-150</sub>	13 832 <sup>+57</sup> <sub>-56</sub>	10 734 <sup>+178</sup> <sub>-165</sub>	11 178 <sup>+414</sup> <sub>-567</sub>
9.84	7.05±0.10	487 <sup>+2193</sup> <sub>-487</sub>	1 520 <sup>+536</sup> <sub>-487</sub>	1 077 <sup>+251</sup> <sub>-200</sub>	13 449 <sup>+72</sup> <sub>-70</sub>	10 727 <sup>+206</sup> <sub>-188</sub>	11 750 <sup>+790</sup> <sub>-1211</sub>
11.48	4.90±0.10	...	1 419 <sup>+637</sup> <sub>-570</sub>	806 <sup>+227</sup> <sub>-179</sub>	13 612 <sup>+86</sup> <sub>-83</sub>	10 174 <sup>+230</sup> <sub>-209</sub>	...
13.12	3.29±0.05	...	416 <sup>+806</sup> <sub>-416</sub>	913 <sup>+307</sup> <sub>-230</sub>	13 418 <sup>+100</sup> <sub>-97</sub>	9 493 <sup>+261</sup> <sub>-231</sub>	...
14.76	1.98±0.04	...	1 032 <sup>+1254</sup> <sub>-1012</sub>	806 <sup>+414</sup> <sub>-279</sub>	13 322 <sup>+133</sup> <sub>-125</sub>	9 676 <sup>+362</sup> <sub>-309</sub>	...
16.40	1.15±0.03	...	848 <sup>+1676</sup> <sub>-848</sub>	574 <sup>+267</sup> <sub>-196</sub>	13 476 <sup>+180</sup> <sub>-169</sub>	10 144 <sup>+424</sup> <sub>-357</sub>	...
18.04	0.69±0.02	...	1 126 <sup>+2315</sup> <sub>-1126</sub>	574 <sup>+339</sup> <sub>-233</sub>	13 162 <sup>+231</sup> <sub>-213</sub>	11 183 <sup>+710</sup> <sub>-559</sub>	...
19.68	0.45±0.02	...	585 <sup>+2580</sup> <sub>-585</sub>	417 <sup>+389</sup> <sub>-247</sub>	14 776 <sup>+358</sup> <sub>-323</sub>	12 240 <sup>+1160</sup> <sub>-841</sub>	...
21.32	0.32±0.01	...	...	...	13 605 <sup>+382</sup> <sub>-338</sub>	...	...
22.96	0.23±0.01	...	...	...	16 392 <sup>+615</sup> <sub>-534</sub>	...	...
24.60	0.15±0.01	...	...	...	19 291 <sup>+1115</sup> <sub>-917</sub>	...	...
26.24	0.10±0.01	...	...	...	17 065 <sup>+1233</sup> <sub>-959</sub>	...	...

Tabela B.3: Fluxos absolutos em  $H\beta$ , densidades e temperaturas eletrônicas para NGC 2440.

Pos. (")	$F(H\beta)$ ( $10^{-14}\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ )	$N_e(\text{Cl III})$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$N_e(\text{Ar IV})$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$N_e(\text{S II})$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$T_e(\text{O III})$ (K)	$T_e(\text{N II})$ (K)	$T_e(\text{Bal})$ (K)
27.88	$0.06 \pm 0.01$	...	...	...	$18\,243^{+2049}_{-1432}$	...	...
29.52	$0.05 \pm 0.01$	...	...	...	...	...	...
31.16	$0.05 \pm 0.01$	...	...	...	...	...	...
32.80	$0.06 \pm 0.01$	...	...	...	...	...	...
34.44	$0.08 \pm 0.01$	...	...	...	$13\,084^{+906}_{-689}$	...	...
36.08	$0.09 \pm 0.01$	...	...	...	$15\,049^{+915}_{-729}$	...	...
37.72	$0.12 \pm 0.01$	...	...	...	$15\,292^{+901}_{-723}$	...	...
39.36	$0.12 \pm 0.01$	...	...	...	$14\,158^{+823}_{-657}$	...	...

Tabela B.4: NGC 3132

Tabela B.4: Medidas do fluxo absoluto em  $H\beta$ , da densidade e da temperatura eletrônica para NGC 3132.

Pos. (")	$F(H\beta)$ ( $10^{-14}\text{erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ )	$N_e(\text{Cl III})$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$N_e(\text{Ar IV})$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$N_e(\text{S II})$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$T_e(\text{O III})$ (K)	$T_e(\text{N II})$ (K)
-29.52	0.15±0.02	...	...	...	...	12 456 <sup>+2987</sup> <sub>-1524</sub>
-27.88	0.19±0.02	...	...	253 <sup>+1194</sup> <sub>-253</sub>	...	11 318 <sup>+939</sup> <sub>-695</sub>
-26.24	0.33±0.02	...	...	100 <sup>+167</sup> <sub>-100</sub>	...	11 267 <sup>+899</sup> <sub>-673</sub>
-24.60	0.54±0.03	...	...	200 <sup>+335</sup> <sub>-198</sub>	...	10 702 <sup>+479</sup> <sub>-400</sub>
-22.96	1.14±0.04	...	...	296 <sup>+217</sup> <sub>-153</sub>	...	10 526 <sup>+283</sup> <sub>-252</sub>
-21.32	2.35±0.05	...	...	432 <sup>+149</sup> <sub>-120</sub>	9 244 <sup>+496</sup> <sub>-380</sub>	10 525 <sup>+206</sup> <sub>-189</sub>
-19.68	4.05±0.07	1 870 <sup>+1986</sup> <sub>-1178</sub>	...	535 <sup>+123</sup> <sub>-102</sub>	9 675 <sup>+243</sup> <sub>-213</sub>	10 382 <sup>+163</sup> <sub>-151</sub>
-18.04	6.50±0.09	< 792	...	606 <sup>+107</sup> <sub>-92</sub>	9 555 <sup>+151</sup> <sub>-139</sub>	10 247 <sup>+137</sup> <sub>-128</sub>
-16.40	9.14±0.10	953 <sup>+996</sup> <sub>-707</sub>	...	685 <sup>+89</sup> <sub>-78</sub>	9 284 <sup>+116</sup> <sub>-107</sub>	9 914 <sup>+127</sup> <sub>-119</sub>
-14.76	11.10±0.11	1 646 <sup>+1124</sup> <sub>-800</sub>	...	606 <sup>+79</sup> <sub>-70</sub>	9 409 <sup>+100</sup> <sub>-93</sub>	9 961 <sup>+149</sup> <sub>-139</sub>
-13.12	11.50±0.12	< 502	5 751 <sup>+10124</sup> <sub>-4123</sub>	492 <sup>+66</sup> <sub>-59</sub>	9 311 <sup>+85</sup> <sub>-81</sub>	9 995 <sup>+166</sup> <sub>-153</sub>
-11.48	11.50±0.12	1 372 <sup>+916</sup> <sub>-680</sub>	< 1818	451 <sup>+62</sup> <sub>-55</sub>	9 669 <sup>+89</sup> <sub>-83</sub>	10 315 <sup>+190</sup> <sub>-175</sub>
-9.84	11.00±0.12	1 575 <sup>+897</sup> <sub>-676</sub>	1 916 <sup>+2786</sup> <sub>-1794</sub>	413 <sup>+79</sup> <sub>-69</sub>	9 907 <sup>+93</sup> <sub>-87</sub>	10 006 <sup>+197</sup> <sub>-181</sub>
-8.20	10.40±0.11	2 568 <sup>+1579</sup> <sub>-1062</sub>	1 916 <sup>+2319</sup> <sub>-1588</sub>	377 <sup>+74</sup> <sub>-65</sub>	10 175 <sup>+114</sup> <sub>-107</sub>	9 905 <sup>+211</sup> <sub>-191</sub>
-6.56	9.13±0.11	...	1 534 <sup>+2701</sup> <sub>-1534</sub>	451 <sup>+84</sup> <sub>-73</sub>	10 651 <sup>+152</sup> <sub>-140</sub>	10 466 <sup>+305</sup> <sub>-269</sub>
-4.92	7.86±0.10	...	2 662 <sup>+4103</sup> <sub>-2334</sub>	581 <sup>+104</sup> <sub>-88</sub>	12 421 <sup>+328</sup> <sub>-292</sub>	...
-3.28	5.61±0.17	...	2 223 <sup>+22017</sup> <sub>-2223</sub>	806 <sup>+410</sup> <sub>-270</sub>	16 427 <sup>+4665</sup> <sub>-2171</sub>	...
-1.64	5.42±0.10	...	...	...	...	...
0.00	4.86±0.10	...	...	...	...	...
1.64	4.59±0.10	...	...	...	...	...
3.28	4.46±1.07	...	...	...	...	...
4.92	4.87±0.21	...	2 223 <sup>+18378</sup> <sub>-2223</sub>	311 <sup>+347</sup> <sub>-210</sub>	...	...
6.56	5.17±0.10	...	1 818 <sup>+8438</sup> <sub>-1818</sub>	343 <sup>+215</sup> <sub>-154</sub>	10 854 <sup>+225</sup> <sub>-202</sub>	9 595 <sup>+375</sup> <sub>-317</sub>
8.20	5.81±0.10	...	1 266 <sup>+7470</sup> <sub>-1266</sub>	188 <sup>+139</sup> <sub>-107</sub>	10 502 <sup>+199</sup> <sub>-180</sub>	10 331 <sup>+299</sup> <sub>-264</sub>
9.84	6.27±0.09	...	5 034 <sup>+7449</sup> <sub>-3499</sub>	213 <sup>+114</sup> <sub>-92</sub>	10 699 <sup>+167</sup> <sub>-153</sub>	10 444 <sup>+230</sup> <sub>-210</sub>
11.48	6.82±0.09	...	471 <sup>+3616</sup> <sub>-471</sub>	200 <sup>+67</sup> <sub>-57</sub>	10 322 <sup>+159</sup> <sub>-146</sub>	9 577 <sup>+198</sup> <sub>-180</sub>
13.12	8.05±0.10	4 980 <sup>+2613</sup> <sub>-1646</sub>	1 266 <sup>+4299</sup> <sub>-1266</sub>	281 <sup>+62</sup> <sub>-54</sub>	9 932 <sup>+136</sup> <sub>-125</sub>	10 024 <sup>+172</sup> <sub>-158</sub>
14.76	9.10±0.11	3 333 <sup>+1467</sup> <sub>-1044</sub>	399 <sup>+3688</sup> <sub>-399</sub>	395 <sup>+56</sup> <sub>-51</sub>	9 760 <sup>+126</sup> <sub>-116</sub>	9 874 <sup>+168</sup> <sub>-155</sub>
16.40	10.20±0.11	2 568 <sup>+1150</sup> <sub>-848</sub>	1 354 <sup>+5411</sup> <sub>-1354</sub>	492 <sup>+89</sup> <sub>-78</sub>	9 397 <sup>+103</sup> <sub>-97</sub>	9 845 <sup>+134</sup> <sub>-125</sub>
18.04	11.00±0.12	2 114 <sup>+983</sup> <sub>-741</sub>	...	631 <sup>+82</sup> <sub>-72</sub>	9 416 <sup>+102</sup> <sub>-95</sub>	10 189 <sup>+127</sup> <sub>-119</sub>
19.68	10.80±0.12	1 124 <sup>+906</sup> <sub>-666</sub>	...	658 <sup>+85</sup> <sub>-76</sub>	9 622 <sup>+98</sup> <sub>-92</sub>	10 594 <sup>+156</sup> <sub>-145</sub>
21.32	7.97±0.10	1 372 <sup>+1196</sup> <sub>-823</sub>	...	606 <sup>+107</sup> <sub>-92</sub>	9 376 <sup>+136</sup> <sub>-126</sub>	10 705 <sup>+197</sup> <sub>-181</sub>
22.96	5.23±0.08	3 213 <sup>+1955</sup> <sub>-1263</sub>	...	451 <sup>+107</sup> <sub>-90</sub>	9 513 <sup>+186</sup> <sub>-166</sub>	11 038 <sup>+283</sup> <sub>-254</sub>
24.60	3.01±0.07	...	...	395 <sup>+140</sup> <sub>-113</sub>	9 688 <sup>+331</sup> <sub>-279</sub>	10 911 <sup>+451</sup> <sub>-384</sub>
26.24	1.44±0.05	...	...	281 <sup>+211</sup> <sub>-149</sub>	10 326 <sup>+687</sup> <sub>-509</sub>	10 882 <sup>+857</sup> <sub>-640</sub>
27.88	0.66±0.04	...	...	200 <sup>+381</sup> <sub>-200</sub>	...	10 249 <sup>+1807</sup> <sub>-1014</sub>
29.52	0.38±0.05	...	...	100 <sup>+1066</sup> <sub>-100</sub>	...	11 959 <sup>+3473</sup> <sub>-1586</sub>

Tabela B.4: Medidas do fluxo absoluto em  $H\beta$ , da densidade e da temperatura eletrônica para NGC 3132.

Pos. (")	$F(H\beta)$ ( $10^{-14}\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ )	$N_e(\text{Cl III})$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$N_e(\text{Ar IV})$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$N_e(\text{S II})$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$T_e(\text{O III})$ (K)	$T_e(\text{N II})$ (K)
31.16	$0.23 \pm 0.04$	...	...	$153^{+2077}_{-153}$	...	...

Tabela B.5: NGC 3242

Tabela B.5: Medida do fluxo absoluto em  $H\beta$ , da densidade e da temperatura eletrônica para NGC 3242.

Pos. (")	$F(H\beta)$ ( $10^{-14}\text{erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ )	$N_e(\text{Cl III})$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$N_e(\text{Ar IV})$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$N_e(\text{S II})$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$T_e(\text{O III})$ (K)	$T_e(\text{Bal})$ (K)
-26.24	0.02±0.001	...	...	...	15 214 <sup>+1833</sup> <sub>-1218</sub>	...
-24.60	0.03±0.001	...	...	...	13 239 <sup>+703</sup> <sub>-566</sub>	...
-22.96	0.07±0.002	...	< 4907	...	12 881 <sup>+418</sup> <sub>-362</sub>	...
-21.32	0.20±0.003	...	1 358 <sup>+267</sup> <sub>-1358</sub>	...	11 446 <sup>+205</sup> <sub>-187</sub>	...
-19.68	0.58±0.004	...	576 <sup>+2172</sup> <sub>-576</sub>	...	11 732 <sup>+221</sup> <sub>-201</sub>	...
-18.04	1.06±0.006	942 <sup>+1491</sup> <sub>-942</sub>	1 358 <sup>+1512</sup> <sub>-1166</sub>	...	11 364 <sup>+150</sup> <sub>-140</sub>	9 280 <sup>+170</sup> <sub>-164</sub>
-16.40	1.47±0.007	775 <sup>+746</sup> <sub>-573</sub>	1 851 <sup>+1273</sup> <sub>-1027</sub>	...	11 254 <sup>+225</sup> <sub>-203</sub>	9 802 <sup>+100</sup> <sub>-98</sub>
-14.76	1.73±0.007	1 593 <sup>+1249</sup> <sub>-871</sub>	2 510 <sup>+1154</sup> <sub>-959</sub>	...	11 262 <sup>+121</sup> <sub>-115</sub>	9 404 <sup>+121</sup> <sub>-118</sub>
-13.12	1.99±0.008	2 631 <sup>+1646</sup> <sub>-1109</sub>	2 171 <sup>+953</sup> <sub>-812</sub>	...	11 423 <sup>+113</sup> <sub>-107</sub>	8 842 <sup>+150</sup> <sub>-147</sub>
-11.48	2.39±0.008	201 <sup>+628</sup> <sub>-201</sub>	2 281 <sup>+714</sup> <sub>-632</sub>	3 845 <sup>+4753</sup> <sub>-1573</sub>	11 910 <sup>+99</sup> <sub>-94</sub>	9 777 <sup>+92</sup> <sub>-90</sub>
-9.84	3.50±0.010	2 952 <sup>+1171</sup> <sub>-881</sub>	2 748 <sup>+506</sup> <sub>-466</sub>	1 362 <sup>+797</sup> <sub>-463</sub>	12 457 <sup>+86</sup> <sub>-81</sub>	9 775 <sup>+87</sup> <sub>-66</sub>
-8.20	5.99±0.013	1 593 <sup>+477</sup> <sub>-408</sub>	3 525 <sup>+429</sup> <sub>-400</sub>	2 523 <sup>+1914</sup> <sub>-897</sub>	13 113 <sup>+77</sup> <sub>-74</sub>	10 150 <sup>+54</sup> <sub>-57</sub>
-6.56	6.68±0.014	1 450 <sup>+535</sup> <sub>-448</sub>	3 664 <sup>+439</sup> <sub>-409</sub>	2 665 <sup>+4199</sup> <sub>-1241</sub>	12 675 <sup>+71</sup> <sub>-68</sub>	9 894 <sup>+50</sup> <sub>-50</sub>
-4.92	5.05±0.012	1 381 <sup>+604</sup> <sub>-495</sub>	3 664 <sup>+439</sup> <sub>-409</sub>	2 392 <sup>+3823</sup> <sub>-1140</sub>	12 297 <sup>+87</sup> <sub>-83</sub>	10 116 <sup>+53</sup> <sub>-55</sub>
-3.28	4.16±0.011	1 593 <sup>+1711</sup> <sub>-1074</sub>	3 124 <sup>+540</sup> <sub>-496</sub>	3 373 <sup>+4270</sup> <sub>-1415</sub>	12 482 <sup>+104</sup> <sub>-99</sub>	9 440 <sup>+84</sup> <sub>-82</sub>
-1.64	4.30±0.012	7 248 <sup>+4354</sup> <sub>-2471</sub>	3 664 <sup>+749</sup> <sub>-668</sub>	2 818 <sup>+4046</sup> <sub>-1263</sub>	12 536 <sup>+152</sup> <sub>-144</sub>	9 101 <sup>+169</sup> <sub>-164</sub>
0.00	4.47±0.014	...	3 664 <sup>+1243</sup> <sub>-1036</sub>	7 643 <sup>+13098</sup> <sub>-3205</sub>	12 664 <sup>+190</sup> <sub>-176</sub>	8 248 <sup>+306</sup> <sub>-296</sub>
1.64	4.57±0.012	11 602 <sup>+6042</sup> <sub>-3423</sub>	3 525 <sup>+731</sup> <sub>-654</sub>	3 170 <sup>+6624</sup> <sub>-1544</sub>	12 456 <sup>+127</sup> <sub>-121</sub>	8 706 <sup>+189</sup> <sub>-185</sub>
3.28	4.95±0.012	1 822 <sup>+611</sup> <sub>-507</sub>	3 525 <sup>+429</sup> <sub>-400</sub>	1 150 <sup>+1009</sup> <sub>-503</sub>	12 236 <sup>+80</sup> <sub>-75</sub>	9 670 <sup>+80</sup> <sub>-79</sub>
4.92	5.49±0.013	4 437 <sup>+901</sup> <sub>-744</sub>	3 525 <sup>+429</sup> <sub>-400</sub>	...	12 252 <sup>+84</sup> <sub>-81</sub>	9 716 <sup>+69</sup> <sub>-68</sub>
6.56	6.02±0.013	3 183 <sup>+940</sup> <sub>-749</sub>	4 413 <sup>+844</sup> <sub>-748</sub>	...	12 142 <sup>+78</sup> <sub>-74</sub>	9 885 <sup>+60</sup> <sub>-59</sub>
8.20	6.11±0.013	4 604 <sup>+937</sup> <sub>-772</sub>	3 807 <sup>+449</sup> <sub>-418</sub>	...	11 989 <sup>+77</sup> <sub>-74</sub>	9 946 <sup>+44</sup> <sub>-44</sub>
9.84	4.49±0.012	2 338 <sup>+504</sup> <sub>-435</sub>	3 254 <sup>+410</sup> <sub>-383</sub>	...	11 903 <sup>+84</sup> <sub>-80</sub>	9 974 <sup>+62</sup> <sub>-61</sub>
11.48	2.71±0.009	...	2 870 <sup>+655</sup> <sub>-588</sub>	4 437 <sup>+39622</sup> <sub>-2479</sub>	11 766 <sup>+104</sup> <sub>-100</sub>	9 713 <sup>+98</sup> <sub>-96</sub>
13.12	1.99±0.008	2 246 <sup>+1728</sup> <sub>-1123</sub>	2 171 <sup>+824</sup> <sub>-717</sub>	2 271 <sup>+1325</sup> <sub>-716</sub>	11 498 <sup>+120</sup> <sub>-113</sub>	8 543 <sup>+156</sup> <sub>-153</sub>
14.76	1.69±0.007	...	1 956 <sup>+1039</sup> <sub>-872</sub>	3 845 <sup>+1822</sup> <sub>-1026</sub>	11 438 <sup>+123</sup> <sub>-116</sub>	8 190 <sup>+153</sup> <sub>-151</sub>
16.40	1.47±0.007	287 <sup>+1094</sup> <sub>-287</sub>	1 648 <sup>+1222</sup> <sub>-990</sub>	...	11 201 <sup>+122</sup> <sub>-115</sub>	9 344 <sup>+145</sup> <sub>-141</sub>
18.04	1.21±0.006	...	1 956 <sup>+1432</sup> <sub>-1132</sub>	...	11 565 <sup>+139</sup> <sub>-131</sub>	9 697 <sup>+200</sup> <sub>-191</sub>
19.68	0.71±0.005	...	1 648 <sup>+2016</sup> <sub>-1456</sub>	...	11 667 <sup>+206</sup> <sub>-188</sub>	8 055 <sup>+337</sup> <sub>-327</sub>
21.32	0.26±0.003	...	1 851 <sup>+4162</sup> <sub>-1851</sub>	...	12 702 <sup>+476</sup> <sub>-406</sub>	...
22.96	0.08±0.002	...	1 648 <sup>+6665</sup> <sub>-1648</sub>	...	14 875 <sup>+1565</sup> <sub>-1082</sub>	...
24.60	0.04±0.002	...	...	...	13 773 <sup>+1005</sup> <sub>-759</sub>	...
26.24	0.02±0.001	...	...	...	16 792 <sup>+2075</sup> <sub>-1390</sub>	...
27.88	0.01±0.001	...	...	...	15 075 <sup>+2323</sup> <sub>-1408</sub>	...
29.52	0.01±0.001	...	...	...	14 722 <sup>+1843</sup> <sub>-1201</sub>	...



Tabela B.6: Medidas do fluxo absoluto em  $H\beta$ , da densidade e da temperatura eletrônica para NGC 6302.

Pos. (")	$F(H\beta)$ $10^{-14} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	$N_e(\text{Cl III})$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$N_e(\text{Ar IV})$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$N_e(\text{S II})$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$T_e(\text{O III})$ (K)	$T_e(\text{N II})$ (K)
-68.88	0.06±0.005	...	...	...	...	17 771 <sup>+3796</sup> <sub>-2207</sub>
-67.24	0.05±0.004	...	...	...	...	15 512 <sup>+2569</sup> <sub>-1613</sub>
-65.60	0.07±0.005	...	...	...	...	16 551 <sup>+2193</sup> <sub>-1502</sub>
-63.96	0.08±0.005	...	...	11 <sup>+9643</sup> <sub>-11</sub>	...	14 954 <sup>+1471</sup> <sub>-1083</sub>
-62.32	0.10±0.005	...	...	383 <sup>+4404</sup> <sub>-383</sub>	...	14 724 <sup>+1288</sup> <sub>-975</sub>
-60.68	0.09±0.005	...	...	234 <sup>+1232</sup> <sub>-234</sub>	...	13 435 <sup>+937</sup> <sub>-739</sub>
-59.04	0.11±0.005	...	...	< 684	...	13 271 <sup>+869</sup> <sub>-693</sub>
-57.40	0.10±0.005	...	...	< 571	...	13 788 <sup>+930</sup> <sub>-740</sub>
-55.76	0.15±0.006	...	...	186 <sup>+439</sup> <sub>-186</sub>	...	12 952 <sup>+625</sup> <sub>-525</sub>
-54.12	0.18±0.006	...	...	286 <sup>+398</sup> <sub>-250</sub>	20 461 <sup>+1776</sup> <sub>-1351</sub>	12 706 <sup>+540</sup> <sub>-462</sub>
-52.48	0.23±0.006	...	...	201 <sup>+344</sup> <sub>-201</sub>	17 178 <sup>+1216</sup> <sub>-950</sub>	12 304 <sup>+391</sup> <sub>-345</sub>
-50.84	0.21±0.006	...	...	126 <sup>+345</sup> <sub>-126</sub>	17 963 <sup>+1275</sup> <sub>-1001</sub>	12 219 <sup>+439</sup> <sub>-383</sub>
-49.20	0.19±0.006	...	...	251 <sup>+433</sup> <sub>-251</sub>	17 685 <sup>+1184</sup> <sub>-940</sub>	12 585 <sup>+509</sup> <sub>-438</sub>
-47.56	0.19±0.006	...	...	99 <sup>+349</sup> <sub>-99</sub>	19 462 <sup>+1133</sup> <sub>-930</sub>	12 255 <sup>+448</sup> <sub>-390</sub>
-45.92	0.21±0.006	...	...	85 <sup>+319</sup> <sub>-85</sub>	15 009 <sup>+947</sup> <sub>-747</sub>	12 143 <sup>+425</sup> <sub>-372</sub>
-44.28	0.25±0.006	...	...	99 <sup>+284</sup> <sub>-99</sub>	16 540 <sup>+927</sup> <sub>-756</sub>	12 818 <sup>+399</sup> <sub>-355</sub>
-42.64	0.33±0.007	...	...	126 <sup>+217</sup> <sub>-126</sub>	15 951 <sup>+715</sup> <sub>-604</sub>	12 379 <sup>+316</sup> <sub>-284</sub>
-41.00	0.41±0.007	...	...	251 <sup>+197</sup> <sub>-151</sub>	18 229 <sup>+732</sup> <sub>-633</sub>	12 441 <sup>+275</sup> <sub>-252</sub>
-39.36	0.53±0.008	...	4 699 <sup>+9491</sup> <sub>-4240</sub>	305 <sup>+166</sup> <sub>-134</sub>	18 561 <sup>+583</sup> <sub>-519</sub>	12 470 <sup>+1420</sup> <sub>-977</sub>
-37.72	0.71±0.008	...	15 605 <sup>+7685</sup> <sub>-3948</sub>	448 <sup>+123</sup> <sub>-104</sub>	16 626 <sup>+380</sup> <sub>-347</sub>	12 415 <sup>+737</sup> <sub>-596</sub>
-36.08	1.03±0.100	...	3 102 <sup>+3169</sup> <sub>-2167</sub>	520 <sup>+105</sup> <sub>-93</sub>	16 676 <sup>+308</sup> <sub>-286</sub>	12 411 <sup>+568</sup> <sub>-479</sub>
-34.44	1.39±0.011	...	3 576 <sup>+2523</sup> <sub>-1861</sub>	654 <sup>+92</sup> <sub>-82</sub>	15 549 <sup>+246</sup> <sub>-230</sub>	12 123 <sup>+407</sup> <sub>-357</sub>
-32.80	1.69±0.013	...	9 251 <sup>+3001</sup> <sub>-2304</sub>	848 <sup>+75</sup> <sub>-68</sub>	16 029 <sup>+223</sup> <sub>-211</sub>	11 932 <sup>+353</sup> <sub>-315</sub>
-31.16	1.99±0.013	...	3 424 <sup>+1565</sup> <sub>-1279</sub>	1 047 <sup>+91</sup> <sub>-83</sub>	16 187 <sup>+203</sup> <sub>-193</sub>	11 712 <sup>+305</sup> <sub>-276</sub>
-29.52	2.46±0.015	2 129 <sup>+848</sup> <sub>-682</sub>	6 738 <sup>+1791</sup> <sub>-1484</sub>	1 091 <sup>+96</sup> <sub>-86</sub>	15 658 <sup>+171</sup> <sub>-163</sub>	11 818 <sup>+261</sup> <sub>-239</sub>
-27.88	3.09±0.016	2 977 <sup>+644</sup> <sub>-551</sub>	3 454 <sup>+1104</sup> <sub>-952</sub>	1 291 <sup>+55</sup> <sub>-52</sub>	16 674 <sup>+166</sup> <sub>-158</sub>	11 786 <sup>+225</sup> <sub>-208</sub>
-26.24	3.13±0.017	1 016 <sup>+430</sup> <sub>-375</sub>	2 010 <sup>+881</sup> <sub>-773</sub>	1 530 <sup>+68</sup> <sub>-63</sub>	15 974 <sup>+142</sup> <sub>-136</sub>	11 633 <sup>+186</sup> <sub>-174</sub>
-24.60	2.51±0.016	2 860 <sup>+903</sup> <sub>-730</sub>	1 130 <sup>+712</sup> <sub>-634</sub>	1 744 <sup>+163</sup> <sub>-145</sub>	16 433 <sup>+152</sup> <sub>-145</sub>	11 437 <sup>+199</sup> <sub>-185</sub>
-22.96	1.91±0.013	1 153 <sup>+792</sup> <sub>-626</sub>	1 691 <sup>+758</sup> <sub>-674</sub>	1 466 <sup>+132</sup> <sub>-119</sub>	16 767 <sup>+182</sup> <sub>-172</sub>	12 099 <sup>+284</sup> <sub>-259</sub>
-21.32	1.94±0.013	3 763 <sup>+1141</sup> <sub>-902</sub>	3 746 <sup>+829</sup> <sub>-742</sub>	1 405 <sup>+125</sup> <sub>-113</sub>	17 008 <sup>+190</sup> <sub>-182</sub>	11 976 <sup>+467</sup> <sub>-402</sub>
-19.68	2.18±0.014	2 977 <sup>+1240</sup> <sub>-940</sub>	4 132 <sup>+857</sup> <sub>-766</sub>	1 466 <sup>+132</sup> <sub>-119</sub>	17 475 <sup>+198</sup> <sub>-189</sub>	12 028 <sup>+455</sup> <sub>-393</sub>
-18.04	2.29±0.014	4 722 <sup>+1671</sup> <sub>-1237</sub>	5 952 <sup>+1018</sup> <sub>-906</sub>	1 669 <sup>+154</sup> <sub>-138</sub>	17 036 <sup>+192</sup> <sub>-182</sub>	12 177 <sup>+460</sup> <sub>-399</sub>
-16.40	2.25±0.014	4 548 <sup>+1375</sup> <sub>-1063</sub>	5 807 <sup>+1116</sup> <sub>-981</sub>	1 405 <sup>+125</sup> <sub>-113</sub>	16 787 <sup>+189</sup> <sub>-180</sub>	11 975 <sup>+425</sup> <sub>-370</sub>
-14.76	2.31±0.014	7 468 <sup>+2473</sup> <sub>-1765</sub>	6 015 <sup>+1049</sup> <sub>-932</sub>	1 466 <sup>+132</sup> <sub>-119</sub>	17 275 <sup>+194</sup> <sub>-186</sub>	12 316 <sup>+475</sup> <sub>-410</sub>
-13.12	2.77±0.015	5 923 <sup>+1846</sup> <sub>-1374</sub>	8 309 <sup>+1063</sup> <sub>-954</sub>	1 669 <sup>+154</sup> <sub>-138</sub>	17 677 <sup>+178</sup> <sub>-171</sub>	12 770 <sup>+449</sup> <sub>-394</sub>
-11.48	3.72±0.018	5 702 <sup>+1204</sup> <sub>-979</sub>	8 068 <sup>+744</sup> <sub>-689</sub>	1 823 <sup>+173</sup> <sub>-153</sub>	17 700 <sup>+141</sup> <sub>-135</sub>	12 720 <sup>+315</sup> <sub>-348</sub>
-9.84	5.33±0.021	7 468 <sup>+1301</sup> <sub>-1074</sub>	8 698 <sup>+614</sup> <sub>-576</sub>	2 191 <sup>+107</sup> <sub>-100</sub>	17 343 <sup>+111</sup> <sub>-107</sub>	12 526 <sup>+248</sup> <sub>-267</sub>
-8.20	7.58±0.025	11 858 <sup>+1158</sup> <sub>-1016</sub>	8 174 <sup>+496</sup> <sub>-469</sub>	2 412 <sup>+122</sup> <sub>-113</sub>	18 133 <sup>+96</sup> <sub>-93</sub>	12 670 <sup>+170</sup> <sub>-243</sub>
-6.56	11.40±0.030	10 378 <sup>+956</sup> <sub>-848</sub>	7 858 <sup>+370</sup> <sub>-355</sub>	2 805 <sup>+151</sup> <sub>-140</sub>	17 307 <sup>+100</sup> <sub>-97</sub>	12 700 <sup>+166</sup> <sub>-176</sub>

Tabela B.6: Medidas do fluxo absoluto em  $H\beta$ , da densidade e da temperatura eletrônica para NGC 6302.

Pos. (")	$F(H\beta)$ $10^{-14} \text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$	$N_e(\text{Cl III})$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$N_e(\text{Ar IV})$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$N_e(\text{S II})$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$T_e(\text{O III})$ (K)	$T_e(\text{N II})$ (K)
-4.92	17.00±0.037	15 088 <sup>+802</sup> <sub>-741</sub>	7 988 <sup>+267</sup> <sub>-258</sub>	3 703 <sup>+231</sup> <sub>-211</sub>	17 406 <sup>+80</sup> <sub>-78</sub>	13 003 <sup>+143</sup> <sub>-150</sub>
-3.28	26.70±0.047	14 346 <sup>+742</sup> <sub>-688</sub>	9 162 <sup>+210</sup> <sub>-205</sub>	4 787 <sup>+352</sup> <sub>-314</sub>	18 005 <sup>+64</sup> <sub>-63</sub>	14 263 <sup>+135</sup> <sub>-139</sub>
-1.64	40.90±0.058	22 487 <sup>+1531</sup> <sub>-1375</sub>	11 265 <sup>+183</sup> <sub>-180</sub>	7 107 <sup>+703</sup> <sub>-599</sub>	18 545 <sup>+54</sup> <sub>-54</sub>	15 407 <sup>+125</sup> <sub>-127</sub>
0	51.00±0.065	38 629 <sup>+4010</sup> <sub>-3382</sub>	13 913 <sup>+184</sup> <sub>-181</sub>	12 466 <sup>+2043</sup> <sub>-1568</sub>	19 865 <sup>+55</sup> <sub>-54</sub>	15 212 <sup>+115</sup> <sub>-119</sub>
1.64	38.60±0.056	83 426 <sup>+18430</sup> <sub>-12969</sub>	15 939 <sup>+216</sup> <sub>-211</sub>	14 509 <sup>+2772</sup> <sub>-2042</sub>	19 859 <sup>+61</sup> <sub>-60</sub>	15 142 <sup>+124</sup> <sub>-129</sub>
3.28	19.30±0.040	130 192 <sup>+49554</sup> <sub>-28335</sub>	15 832 <sup>+378</sup> <sub>-365</sub>	12 466 <sup>+2043</sup> <sub>-1568</sub>	19 635 <sup>+95</sup> <sub>-91</sub>	14 410 <sup>+162</sup> <sub>-169</sub>
4.92	10.10±0.029	101 856 <sup>+77890</sup> <sub>-31399</sub>	15 415 <sup>+631</sup> <sub>-602</sub>	10 897 <sup>+1569</sup> <sub>-1242</sub>	19 606 <sup>+142</sup> <sub>-137</sub>	14 217 <sup>+241</sup> <sub>-255</sub>
6.56	9.15±0.027	70 456 <sup>+31400</sup> <sub>-17070</sub>	12 863 <sup>+557</sup> <sub>-530</sub>	7 810 <sup>+836</sup> <sub>-702</sub>	19 044 <sup>+143</sup> <sub>-138</sub>	14 176 <sup>+255</sup> <sub>-274</sub>
8.20	9.35±0.028	29 847 <sup>+5399</sup> <sub>-4116</sub>	10 802 <sup>+536</sup> <sub>-509</sub>	4 787 <sup>+352</sup> <sub>-314</sub>	18 946 <sup>+100</sup> <sub>-98</sub>	13 182 <sup>+218</sup> <sub>-233</sub>
9.84	7.82±0.025	24 018 <sup>+3640</sup> <sub>-2906</sub>	6 738 <sup>+446</sup> <sub>-423</sub>	4 190 <sup>+282</sup> <sub>-255</sub>	18 047 <sup>+106</sup> <sub>-102</sub>	12 551 <sup>+219</sup> <sub>-234</sub>
11.48	6.15±0.023	29 847 <sup>+8782</sup> <sub>-5828</sub>	6 670 <sup>+538</sup> <sub>-506</sub>	3 120 <sup>+178</sup> <sub>-163</sub>	18 200 <sup>+121</sup> <sub>-116</sub>	12 450 <sup>+263</sup> <sub>-241</sub>
13.12	5.00±0.021	21 111 <sup>+4619</sup> <sub>-3406</sub>	4 540 <sup>+505</sup> <sub>-472</sub>	2 412 <sup>+122</sup> <sub>-113</sub>	16 917 <sup>+125</sup> <sub>-120</sub>	12 047 <sup>+279</sup> <sub>-255</sub>
14.76	3.97±0.018	15 890 <sup>+3977</sup> <sub>-2873</sub>	3 174 <sup>+541</sup> <sub>-500</sub>	2 412 <sup>+122</sup> <sub>-113</sub>	15 989 <sup>+130</sup> <sub>-125</sub>	11 141 <sup>+290</sup> <sub>-261</sub>
16.40	3.31±0.017	15 890 <sup>+3977</sup> <sub>-2873</sub>	1 476 <sup>+558</sup> <sub>-510</sub>	2 191 <sup>+221</sup> <sub>-194</sub>	15 884 <sup>+142</sup> <sub>-137</sub>	11 157 <sup>+324</sup> <sub>-288</sub>
18.04	2.86±0.016	9 941 <sup>+3075</sup> <sub>-2171</sub>	2 358 <sup>+702</sup> <sub>-632</sub>	1 744 <sup>+163</sup> <sub>-145</sub>	16 190 <sup>+149</sup> <sub>-144</sub>	11 234 <sup>+358</sup> <sub>-314</sub>
19.68	2.51±0.015	11 334 <sup>+3754</sup> <sub>-2564</sub>	2 836 <sup>+848</sup> <sub>-752</sub>	1 744 <sup>+163</sup> <sub>-145</sub>	15 616 <sup>+155</sup> <sub>-147</sub>	11 689 <sup>+239</sup> <sub>-219</sub>
21.32	2.08±0.014	9 529 <sup>+2329</sup> <sub>-1759</sub>	2 207 <sup>+881</sup> <sub>-775</sub>	1 669 <sup>+154</sup> <sub>-138</sub>	16 089 <sup>+174</sup> <sub>-165</sub>	11 727 <sup>+274</sup> <sub>-248</sub>
22.96	1.73±0.013	6 906 <sup>+3035</sup> <sub>-2001</sub>	1 377 <sup>+817</sup> <sub>-719</sub>	1 346 <sup>+120</sup> <sub>-107</sub>	16 594 <sup>+201</sup> <sub>-191</sub>	11 780 <sup>+304</sup> <sub>-273</sub>
24.60	1.62±0.012	2 529 <sup>+1688</sup> <sub>-1158</sub>	2 071 <sup>+946</sup> <sub>-823</sub>	1 238 <sup>+108</sup> <sub>-99</sub>	16 165 <sup>+197</sup> <sub>-188</sub>	11 754 <sup>+354</sup> <sub>-315</sub>
26.24	1.58±0.012	6 644 <sup>+2885</sup> <sub>-1921</sub>	3 637 <sup>+1134</sup> <sub>-977</sub>	1 238 <sup>+108</sup> <sub>-99</sub>	16 350 <sup>+208</sup> <sub>-198</sub>	11 669 <sup>+350</sup> <sub>-312</sub>
27.88	1.61±0.012	4 548 <sup>+2096</sup> <sub>-1449</sub>	3 189 <sup>+960</sup> <sub>-842</sub>	1 238 <sup>+108</sup> <sub>-99</sub>	16 471 <sup>+197</sup> <sub>-186</sub>	11 582 <sup>+322</sup> <sub>-287</sub>
29.52	1.73±0.012	7 468 <sup>+2061</sup> <sub>-1544</sub>	1 737 <sup>+963</sup> <sub>-832</sub>	1 291 <sup>+114</sup> <sub>-103</sub>	16 842 <sup>+208</sup> <sub>-198</sub>	11 760 <sup>+337</sup> <sub>-302</sub>
31.16	1.68±0.012	11 858 <sup>+3230</sup> <sub>-2328</sub>	88 <sup>+877</sup> <sub>-88</sub>	1 238 <sup>+108</sup> <sub>-99</sub>	16 050 <sup>+220</sup> <sub>-207</sub>	11 842 <sup>+340</sup> <sub>-303</sub>
32.80	1.43±0.011	1 770 <sup>+977</sup> <sub>-753</sub>	347 <sup>+932</sup> <sub>-347</sub>	1 047 <sup>+140</sup> <sub>-123</sub>	17 380 <sup>+267</sup> <sub>-251</sub>	12 429 <sup>+489</sup> <sub>-422</sub>
34.44	1.27±0.011	1 945 <sup>+1278</sup> <sub>-928</sub>	3 715 <sup>+1443</sup> <sub>-1200</sub>	923 <sup>+124</sup> <sub>-109</sub>	17 782 <sup>+323</sup> <sub>-301</sub>	12 315 <sup>+508</sup> <sub>-435</sub>
36.08	1.26±0.011	362 <sup>+934</sup> <sub>-362</sub>	6 761 <sup>+1852</sup> <sub>-1526</sub>	963 <sup>+128</sup> <sub>-114</sub>	18 890 <sup>+318</sup> <sub>-299</sub>	12 238 <sup>+505</sup> <sub>-434</sub>
37.72	1.29±0.011	2 860 <sup>+1357</sup> <sub>-1003</sub>	1 366 <sup>+1018</sup> <sub>-870</sub>	885 <sup>+119</sup> <sub>-105</sub>	17 186 <sup>+259</sup> <sub>-245</sub>	11 987 <sup>+475</sup> <sub>-409</sub>
39.36	1.17±0.011	2 323 <sup>+1737</sup> <sub>-1169</sub>	< 884	746 <sup>+102</sup> <sub>-91</sub>	16 914 <sup>+278</sup> <sub>-261</sub>	12 097 <sup>+572</sup> <sub>-481</sub>
41.00	0.97±0.010	...	...	545 <sup>+109</sup> <sub>-96</sub>	17 222 <sup>+342</sup> <sub>-315</sub>	12 068 <sup>+753</sup> <sub>-601</sub>
42.64	0.85±0.009	...	< 420	426 <sup>+119</sup> <sub>-101</sub>	17 547 <sup>+365</sup> <sub>-337</sub>	12 486 <sup>+804</sup> <sub>-640</sub>
44.28	0.81±0.009	...	1 866 <sup>+1396</sup> <sub>-1140</sub>	383 <sup>+137</sup> <sub>-113</sub>	17 439 <sup>+406</sup> <sub>-371</sub>	12 860 <sup>+1102</sup> <sub>-825</sub>
45.92	0.84±0.009	...	...	286 <sup>+118</sup> <sub>-99</sub>	17 105 <sup>+389</sup> <sub>-355</sub>	13 336 <sup>+1258</sup> <sub>-922</sub>
47.56	0.83±0.009	...	...	286 <sup>+118</sup> <sub>-99</sub>	17 925 <sup>+384</sup> <sub>-354</sub>	13 703 <sup>+1085</sup> <sub>-833</sub>
49.20	0.79±0.009	...	...	324 <sup>+102</sup> <sub>-89</sub>	17 595 <sup>+353</sup> <sub>-327</sub>	13 115 <sup>+823</sup> <sub>-661</sub>
50.84	0.83±0.009	...	-	383 <sup>+112</sup> <sub>-96</sub>	16 223 <sup>+292</sup> <sub>-271</sub>	12 621 <sup>+783</sup> <sub>-628</sub>
52.48	0.83±0.009	...	...	404 <sup>+91</sup> <sub>-79</sub>	16 377 <sup>+311</sup> <sub>-288</sub>	12 635 <sup>+714</sup> <sub>-583</sub>
54.12	0.92±0.010	...	...	448 <sup>+97</sup> <sub>-84</sub>	15 946 <sup>+304</sup> <sub>-281</sub>	12 427 <sup>+742</sup> <sub>-599</sub>
55.76	0.90±0.010	...	...	343 <sup>+83</sup> <sub>-73</sub>	16 602 <sup>+344</sup> <sub>-317</sub>	12 692 <sup>+771</sup> <sub>-621</sub>
57.40	0.64±0.008	...	...	286 <sup>+97</sup> <sub>-84</sub>	16 663 <sup>+475</sup> <sub>-425</sub>	12 732 <sup>+949</sup> <sub>-733</sub>

Tabela B.6: Medidas do fluxo absoluto em  $H\beta$ , da densidade e da temperatura eletrônica para NGC 6302.

Pos. (")	$F(H\beta)$ $10^{-14}\text{erg cm}^{-2}\text{ s}^{-1}$	$N_e(\text{Cl III})$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$N_e(\text{Ar IV})$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$N_e(\text{S II})$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$T_e(\text{O III})$ (K)	$T_e(\text{N II})$ (K)
59.04	$0.38 \pm 0.007$	...	...	$218^{+145}_{-118}$	$17\,456^{+651}_{-568}$	$12\,196^{+273}_{-249}$
60.68	$0.25 \pm 0.006$	...	...	$126^{+179}_{-126}$	$16\,682^{+665}_{-572}$	$12\,178^{+362}_{-323}$
62.32	$0.21 \pm 0.006$	...	...	$99^{+206}_{-99}$	$16\,657^{+706}_{-603}$	$12\,005^{+381}_{-337}$
63.96	$0.19 \pm 0.005$	...	...	$170^{+213}_{-158}$	$16\,041^{+778}_{-649}$	$11\,948^{+402}_{-354}$
65.60	$0.16 \pm 0.005$	...	...	$201^{+270}_{-189}$	$16\,977^{+688}_{-592}$	$11\,964^{+456}_{-394}$
67.24	$0.14 \pm 0.005$	...	...	$269^{+302}_{-208}$	$17\,154^{+878}_{-731}$	$12\,205^{+530}_{-451}$
68.88	$0.14 \pm 0.005$	...	...	$218^{+302}_{-206}$	$18\,785^{+950}_{-798}$	$11\,698^{+470}_{-403}$
70.52	$0.13 \pm 0.005$	...	-	$126^{+322}_{-126}$	$16\,902^{+840}_{-701}$	$12\,750^{+611}_{-513}$
72.16	$0.14 \pm 0.005$	...	...	$126^{+369}_{-126}$	$17\,343^{+783}_{-664}$	$12\,196^{+605}_{-503}$
73.80	$0.12 \pm 0.005$	...	...	$234^{+480}_{-234}$	$16\,870^{+827}_{-692}$	$12\,930^{+768}_{-623}$
75.44	$0.11 \pm 0.005$	...	...	$112^{+486}_{-112}$	$19\,400^{+1077}_{-892}$	$13\,048^{+871}_{-691}$
77.08	$0.11 \pm 0.005$	...	...	$99^{+446}_{-99}$	...	$12\,424^{+668}_{-549}$
78.72	$0.11 \pm 0.005$	...	...	$471^{+767}_{-385}$	...	$12\,611^{+746}_{-604}$
80.36	$0.10 \pm 0.005$	...	...	$746^{+1250}_{-527}$	...	$13\,287^{+934}_{-734}$
82.00	$0.08 \pm 0.005$	...	...	$654^{+1253}_{-512}$	...	$14\,009^{+1221}_{-920}$
83.64	$0.08 \pm 0.005$	...	...	< 848	...	$13\,049^{+1132}_{-846}$

Tabela B.7: Medidas do fluxo absoluto em  $H\beta$ , da densidade e da temperatura eletrônica para NGC 6563.

Pos. (")	$F(H\beta)$ ( $10^{-15}\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ )	$N_e(\text{S II})$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$T_e(\text{N II})$ (K)
-45.92	0.74±0.05	< 311	...
-44.28	1.01±0.06	< 142	...
-42.64	1.19±0.06	< 100	...
-41.00	1.41±0.06	< 9	...
-39.36	1.82±0.07	< 110	10 317 <sup>+630</sup> <sub>-495</sub>
-37.72	2.28±0.07	...	10 532 <sup>+500</sup> <sub>-414</sub>
-36.08	2.82±0.08	...	9835 <sup>+468</sup> <sub>-385</sub>
-34.44	3.28±0.09	52 <sup>+124</sup> <sub>-52</sub>	10 417 <sup>+453</sup> <sub>-379</sub>
-32.80	4.09±0.09	< 110	10 761 <sup>+442</sup> <sub>-374</sub>
-31.16	5.57±0.11	142 <sup>+111</sup> <sub>-89</sub>	11 127 <sup>+344</sup> <sub>-304</sub>
-29.52	8.99±0.13	110 <sup>+78</sup> <sub>-66</sub>	11 292 <sup>+253</sup> <sub>-231</sub>
-27.88	11.60±0.15	153 <sup>+73</sup> <sub>-62</sub>	11 208 <sup>+217</sup> <sub>-199</sub>
-26.24	12.70±0.16	131 <sup>+69</sup> <sub>-60</sub>	10 911 <sup>+213</sup> <sub>-196</sub>
-24.60	15.20±0.17	120 <sup>+68</sup> <sub>-58</sub>	10 550 <sup>+181</sup> <sub>-169</sub>
-22.96	18.00±0.19	164 <sup>+62</sup> <sub>-53</sub>	9914 <sup>+181</sup> <sub>-166</sub>
-21.32	20.20±0.19	120 <sup>+56</sup> <sub>-49</sub>	10 676 <sup>+183</sup> <sub>-170</sub>
-19.68	23.20±0.21	188 <sup>+51</sup> <sub>-45</sub>	10 804 <sup>+189</sup> <sub>-175</sub>
-18.04	25.30±0.22	70 <sup>+40</sup> <sub>-34</sub>	10 669 <sup>+185</sup> <sub>-172</sub>
-16.40	28.50±0.23	200 <sup>+53</sup> <sub>-46</sub>	11 263 <sup>+192</sup> <sub>-178</sub>
-14.76	28.30±0.23	164 <sup>+62</sup> <sub>-53</sub>	10 731 <sup>+208</sup> <sub>-190</sub>
-13.12	28.20±0.23	226 <sup>+70</sup> <sub>-61</sub>	10 426 <sup>+197</sup> <sub>-181</sub>
-11.48	27.60±0.23	176 <sup>+50</sup> <sub>-44</sub>	10 475 <sup>+193</sup> <sub>-177</sub>
-9.84	27.40±0.23	142 <sup>+58</sup> <sub>-51</sub>	10 599 <sup>+219</sup> <sub>-200</sub>
-8.20	27.30±0.22	70 <sup>+61</sup> <sub>-51</sub>	10 637 <sup>+238</sup> <sub>-216</sub>
-6.56	27.30±0.23	52 <sup>+68</sup> <sub>-52</sub>	10 628 <sup>+279</sup> <sub>-249</sub>
-4.92	26.40±0.22	35 <sup>+55</sup> <sub>-35</sub>	10 384 <sup>+300</sup> <sub>-265</sub>
-3.28	26.10±0.22	26 <sup>+74</sup> <sub>-26</sub>	10 522 <sup>+258</sup> <sub>-233</sub>
-1.64	25.10±0.22	52 <sup>+101</sup> <sub>-52</sub>	11 321 <sup>+270</sup> <sub>-246</sub>
0.00	25.60±0.22	26 <sup>+94</sup> <sub>-26</sub>	10 976 <sup>+289</sup> <sub>-259</sub>
1.64	25.50±0.22	80 <sup>+73</sup> <sub>-61</sub>	10 461 <sup>+210</sup> <sub>-192</sub>
3.28	25.20±0.22	164 <sup>+75</sup> <sub>-63</sub>	10 899 <sup>+187</sup> <sub>-173</sub>
4.92	23.50±0.21	239 <sup>+72</sup> <sub>-62</sub>	10 584 <sup>+191</sup> <sub>-176</sub>
6.56	22.00±0.20	176 <sup>+63</sup> <sub>-55</sub>	11 059 <sup>+195</sup> <sub>-179</sub>
8.20	21.80±0.21	120 <sup>+68</sup> <sub>-58</sub>	10 751 <sup>+209</sup> <sub>-191</sub>
9.84	21.80±0.21	267 <sup>+76</sup> <sub>-66</sub>	10 619 <sup>+181</sup> <sub>-168</sub>
11.48	21.10±0.20	164 <sup>+62</sup> <sub>-53</sub>	10 762 <sup>+168</sup> <sub>-155</sub>
13.12	19.80±0.20	200 <sup>+53</sup> <sub>-46</sub>	10 657 <sup>+155</sup> <sub>-146</sub>
14.76	18.00±0.19	153 <sup>+47</sup> <sub>-42</sub>	11 079 <sup>+156</sup> <sub>-145</sub>
16.40	15.30±0.17	200 <sup>+53</sup> <sub>-46</sub>	10 952 <sup>+164</sup> <sub>-153</sub>

Tabela B.7: Medidas do fluxo absoluto em  $H\beta$ , da densidade e da temperatura eletrônica para NGC 6563.

Pos. (")	$F(H\beta)$ ( $10^{-15}\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ )	$N_e(\text{S II})$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$T_e(\text{N II})$ (K)
18.04	$12.00 \pm 0.15$	$200^{+67}_{-57}$	$10\,979^{+195}_{-180}$
19.68	$8.26 \pm 0.13$	$131^{+82}_{-69}$	$11\,296^{+265}_{-241}$
21.32	$5.93 \pm 0.12$	$< 70$	$10\,238^{+324}_{-284}$
22.96	$4.36 \pm 0.11$	$18^{+92}_{-18}$	$11\,571^{+467}_{-399}$
24.60	$3.29 \pm 0.10$	$1^{+99}_{-1}$	$9901^{+511}_{-413}$
26.24	$2.35 \pm 0.08$	$18^{+113}_{-18}$	$12\,421^{+645}_{-533}$
27.88	$2.23 \pm 0.08$	...	$11\,328^{+569}_{-470}$
29.52	$1.96 \pm 0.09$	$80^{+263}_{-80}$	$11\,020^{+791}_{-604}$
31.16	$1.54 \pm 0.08$	$142^{+185}_{-132}$	...
32.80	$0.92 \pm 0.07$	$226^{+613}_{-226}$	...
34.44	$0.83 \pm 0.07$	$< 142$	...

Tabela B.8: Medidas do fluxo absoluto em  $H\beta$ , da densidade e da temperatura eletrônica para NGC 6781.

Pos. (")	$F(H\beta)$ ( $10^{-15}\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ )	$N_e(\text{S II})$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$T_e(\text{N II})$ (K)
-57.40	1.39±0.08	...	12 927 <sup>+1284</sup> <sub>-923</sub>
-55.76	2.56±0.09	9 <sup>+318</sup> <sub>-9</sub>	12 045 <sup>+631</sup> <sub>-520</sub>
-54.12	4.16±0.12	< 153	12 383 <sup>+487</sup> <sub>-421</sub>
-52.48	6.27±0.14	52 <sup>+136</sup> <sub>-52</sub>	11 263 <sup>+306</sup> <sub>-274</sub>
-50.84	7.07±0.14	239 <sup>+174</sup> <sub>-128</sub>	10 503 <sup>+273</sup> <sub>-245</sub>
-49.20	6.51±0.14	176 <sup>+167</sup> <sub>-123</sub>	9935 <sup>+267</sup> <sub>-237</sub>
-47.56	6.18±0.14	61 <sup>+192</sup> <sub>-61</sub>	10 677 <sup>+344</sup> <sub>-301</sub>
-45.92	5.19±0.13	110 <sup>+250</sup> <sub>-110</sub>	9998 <sup>+364</sup> <sub>-313</sub>
-44.28	5.06±0.13	142 <sup>+290</sup> <sub>-142</sub>	10 287 <sup>+411</sup> <sub>-348</sub>
-42.64	5.25±0.13	100 <sup>+277</sup> <sub>-100</sub>	10 995 <sup>+493</sup> <sub>-413</sub>
-41.00	5.02±0.12	131 <sup>+320</sup> <sub>-131</sub>	10 913 <sup>+494</sup> <sub>-412</sub>
-39.36	4.88±0.12	239 <sup>+367</sup> <sub>-212</sub>	10 362 <sup>+506</sup> <sub>-416</sub>
-37.72	4.83±0.13	131 <sup>+382</sup> <sub>-131</sub>	10 913 <sup>+536</sup> <sub>-442</sub>
-36.08	5.05±0.13	281 <sup>+462</sup> <sub>-245</sub>	9208 <sup>+538</sup> <sub>-420</sub>
-34.44	5.30±0.13	< 343	10 590 <sup>+553</sup> <sub>-449</sub>
-32.80	5.42±0.13	35 <sup>+397</sup> <sub>-35</sub>	10 391 <sup>+579</sup> <sub>-465</sub>
-31.16	5.13±0.13	35 <sup>+360</sup> <sub>-35</sub>	9998 <sup>+701</sup> <sub>-533</sub>
-29.52	5.37±0.13	< 296	...
-27.88	5.08±0.13	90 <sup>+541</sup> <sub>-90</sub>	...
-26.24	4.64±0.12	< 413	...
-24.60	4.49±0.12	239 <sup>+790</sup> <sub>-239</sub>	...
-22.96	4.20±0.12	9 <sup>+572</sup> <sub>-9</sub>	...
-21.32	4.35±0.12	< 413	...
-19.68	3.74±0.11	< 395	...
-18.04	3.97±0.12	253 <sup>+1132</sup> <sub>-253</sub>	...
-16.40	3.51±0.12	267 <sup>+1246</sup> <sub>-267</sub>	...
-14.76	3.05±0.10	< 910	...
-13.12	2.96±0.11	< 513	...
-11.48	3.06±0.11	< 1 658	...
-9.84	2.72±0.10	...	...
-8.20	2.40±0.10	...	...
-6.56	2.89±0.11	...	...
-4.92	2.52±0.11	...	...
-3.28	2.72±0.10	...	...
-1.64	2.57±0.10	...	...
0.00	2.67±0.10	...	...
1.64	2.66±0.10	...	...
3.28	2.72±0.99	267 <sup>+2520</sup> <sub>-267</sub>	...
4.92	3.05±0.11	153 <sup>+4345</sup> <sub>-153</sub>	...

Tabela B.8: Medidas do fluxo absoluto em  $H\beta$ , da densidade e da temperatura eletrônica para NGC 6781.

Pos. (")	$F(H\beta)$ ( $10^{-15}\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ )	$N_e(\text{S II})$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$T_e(\text{N II})$ (K)
6.56	$3.09\pm 0.11$	$9_{-9}^{+1063}$	...
8.20	$3.43\pm 0.11$	$26_{-26}^{+813}$	...
9.84	$3.36\pm 0.11$	$131_{-131}^{+856}$	...
11.48	$3.15\pm 0.11$	< 558	...
13.12	$2.79\pm 0.97$	$43_{-43}^{+1226}$	...
14.76	$2.63\pm 0.10$	...	...
16.40	$2.64\pm 0.10$	...	...
18.04	$2.99\pm 0.11$	< 513	...
19.68	$2.99\pm 0.10$	$239_{-239}^{+1773}$	...
21.32	$2.84\pm 0.11$	$267_{-267}^{+3096}$	...
22.96	$2.74\pm 0.11$	$70_{-70}^{+1377}$	...
24.60	$2.73\pm 0.11$	$70_{-70}^{+840}$	...
26.24	$3.11\pm 0.10$	$213_{-213}^{+1112}$	...
27.88	$3.13\pm 0.10$	$52_{-52}^{+691}$	...
29.52	$3.02\pm 0.11$	$43_{-43}^{+563}$	...
31.16	$3.00\pm 0.10$	$188_{-188}^{+651}$	$11\ 117_{-649}^{+863}$
32.80	$2.98\pm 0.10$	$213_{-213}^{+626}$	$11\ 350_{-599}^{+771}$
34.44	$2.77\pm 0.10$	$35_{-35}^{+500}$	$11\ 794_{-665}^{+867}$
36.08	$2.72\pm 0.10$	< 513	$11\ 427_{-651}^{+857}$
37.72	$2.86\pm 0.10$	$153_{-153}^{+621}$	$11\ 520_{-576}^{+729}$
39.36	$2.52\pm 0.10$	< 176	$11\ 432_{-592}^{+757}$
41.00	$2.68\pm 0.10$	$35_{-35}^{+457}$	$10\ 266_{-492}^{+627}$
42.64	$2.95\pm 0.11$	$52_{-52}^{+380}$	$10\ 876_{-477}^{+590}$
44.28	$3.09\pm 0.11$	$1_{-1}^{+280}$	$10\ 415_{-432}^{+529}$
45.92	$3.06\pm 0.11$	$153_{-153}^{+298}$	$11\ 229_{-455}^{+549}$
47.56	$3.08\pm 0.11$	$142_{-142}^{+271}$	$11\ 386_{-448}^{+538}$
49.20	$2.85\pm 0.11$	$239_{-195}^{+319}$	$10\ 474_{-408}^{+493}$
50.84	$2.95\pm 0.10$	$343_{-200}^{+315}$	$10\ 694_{-401}^{+480}$
52.48	$2.03\pm 0.10$	$213_{-213}^{+393}$	$10\ 951_{-540}^{+685}$

Tabela B.9: Medidas do fluxo absoluto em  $H\beta$ , da densidade e da temperatura eletrônica para NGC 6853.

Pos. (")	$F(H\beta)$ ( $10^{-15}\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ )	$N_e(\text{S II})$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$T_e(\text{N II})$ (K)
-150.88	5.78 0.12	$31^{+1231}_{-31}$	$11\,315^{+713}_{-563}$
-149.24	6.47 0.12	< 1644	$11\,978^{+613}_{-506}$
-147.60	6.59 0.12	< 1804	$9\,933^{+616}_{-480}$
-145.96	6.17 0.12	$131^{+1673}_{-131}$	$10\,898^{+545}_{-449}$
-144.32	5.67 0.11	< 1644	$10\,441^{+646}_{-507}$
-142.68	5.80 0.12	< 1437	$11\,812^{+683}_{-552}$
-141.04	6.05 0.12	$273^{+1923}_{-273}$	$11\,992^{+689}_{-557}$
-139.40	6.28 0.12	< 709	$10\,894^{+512}_{-425}$
-137.76	6.37 0.12	< 983	$10\,745^{+568}_{-463}$
-136.12	6.51 0.12	$109^{+958}_{-109}$	$10\,081^{+494}_{-405}$
-134.48	6.24 0.12	$553^{+1339}_{-453}$	$10\,849^{+592}_{-480}$
-132.84	6.10 0.11	$154^{+1108}_{-154}$	...
-131.20	5.89 0.12	< 835	$9\,677^{+511}_{-410}$
-129.56	5.91 0.11	< 1262	$10\,696^{+601}_{-482}$
-127.92	6.34 0.12	$166^{+1405}_{-166}$	...
-126.28	5.69 0.11	< 627	$11\,690^{+717}_{-572}$
-124.64	5.94 0.11	< 943	$11\,187^{+591}_{-483}$
-123.00	5.91 0.11	< 769	$10\,832^{+522}_{-431}$
-121.36	6.24 0.12	< 835	$9\,488^{+590}_{-458}$
-119.72	6.03 0.12	< 1160	$10\,084^{+425}_{-357}$
-118.08	6.66 0.12	$13^{+614}_{-13}$	$10\,839^{+478}_{-401}$
-116.44	6.94 0.13	< 1067	$9\,590^{+436}_{-361}$
-114.80	7.07 0.13	$31^{+838}_{-31}$	$10\,299^{+454}_{-379}$
-113.16	6.87 0.13	< 388	$10\,192^{+484}_{-398}$
-111.52	7.48 0.13	$22^{+847}_{-22}$	$10\,628^{+479}_{-398}$
-109.88	7.54 0.13	< 508	$10\,949^{+550}_{-453}$
-108.24	7.92 0.13	$88^{+818}_{-88}$	$10\,634^{+452}_{-380}$
-106.60	7.90 0.13	< 370	$10\,180^{+459}_{-381}$
-104.96	8.45 0.13	< 801	$10\,898^{+459}_{-388}$
-103.32	8.53 0.13	< 681	$10\,686^{+448}_{-379}$
-101.68	8.72 0.14	$22^{+847}_{-22}$	$10\,338^{+448}_{-375}$
-100.04	8.72 0.13	$142^{+970}_{-142}$	$11\,085^{+478}_{-403}$
-98.40	8.86 0.14	< 709	$11\,176^{+448}_{-383}$
-96.76	9.33 0.14	< 627	$10\,781^{+422}_{-361}$
-95.12	10.1 0.15	< 353	$11\,641^{+364}_{-321}$
-93.48	10.4 0.15	< 336	$10\,246^{+382}_{-327}$
-91.84	10.8 0.15	< 204	$10\,878^{+361}_{-316}$
-90.20	11.3 0.15	< 109	$10\,832^{+378}_{-327}$
-88.56	11.0 0.15	< 288	$10\,715^{+406}_{-349}$



Tabela B.9: Medidas do fluxo absoluto em  $H\beta$ , da densidade e da temperatura eletrônica para NGC 6853.

Pos. (")	$F(H\beta)$ ( $10^{-15}\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ )	$N_e(\text{S II})$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$T_e(\text{N II})$ (K)
-86.92	11.6 0.16	< 273	10 703 $^{+388}_{-334}$
-85.28	12.0 0.16	191 $^{+462}_{-191}$	11 127 $^{+356}_{-313}$
-83.64	11.9 0.15	40 $^{+425}_{-40}$	10 398 $^{+378}_{-324}$
-82.00	12.8 0.16	< 217	10 882 $^{+358}_{-313}$
-80.36	13.4 0.17	4 $^{+284}_{-4}$	10 899 $^{+371}_{-322}$
-78.72	13.7 0.17	< 191	10 403 $^{+299}_{-265}$
-77.08	14.4 0.17	49 $^{+255}_{-49}$	10 626 $^{+321}_{-283}$
-75.44	14.7 0.17	< 191	11 556 $^{+290}_{-262}$
-73.80	15.3 0.17	154 $^{+252}_{-154}$	10 086 $^{+269}_{-239}$
-72.16	14.9 0.17	88 $^{+216}_{-88}$	10 438 $^{+269}_{-240}$
-70.52	15.5 0.17	88 $^{+216}_{-88}$	10 629 $^{+325}_{-286}$
-68.88	14.8 0.17	< 120	11 121 $^{+275}_{-247}$
-67.24	15.2 0.17	< 99	10 652 $^{+260}_{-235}$
-65.60	15.7 0.18	< 131	10 425 $^{+219}_{-199}$
-63.96	16.6 0.18	109 $^{+164}_{-109}$	10 672 $^{+212}_{-195}$
-62.32	16.9 0.19	< 131	10 440 $^{+199}_{-183}$
-60.68	17.3 0.18	< 109	10 986 $^{+210}_{-193}$
-59.04	18.2 0.19	142 $^{+117}_{-92}$	10 878 $^{+185}_{-171}$
-57.40	19.3 0.20	88 $^{+116}_{-88}$	10 771 $^{+161}_{-148}$
-55.76	21.7 0.20	154 $^{+119}_{-95}$	10 600 $^{+139}_{-131}$
-54.12	23.7 0.22	99 $^{+92}_{-76}$	10 467 $^{+137}_{-128}$
-52.48	24.3 0.22	131 $^{+113}_{-90}$	10 339 $^{+149}_{-138}$
-50.84	24.6 0.21	166 $^{+122}_{-97}$	10 314 $^{+158}_{-146}$
-49.20	24.2 0.22	109 $^{+135}_{-104}$	10 654 $^{+160}_{-149}$
-47.56	23.4 0.21	78 $^{+139}_{-78}$	10 532 $^{+175}_{-163}$
-45.92	23.5 0.21	109 $^{+150}_{-109}$	10 143 $^{+183}_{-168}$
-44.28	22.9 0.21	31 $^{+173}_{-31}$	10 878 $^{+219}_{-200}$
-42.64	22.2 0.21	58 $^{+172}_{-58}$	11 040 $^{+218}_{-200}$
-41.00	21.4 0.20	22 $^{+195}_{-22}$	11 558 $^{+241}_{-220}$
-39.36	20.0 0.20	31 $^{+242}_{-31}$	10 373 $^{+274}_{-245}$
-37.72	19.4 0.19	178 $^{+330}_{-178}$	10 578 $^{+297}_{-264}$
-36.08	19.6 0.19	< 154	10 830 $^{+271}_{-243}$
-34.44	19.9 0.20	178 $^{+330}_{-178}$	10 900 $^{+256}_{-231}$
-32.80	19.8 0.20	< 191	10 305 $^{+245}_{-220}$
-31.16	19.9 0.20	< 109	11 371 $^{+273}_{-247}$
-29.52	20.4 0.20	40 $^{+233}_{-40}$	11 083 $^{+268}_{-242}$
-27.88	20.3 0.20	31 $^{+213}_{-31}$	10 961 $^{+261}_{-236}$
-26.24	20.8 0.20	31 $^{+213}_{-31}$	11 032 $^{+247}_{-224}$
-24.60	20.6 0.20	40 $^{+219}_{-40}$	10 511 $^{+235}_{-214}$

Tabela B.9: Medidas do fluxo absoluto em  $H\beta$ , da densidade e da temperatura eletrônica para NGC 6853.

Pos. (")	$F(H\beta)$ ( $10^{-15}\text{erg cm}^{-2}\text{ s}^{-1}$ )	$N_e(\text{S II})$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$T_e(\text{N II})$ (K)
-22.96	20.2 0.20	$131^{+239}_{-131}$	$10\,999^{+289}_{-259}$
-21.32	20.1 0.20	$142^{+264}_{-142}$	$10\,947^{+267}_{-241}$
-19.68	19.9 0.20	$109^{+244}_{-109}$	$11\,330^{+297}_{-267}$
-18.04	18.9 0.19	$88^{+300}_{-88}$	$11\,208^{+312}_{-278}$
-16.40	18.3 0.19	$13^{+275}_{-13}$	$10\,618^{+306}_{-271}$
-14.76	18.9 0.19	$88^{+318}_{-88}$	$11\,298^{+289}_{-260}$
-13.12	19.3 0.20	$78^{+242}_{-78}$	$10\,895^{+244}_{-222}$
-11.48	19.9 0.20	< 178	$11\,727^{+260}_{-236}$
-9.84	20.3 0.20	$58^{+201}_{-58}$	$11\,121^{+232}_{-213}$
-8.20	20.4 0.20	$58^{+186}_{-58}$	$10\,683^{+228}_{-207}$
-6.56	20.3 0.20	$4^{+174}_{-4}$	$12\,170^{+238}_{-220}$
-4.92	19.9 0.20	$154^{+216}_{-149}$	$10\,985^{+236}_{-216}$
-3.28	19.3 0.20	$178^{+228}_{-155}$	$11\,848^{+286}_{-259}$
-1.64	18.9 0.22	$142^{+366}_{-142}$	$12\,339^{+693}_{-565}$
0.00	17.5 0.22	$178^{+330}_{-178}$	$11\,357^{+1295}_{-876}$
1.64	18.5 0.20	$58^{+230}_{-58}$	$11\,733^{+283}_{-256}$
3.28	18.4 0.19	$68^{+191}_{-68}$	$12\,629^{+318}_{-289}$
4.92	19.2 0.19	$99^{+145}_{-99}$	$11\,821^{+237}_{-218}$
6.56	19.2 0.19	$109^{+121}_{-95}$	$11\,279^{+201}_{-187}$
8.20	19.6 0.20	$49^{+93}_{-49}$	$11\,068^{+179}_{-166}$
9.84	19.4 0.19	$131^{+113}_{-90}$	$11\,232^{+200}_{-185}$
11.48	18.7 0.19	$131^{+113}_{-90}$	$11\,470^{+211}_{-195}$
13.12	19.3 0.20	$4^{+95}_{-4}$	$11\,364^{+201}_{-187}$
14.76	19.2 0.19	$191^{+129}_{-102}$	$10\,653^{+191}_{-177}$
16.40	19.3 0.19	$336^{+172}_{-131}$	$11\,199^{+187}_{-173}$
18.04	18.6 0.19	$88^{+129}_{-88}$	$10\,894^{+225}_{-205}$
19.68	19.1 0.19	$49^{+142}_{-49}$	$10\,430^{+222}_{-201}$
21.32	19.1 0.19	$40^{+151}_{-40}$	$10\,488^{+207}_{-190}$
22.96	18.7 0.19	$58^{+159}_{-58}$	$10\,336^{+217}_{-198}$
24.60	18.2 0.19	$49^{+155}_{-49}$	$10\,428^{+227}_{-206}$
26.24	17.2 0.18	$78^{+181}_{-78}$	$11\,216^{+249}_{-227}$
27.88	16.7 0.18	$88^{+185}_{-88}$	$10\,579^{+261}_{-235}$
29.52	16.2 0.18	$109^{+164}_{-109}$	$10\,485^{+231}_{-209}$
31.16	16.7 0.18	$13^{+153}_{-13}$	$11\,092^{+242}_{-220}$
32.80	16.2 0.18	$40^{+151}_{-40}$	$10\,888^{+248}_{-225}$
34.44	15.4 0.17	$78^{+181}_{-78}$	$11\,562^{+283}_{-256}$
36.08	15.5 0.18	< 109	$10\,765^{+304}_{-270}$
37.72	14.1 0.17	$131^{+257}_{-131}$	$10\,957^{+315}_{-280}$
39.36	14.8 0.17	$99^{+254}_{-99}$	$10\,422^{+306}_{-271}$

Tabela B.9: Medidas do fluxo absoluto em  $H\beta$ , da densidade e da temperatura eletrônica para NGC 6853.

Pos. (")	$F(H\beta)$ ( $10^{-15}\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ )	$N_e(\text{S II})$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$T_e(\text{N II})$ (K)
41.00	14.1 0.17	$109^{+279}_{-109}$	$10\,332^{+295}_{-261}$
42.64	13.7 0.17	< 131	$10\,854^{+342}_{-299}$
44.28	13.1 0.16	< 288	$10\,335^{+378}_{-324}$
45.92	12.2 0.16	< 217	$11\,601^{+446}_{-384}$
47.56	12.7 0.16	< 131	$11\,908^{+426}_{-371}$
49.20	11.8 0.16	< 178	$11\,924^{+423}_{-369}$
50.84	11.3 0.15	$22^{+443}_{-22}$	$9\,702^{+514}_{-413}$
52.48	10.8 0.15	$288^{+547}_{-274}$	$10\,185^{+452}_{-376}$
54.12	10.7 0.15	$40^{+405}_{-40}$	$11\,286^{+468}_{-397}$
55.76	11.0 0.15	$131^{+334}_{-131}$	$10\,470^{+360}_{-312}$
57.40	11.5 0.15	$88^{+248}_{-88}$	$10\,828^{+306}_{-273}$
59.04	11.4 0.15	$49^{+239}_{-49}$	$10\,522^{+286}_{-255}$
60.68	10.9 0.15	$40^{+264}_{-40}$	$10\,782^{+311}_{-276}$
62.32	10.1 0.15	$31^{+289}_{-31}$	$11\,127^{+337}_{-297}$
63.96	9.35 0.14	< 288	$11\,020^{+390}_{-337}$
65.60	9.06 0.15	$13^{+375}_{-13}$	$10\,412^{+368}_{-317}$
67.24	8.82 0.14	< 353	$12\,158^{+468}_{-403}$
68.88	9.05 0.14	< 406	$10\,710^{+433}_{-367}$
70.52	8.86 0.14	$88^{+465}_{-88}$	$12\,409^{+506}_{-434}$
72.16	8.67 0.14	< 288	$10\,909^{+431}_{-369}$
73.80	8.78 0.14	$4^{+284}_{-4}$	$10\,979^{+424}_{-364}$
75.44	8.51 0.15	$154^{+311}_{-154}$	$10\,453^{+377}_{-324}$
77.08	8.21 0.15	$131^{+314}_{-131}$	$10\,410^{+409}_{-348}$
78.72	7.84 0.13	$40^{+248}_{-40}$	$10\,599^{+464}_{-389}$
80.36	7.58 0.13	< 191	$10\,358^{+517}_{-424}$
82.00	7.10 0.13	$142^{+459}_{-142}$	$9\,918^{+482}_{-394}$
83.64	7.12 0.13	$99^{+528}_{-99}$	$11\,136^{+595}_{-483}$

Tabela B.10: Medidas do fluxo absoluto em  $H\beta$ , da densidade e da temperatura eletrônica para NGC 7009.

Pos. (")	$F(H\beta)$ ( $10^{-14}\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ )	$N_e(\text{Cl III})$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$N_e(\text{Ar IV})$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$N_e(\text{S II})$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$T_e(\text{O III})$ (K)	$T_e(\text{N II})$ (K)	$T_e(\text{Bal})$ (K)
-31.16	0.02±0.001	...	...	110 <sup>+303</sup> <sub>-110</sub>	...	...	...
-29.52	0.06±0.001	...	...	581 <sup>+258</sup> <sub>-185</sub>	...	...	...
-27.88	0.09±0.005	...	...	874 <sup>+342</sup> <sub>-242</sub>	...	...	...
-26.24	0.18±0.005	...	...	606 <sup>+233</sup> <sub>-173</sub>	...	...	...
-24.60	0.35±0.006	...	...	1 029 <sup>+356</sup> <sub>-254</sub>	...	...	...
-22.96	0.38±0.005	...	...	451 <sup>+292</sup> <sub>-197</sub>	...	...	...
-21.32	0.37±0.006	...	...	910 <sup>+828</sup> <sub>-417</sub>	...	...	...
-19.68	0.40±0.005	...	...	1 269 <sup>+1216</sup> <sub>-555</sub>	8 534 <sup>+173</sup> <sub>-153</sub>	...	...
-18.04	0.48±0.006	...	...	1 738 <sup>+1049</sup> <sub>-571</sub>	8 555 <sup>+119</sup> <sub>-110</sub>	...	...
-16.40	0.86±0.007	1 793 <sup>+1304</sup> <sub>-894</sub>	...	3 363 <sup>+1135</sup> <sub>-732</sub>	9 330 <sup>+75</sup> <sub>-70</sub>	...	7 715 <sup>+418</sup> <sub>-405</sub>
-14.76	2.28±0.010	4 980 <sup>+1024</sup> <sub>-832</sub>	...	2 961 <sup>+402</sup> <sub>-330</sub>	9 502 <sup>+48</sup> <sub>-47</sub>	...	7 340 <sup>+307</sup> <sub>-301</sub>
-13.12	4.46±0.013	4 147 <sup>+480</sup> <sub>-428</sub>	...	3 363 <sup>+235</sup> <sub>-210</sub>	9 870 <sup>+40</sup> <sub>-39</sub>	10 389 <sup>+229</sup> <sub>-253</sub>	8 337 <sup>+177</sup> <sub>-174</sub>
-11.48	6.24±0.016	4 627 <sup>+736</sup> <sub>-627</sub>	...	2 630 <sup>+157</sup> <sub>-144</sub>	9 127 <sup>+166</sup> <sub>-150</sub>	10 306 <sup>+119</sup> <sub>-126</sub>	9 013 <sup>+134</sup> <sub>-131</sub>
-9.84	8.50±0.018	4 980 <sup>+801</sup> <sub>-678</sub>	...	2 352 <sup>+133</sup> <sub>-121</sub>	9 709 <sup>+103</sup> <sub>-97</sub>	10 521 <sup>+113</sup> <sub>-119</sub>	9 045 <sup>+117</sup> <sub>-115</sub>
-8.20	11.10±0.020	4 800 <sup>+368</sup> <sub>-338</sub>	...	2 787 <sup>+174</sup> <sub>-156</sub>	9 503 <sup>+84</sup> <sub>-79</sub>	10 749 <sup>+187</sup> <sub>-204</sub>	8 475 <sup>+116</sup> <sub>-115</sub>
-6.56	12.50±0.022	5 363 <sup>+418</sup> <sub>-382</sub>	1 012 <sup>+522</sup> <sub>-467</sub>	3 152 <sup>+446</sup> <sub>-364</sub>	9 928 <sup>+79</sup> <sub>-76</sub>	10 339 <sup>+180</sup> <sub>-197</sub>	8 581 <sup>+110</sup> <sub>-108</sub>
-4.92	13.90±0.023	6 004 <sup>+479</sup> <sub>-436</sub>	3 140 <sup>+660</sup> <sub>-590</sub>	3 152 <sup>+710</sup> <sub>-521</sub>	10 059 <sup>+78</sup> <sub>-74</sub>	11 262 <sup>+277</sup> <sub>-310</sub>	8 521 <sup>+114</sup> <sub>-112</sub>
-3.28	14.10±0.023	5 363 <sup>+641</sup> <sub>-562</sub>	7 448 <sup>+1014</sup> <sub>-896</sub>	4 160 <sup>+1705</sup> <sub>-1007</sub>	10 428 <sup>+80</sup> <sub>-77</sub>	11 539 <sup>+350</sup> <sub>-401</sub>	8 612 <sup>+104</sup> <sub>-103</sub>
-1.64	13.70±0.023	7 909 <sup>+687</sup> <sub>-614</sub>	9 930 <sup>+1013</sup> <sub>-909</sub>	4 160 <sup>+2332</sup> <sub>-1198</sub>	10 184 <sup>+83</sup> <sub>-78</sub>	11 093 <sup>+843</sup> <sub>-1237</sub>	8 539 <sup>+103</sup> <sub>-102</sub>
0	14.10±0.023	7 909 <sup>+687</sup> <sub>-614</sub>	9 313 <sup>+943</sup> <sub>-850</sub>	2 787 <sup>+1373</sup> <sub>-774</sub>	10 432 <sup>+76</sup> <sub>-72</sub>	12 487 <sup>+1308</sup> <sub>-1000</sub>	8 186 <sup>+116</sup> <sub>-115</sub>
1.64	15.20±0.024	7 294 <sup>+615</sup> <sub>-553</sub>	7 448 <sup>+748</sup> <sub>-682</sub>	3 598 <sup>+1289</sup> <sub>-810</sub>	10 497 <sup>+71</sup> <sub>-67</sub>	12 030 <sup>+934</sup> <sub>-1357</sub>	8 732 <sup>+102</sup> <sub>-101</sub>
3.28	16.30±0.025	6 238 <sup>+502</sup> <sub>-456</sub>	4 543 <sup>+663</sup> <sub>-600</sub>	3 363 <sup>+797</sup> <sub>-575</sub>	9 966 <sup>+65</sup> <sub>-62</sub>	12 029 <sup>+778</sup> <sub>-1050</sub>	8 779 <sup>+099</sup> <sub>-098</sub>
4.92	17.70±0.026	7 294 <sup>+615</sup> <sub>-553</sub>	1 916 <sup>+522</sup> <sub>-472</sub>	2 961 <sup>+402</sup> <sub>-330</sub>	10 050 <sup>+67</sup> <sub>-63</sub>	11 508 <sup>+283</sup> <sub>-317</sub>	8 717 <sup>+104</sup> <sub>-102</sub>
6.56	16.60±0.025	6 483 <sup>+527</sup> <sub>-478</sub>	619 <sup>+476</sup> <sub>-429</sub>	2 961 <sup>+191</sup> <sub>-173</sub>	9 824 <sup>+78</sup> <sub>-74</sub>	10 188 <sup>+161</sup> <sub>-174</sub>	8 460 <sup>+117</sup> <sub>-115</sub>
8.20	12.70±0.022	5 168 <sup>+399</sup> <sub>-367</sub>	471 <sup>+709</sup> <sub>-471</sub>	3 363 <sup>+235</sup> <sub>-210</sub>	9 968 <sup>+108</sup> <sub>-100</sub>	10 477 <sup>+120</sup> <sub>-128</sub>	8 747 <sup>+112</sup> <sub>-111</sub>
9.84	8.59±0.018	5 168 <sup>+613</sup> <sub>-540</sub>	851 <sup>+1065</sup> <sub>-851</sub>	2 961 <sup>+191</sup> <sub>-173</sub>	11 372 <sup>+206</sup> <sub>-187</sub>	10 827 <sup>+59</sup> <sub>-62</sub>	8 890 <sup>+118</sup> <sub>-116</sub>
11.48	5.30±0.015	7 593 <sup>+1003</sup> <sub>-852</sub>	2 329 <sup>+2058</sup> <sub>-1477</sub>	2 787 <sup>+174</sup> <sub>-156</sub>	11 740 <sup>+409</sup> <sub>-349</sub>	10 489 <sup>+105</sup> <sub>-111</sub>	8 418 <sup>+188</sup> <sub>-184</sub>
13.12	2.86±0.011	7 294 <sup>+2072</sup> <sub>-1512</sub>	...	2 230 <sup>+400</sup> <sub>-315</sub>	9 629 <sup>+51</sup> <sub>-48</sub>	9 847 <sup>+246</sup> <sub>-277</sub>	8 159 <sup>+273</sup> <sub>-266</sub>
14.76	1.21±0.008	...	...	1 118 <sup>+540</sup> <sub>-343</sub>	10 066 <sup>+84</sup> <sub>-79</sub>	...	7 346 <sup>+481</sup> <sub>-467</sub>
16.40	0.55±0.006	...	...	1 385 <sup>+2213</sup> <sub>-726</sub>	10 443 <sup>+147</sup> <sub>-136</sub>	...	8 314 <sup>+549</sup> <sub>-519</sub>
18.04	0.34±0.005	...	...	...	9 856 <sup>+187</sup> <sub>-169</sub>	...	...
19.68	0.23±0.005	...	...	...	10 024 <sup>+244</sup> <sub>-215</sub>	...	...
21.32	0.21±0.005	...	...	581 <sup>+932</sup> <sub>-392</sub>	9 624 <sup>+238</sup> <sub>-209</sub>	...	...
22.96	0.20±0.005	...	...	296 <sup>+239</sup> <sub>-164</sub>	8 651 <sup>+224</sup> <sub>-194</sub>	...	...
24.60	0.21±0.005	...	...	451 <sup>+180</sup> <sub>-139</sub>	...	...	...
26.24	0.22±0.005	...	...	806 <sup>+181</sup> <sub>-147</sub>	...	...	...
27.88	0.13±0.005	...	...	713 <sup>+316</sup> <sub>-220</sub>	...	...	...

# Apêndice C

## Artigos publicados

Seguem em anexo os artigos publicados referentes a este estudo.