

Universidade Federal do Rio de Janeiro
Centro de Ciências Matemáticas e da Natureza
Observatório do Valongo



Estudo da Nebulosa Planetária Bipolar NGC 2346 via Modelagem de Fotoionização em 3D

Aluna: Carolina Moura Carneiro

Orientadora: Profa. Dra. Denise R. Gonçalves
(UFRJ/CCMN/Observatório do Valongo)

Dissertação de Mestrado

Rio de Janeiro
Dezembro/2014

**"We must be willing to let go of
the life we planned so as
to have the life that is
waiting for us."**

Joseph Campbell

Agradecimentos

Agradeço à UFRJ e ao Observatório do Valongo por oferecerem aos alunos uma instituição de pós-graduação de qualidade e excelência.

À minha orientadora Denise por tornar possível o desenvolvimento deste trabalho, e pelas várias discussões científicas.

Aos meus pais, Ilídio e Maria Conceição, sem o apoio dos quais não seria possível concluir o mestrado; por terem me ensinado valores morais; por terem se esforçado para me oferecer a melhor educação possível; por estarem sempre presentes nos momentos bons e difíceis; por me repreenderem quando é necessário; por respeitarem minhas opiniões e escolhas; por serem amigos além de pais; e principalmente pela dedicação e amor incondicional oferecidos a mim todos esses anos.

Às minhas primas Beatriz e Gleice, por serem como irmãs para mim. Em especial, ao meu primo-irmão Leonardo, cujo o apoio e confidencialidade são inestimáveis em minha vida. Ao restante de minha família pelo apoio e preocupação. Em especial à minha avó que eu tanto amo, e ao meu falecido avô, que descanse em paz.

Aos funcionários do Observatório do Valongo, em especial às secretárias Cláudia e Rosa. Aos professores da UFRJ, em especial aos do Observatório do Valongo, por transmitirem seu conhecimento aos alunos e servirem de exemplo profissional.

Aos eternos amigos de graduação pelos bons momentos vividos durante esses anos: Bel, Rafael e Caio Britto; ao meu amigo Caio Tebaldi por termos uma ligação eterna. À minha amiga Raquel B. pelas longas conversas e momentos de diversão e companheirismo nos últimos 8 anos. Aos amigos de pós-graduação: à minha amiga Raquel N. pelos momentos de risada e por nossas ótimas conversas; às minhas companheiras de sala Bruna e Letícia pelo apoio, amizade e muitas risadas; ao meu amigo Altair pelas conversas descontraídas ao final do dia de trabalho; ao meu amigo Bruno M. pelos excelentes momentos vividos no final dessa etapa de minha vida; aos demais alunos da pós-graduação. Em especial ao meu amigo Diogo por ter sido parte fundamental no desenvolvimento deste trabalho.

Às minhas princesas Maria Eduarda e Maria Clara por me fazerem rir das coisas mais

simples imagináveis e principalmente por me trazerem conforto nos momentos difíceis.

Resumo

Nebulosas planetárias representam um estágio da evolução de estrelas de baixa massa e massa intermediária, quando essas expulsam suas camadas externas. Essa ejeção de matéria forma um envoltório de gás ionizado, circundando o que neste estágio chamamos de estrela central da nebulosa planetária. Alguns desses objetos possuem simetria esférica, contudo a grande maioria das nebulosas planetárias não é esfericamente simétrica (cerca de 70% são elípticas e bipolares, e 20% são classificadas como redondas), possivelmente devido à binariedade de suas estrelas centrais. Os códigos de fotoionização destinam-se a reproduzir a interação da radiação da estrela central com o gás nebuloso, a fim de obter informações tanto do gás quanto da estrela central. Dessa forma, é possível determinar a densidade e temperatura eletrônicas do gás, o estágio de ionização dos elementos, além de suas abundâncias químicas iônicas e totais. No que concerne a estrela central, parâmetros como temperatura efetiva e luminosidade podem ser deduzidos. Existem modelos tridimensionais para apenas duas nebulosas planetárias bipolares (NGC 6302 e Menzel 1) disponíveis na literatura. Este trabalho teve por objetivo criar o terceiro modelo 3D de uma nebulosa bipolar, a NGC 2346, utilizando o código de fotoionização MOCASSIN. A fim de reproduzir a morfologia dessa nebulosa com a maior precisão possível, uma detalhada distribuição de densidade foi criada especificamente para NGC 2346. Uma ampla gama de valores de distância e luminosidade foi utilizada nos modelos. Além de distribuições de corpo negro, modelos de atmosferas de Thomas Rauch foram testados como forma do contínuo ionizante. Nenhum dos modelos foi capaz de reproduzir o fluxo $H\beta$ observado, provavelmente devido a 3 fatores: *i*) estimativa de fluxo $H\beta$ antiga (1976), e portanto sujeita a erros consideráveis; *ii*) ausência de poeira nos modelos; e *iii*) existência de nódulos de alta densidade na região equatorial da nebulosa. O melhor ajuste das observações foi obtido para um modelo de baixa densidade (densidade numérica constante no *torus* - 1500 cm^{-3} - e proporcional a r^{-2} nos lóbulos), com temperatura efetiva de 150000 K. Não foi possível obter resultados conclusivos acerca da distância e luminosidade de NGC 2346, devido à discrepância no fluxo $H\beta$. Contudo, nossas análises apontam para uma estrela

central de baixa luminosidade (em torno de $50 L_{\odot}$) a uma distância de aproximadamente 700 pc. Para que os parâmetros dessa nebulosa sejam bem restringidos no modelo, faz-se necessário conhecer com acurácia o fluxo $H\beta$, e reproduzi-lo com a mesma acurácia na modelagem.

Palavras-Chave: Nebulosas planetárias, NGC 2346, Modelagem com códigos de fotoionização, Código MOCASSIN.

Abstract

Planetary nebulae (PNe) represent a stage of evolution of low and intermediate mass stars, when they expel their outer layers. This ejection of matter forms a shell of ionized gas, surrounding what at this stage is called the central star of planetary nebulae. Some of these objects have spherical symmetry, however the majority of planetary nebulae is non-spherically symmetrical (about 70% are ellipticals and bipolars, and 20% are classified as rounds), possibly due to the binarity of their central stars. Photoionization codes intent to reproduce the interaction of the central star's radiation with the nebular gas, in order to obtain information of both, the nebular gas and the central star. By modeling PNe with such codes, it is possible to determine the gas electron temperature and density, the ionization stage of the elements, as well the nebular ionic and total chemical abundances. Concerning the central star, parameters like effective temperature and luminosity can be deduced. There are tridimensional models for only two bipolar planetary nebulae (NGC 6302 and Menzel 1) available in literature. This work aimed at building the third 3D model of a bipolar nebula, the NGC 2346, by using the photoionization code MOCASSIN. In order to reproduce the morphology of this nebula as close as possible to the observed one, a detailed density distribution was created specifically to NGC 2346. A wide range of distances and luminosities was used in the models. In addition to black body distributions, Thomas Rauch's atmospheric models were also tested as the shape of the ionizing continuum. Neither of the models was able to reproduce the observed $H\beta$ flux, probably due to 3 reasons: *i*) a too old estimation of $H\beta$ flux (1976), therefore subjected to significant errors; *ii*) the absence of dust in the models; and *iii*) the existence of high density knots at the equatorial region of the nebula. The best fitting of the observations was obtained for a model of low density (number density constant in the torus - 1500 cm^{-3} - and proportional to r^{-2} in the lobes), with effective temperature of 150000 K. It was not possible to obtain robust results concerning the distance and the luminosity of NGC 2346, due to the discrepancy in the $H\beta$ flux. However, our analysis points to a low luminosity central star ($\sim 50 L_{\odot}$) at a distance of approximately 700 pc. In order to better constrain

the parameters of this nebula, it is necessary to know, accurately, the $H\beta$ flux, and reproduce it with the same accuracy in the modeling.

Keywords: Planetary nebulae, NGC 2346, Photoionization modeling, Code MOCAS-SIN.

Lista de Figuras

1.1	Diagrama HR mostrando a transição entre a sequência principal e a fase de gigante vermelha para estrelas de diferentes massas	2
1.2	Diagrama HR mostrando o caminho evolutivo de uma estrela de $2 M_{\odot}$	3
1.3	Interação dos ventos estelares que dão origem às NPs.	7
1.4	Imagens de nebulosas planetárias com distintas morfologias.	8
1.5	Classificação morfológica dos envoltórios das nebulosas planetárias	9
1.6	Diferentes tipos de microestruturas, simétricas com relação à estrela central ou isoladas.	10
1.7	Imagem de NGC 6302 obtida com o HST - <i>Hubble Space Telescope</i>	12
1.8	Distribuição de densidade de NGC 6302	13
1.9	Estrutura geométrica do componente lóbulo de NGC 6302	14
2.1	Exemplo de arquivo <i>input.in</i>	31
2.2	Distribuições da energia espectral dos modelos de poeira 2D obtidos com a nossa versão do MOCASSIN para duas inclinações do disco: $i = 12,5^{\circ}$ e $i = 77^{\circ}$	36
2.3	Distribuições da energia espectral dos <i>benchmarks</i> de poeira 2D para duas inclinações do disco: $i = 12,5^{\circ}$ e $i = 77^{\circ}$	36
3.1	Imagens de NGC 2346 no óptico.	38
3.2	Imagens de NGC 2346 obtidas com os telescópios <i>XMM-Newton</i> e com o <i>HST</i>	41
3.3	Diagrama dos níveis de energia do oxigênio e do enxofre	43
3.4	Diagrama dos níveis de energia do oxigênio e do nitrogênio	44

3.5	Imagens de NGC 2346 obtidas com o MPIS comparadas com um imagem da nebulosa no ótico (HST)	48
3.6	SED no infravermelho de NGC 2346 (de 24 μm a 160 μm)	49
4.1	Desvio da Geometria Elipsoidal	51
4.2	Representação esquemática da construção do limite interno da distribuição	52
4.3	Curva interna construída a partir da parábola externa	53
4.4	Base dos lóbulos superior e inferior	53
4.5	Estrutura dos lóbulos da distribuição	54
4.6	Representação matemática dos lóbulos da distribuição	54
4.7	Parâmetros utilizados na construção do componente <i>torus</i>	55
4.8	Representação matemática do <i>torus</i> da distribuição	55
4.9	Parâmetros utilizados para vincular os componentes lóbulos e <i>torus</i>	57
4.10	Componentes lóbulos e <i>torus</i> associados através dos vínculos observacionais	59
4.11	Mudança de referencial para remoção dos pontos internos ao <i>torus</i>	60
4.12	Associação entre lóbulo superior e <i>torus</i> para remoção dos pontos internos	60
4.13	Associação entre lóbulo inferior e <i>torus</i> para remoção dos pontos internos	61
4.14	Estrutura da nebulosa após a remoção dos pontos internos	61
4.15	Estrutura final da nebulosa	62
4.16	Região central da nebulosa ampliada para visualização dos limites do <i>torus</i>	64
4.17	Exemplo de leis de densidade dos componentes lóbulos e <i>torus</i> para o caso em que as leis são independentes.	66
4.18	Mapa de densidade de nossa distribuição para o caso onde as leis de densidades são independentes.	66
4.19	Região central do mapa de densidade ampliada	67
4.20	Curva das leis de densidade acopladas com $h_T = h_L = 1$	67
4.21	Curva das leis de densidade acopladas com $h_T = 2$ e $h_L = 1$	68
4.22	Curva das leis de densidade acopladas com $h_T = 1$ e $h_L = 2$	68
4.23	Mapa de densidade de nossa distribuição para o caso onde as leis de densidade são acopladas	68

4.24	Região central do mapa de densidade da figura 4.23	68
5.1	Espaço de parâmetros inicial	69
5.2	Fluxo ionizante dos modelos de atmosfera para diferentes composições químicas	70
5.3	Fluxo ionizante dos modelos de atmosfera para diferentes T_{eff}	71
5.4	Fluxo ionizante dos modelos de atmosfera para diferentes $\log(g)$	71
5.5	Imagem de NGC 2346 na linha de hidrogênio molecular $H_2(1-0)S(1)$ $2,122 \mu m$	76
5.6	Frações iônicas dos elementos hidrogênio e hélio	76
5.9	Frações iônicas dos elementos carbono e nitrogênio	78
5.10	Frações iônicas dos elementos oxigênio e neônio	79
5.12	Frações iônicas dos elementos enxofre e argônio	80

Lista de Tabelas

1.1	Observações espectroscópicas de NGC 6302	12
1.2	Parâmetros de entrada da distribuição de densidade de NGC 6302	15
1.3	Abundâncias nebulares do modelo de NGC 6302	15
1.4	Parâmetros de entrada da estrela central de NGC 6302	15
1.5	Fluxos das linhas de emissão de NGC 6302 observados e previstos pelo modelo de Wright et al. (2011)	16
1.6	Razões das linhas de diagnóstico observadas e previstas pelo modelo de Wright et al. (2011).	17
2.1	Definição das funções inclusas no arquivo <i>input.in</i> da figura 2.1.	32
2.2	Parâmetros de entrada dos <i>benchmarks</i> contendo apenas gás	34
2.3	Intensidades das principais linhas encontradas em gases fotoionizados dos <i>benchmarks</i> que contêm apenas gás	35
2.4	Parâmetros de entrada dos <i>benchmarks</i> contendo apenas poeira (2D)	35
3.1	Classes de excitação segundo o método de Aller (1956)	39
3.2	Densidades eletrônicas de NGC 2346 compiladas de trabalhos disponíveis na literatura	44
3.3	Temperaturas eletrônicas de NGC 2346 compiladas de trabalhos disponíveis na literatura	45
3.4	Abundâncias químicas totais de NGC 2346 compiladas da literatura.	45
3.5	Observações espectroscópicas de NGC 2346	47
5.1	Parâmetros de entrada para a estrela central que melhor ajusta as observações.	73

5.2	Parâmetros de entrada da distribuição de densidade que melhor ajusta as observações.	73
5.4	Comparação entre as intensidades das linhas previstas pelo melhor modelo de NGC 2346 com as observações	74
5.5	Comparação entre as densidades e temperaturas eletrônicas estimadas nas observações e no modelo	81
A.1	Nebulosas planetárias estudadas com o MOCASSIN	88
A.2	Nebulosas planetárias estudadas com o código de Gruenwald et al. (1997) .	89

Sumário

1	Introdução	1
1.1	Evolução de Estrelas de Baixa Massa e Massa Intermediária	1
1.2	Formação das Nebulosas Planetárias	6
1.3	Morfologia	8
1.4	Códigos de Fotoionização	10
1.4.1	O caso de NGC 6302	12
1.5	Objetivo do Trabalho	17
2	O Código MOCASSIN	19
2.1	O Tratamento Monte Carlo	20
2.1.1	O Início da Simulação	21
2.1.2	A Trajetória dos Pacotes de Energia	22
2.1.3	A Intensidade Média	23
2.1.4	A Emissividade do Gás e a Difusão dos Pacotes de Energia	24
2.1.5	O Processo Iterativo	26
2.2	A Inclusão da Poeira	26
2.2.1	Poeira e suas Opacidades	28
2.2.2	A Química e o Tamanho dos Grãos	29
2.2.3	Determinação das Temperaturas de Poeira	29
2.2.4	Distribuição Espectral de Energia Emergente	30
2.3	Parâmetros de Entrada	31
2.4	Parâmetros de Saída	33
2.5	<i>Benchmark</i> s	33

3	A Nebulosa Planetária NGC 2346	36
3.1	Características Gerais	37
3.2	A Estrela Central	42
3.3	Propriedades do Gás Nebular	43
3.3.1	Densidade Eletrônica - N_e	43
3.3.2	Temperatura Eletrônica - T_e	44
3.3.3	Abundâncias Nebulares	45
3.3.4	Fluxo $H\beta$ observado	45
3.4	Poeira em NGC 2346	46
4	Modelo de Distribuição de Densidade	51
4.1	Descrição Matemática	51
4.2	Ajuste dos Parâmetros: Vínculo Observacional Ótico	56
4.3	A Lei de Densidade	62
4.3.1	Leis de Densidade Independentes	63
4.3.2	Leis de Densidade Acopladas	65
5	Resultados da Modelagem da Nebulosa Planetária NGC 2346	69
6	Conclusões	83
	Apêndice	87
A	Nebulosas Planetárias Estudadas com Códigos de Fotoionização 3D	87
	Bibliografia	91

Capítulo 1

Introdução

Nebulosas planetárias (NPs) representam um estágio de evolução de estrelas de baixa massa e massa intermediária, quando essas expulsam suas camadas externas. Essa ejeção de matéria forma um envoltório de gás ionizado, circundando o que neste estágio chamamos de estrela central da NP. A diversidade morfológica e complexidade desses objetos despertou e continua despertando o interesse da comunidade astronômica, a qual busca entender detalhadamente quais os processos físicos fundamentais envolvidos na formação e posterior fotoionização dessas nebulosas. A base desse estudo são as simulações numéricas que, quando compatíveis com as observações, fornecem informações importantes acerca da física e da evolução desses objetos.

1.1 Evolução de Estrelas de Baixa Massa e Massa Intermediária

A fim de compreender o processo de formação de uma nebulosa planetária, é preciso entender a evolução de estrelas de baixa massa e massa intermediária. A discussão a seguir baseia-se principalmente em Carroll & Ostlie (2006).

As estrelas passam a maior parte de suas vidas na sequência principal, onde toda sua energia é proveniente da queima de hidrogênio no núcleo. O tempo que a estrela

permanece nessa fase e seu caminho evolutivo posterior dependem, crucialmente, de sua massa inicial (figura 1.1), embora outros fatores como a metalicidade também possuam um papel importante nessa evolução.

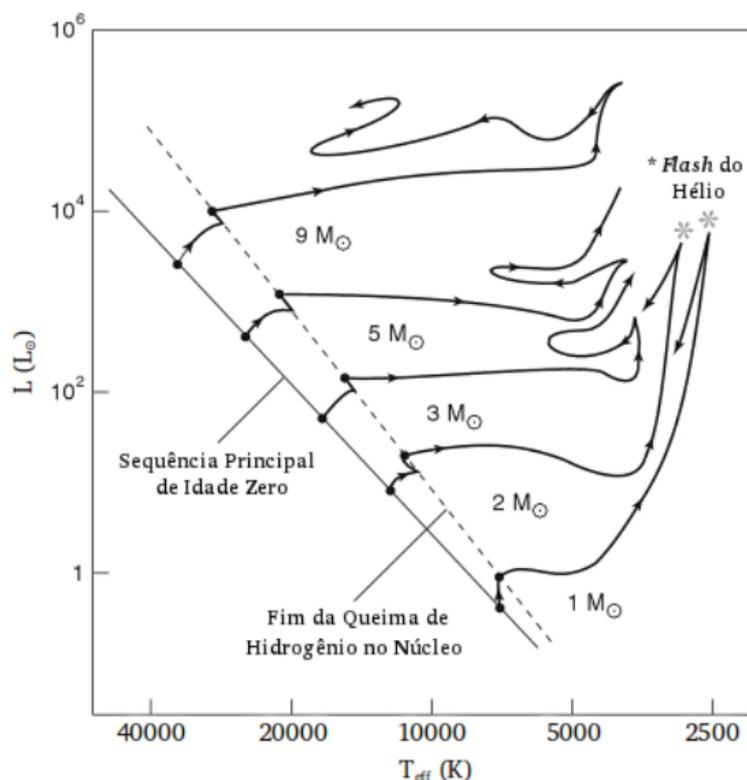


Figura 1.1: Diagrama Hertzsprung-Russell mostrando a transição entre a sequência principal e a fase de gigante vermelha para estrelas de diferentes massas ($1 M_{\odot}$, $2 M_{\odot}$, $3 M_{\odot}$, $5 M_{\odot}$ e $9 M_{\odot}$). Figura adaptada de Peterson (2000).

Quando todo o hidrogênio do núcleo é consumido, há queima desse elemento em uma camada muito próxima ao caroço de hélio (produto da queima do hidrogênio). Conforme o núcleo contrai-se, a camada de queima de hidrogênio torna-se mais espessa, aumentando a produção de energia e a massa do caroço de hélio. Nesse ponto o caroço começa a contrair-se mais rapidamente, e a energia gravitacional liberada nesse processo leva à expansão do envoltório e consequente diminuição da temperatura efetiva (T_{eff}). No diagrama Hertzsprung-Russell (HR; figura 1.2), a estrela sai da sequência principal e se posiciona no ramo das subgigantes (SGB - *Subgiant Branch*). A temperatura e densidade da camada de queima de hidrogênio aumentam e, consequentemente, a taxa de energia gerada por essa queima cresce rapidamente. Esse aumento de energia resulta na expan-

são e resfriamento das camadas externas da estrela, fazendo com que essa se torne mais vermelha e mais luminosa. A estrela agora posiciona-se no ramo das gigantes vermelhas (RGB - *Red Giant Branch* - na figura 1.2).

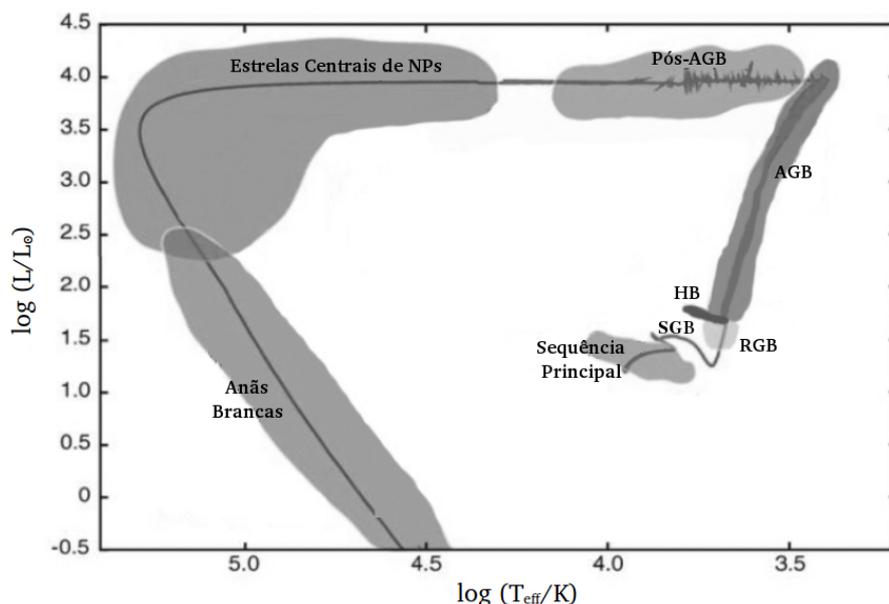


Figura 1.2: Diagrama HR mostrando o caminho evolutivo de uma estrela de $2 M_{\odot}$. Figura adaptada de Herwig (2005)

Com a expansão do envoltório, e conseqüente diminuição da T_{eff} , uma zona convectiva desenvolve-se próxima a superfície da estrela. Essa zona convectiva transporta o material recém-processado do interior da estrela para sua superfície. Esse fenômeno, conhecido como 1ª dragagem, ocorre em todas as estrelas de baixa massa ($0,8 M_{\odot} \lesssim M \lesssim 2,0 M_{\odot}$) e massa intermediária ($2,0 M_{\odot} \lesssim M \lesssim 8,0 M_{\odot}$). O resultado desse fenômeno é a alteração da composição química superficial da estrela, mais perceptível pelo aumento da abundância de ^{14}N e decréscimo da abundância de ^{12}C . As abundâncias de Li e Be também diminuem várias ordens de grandeza (Iben & Renzini 1983).

O caroço de hélio contrai-se, aumentando sua temperatura, pressão e densidade, até atingir $\sim 1,3 \times 10^8$ K, temperatura na qual a reação triplo- α começa a converter hélio em carbono. A taxa de produção de energia dessa reação é alta, e cresce ainda mais com o aumento da temperatura, de tal forma que uma grande quantidade de energia é liberada quando a queima de hélio inicia-se. Neste ponto, existem dois caminhos evolutivos que a estrela pode seguir, de acordo com sua massa Carroll & Ostlie (2006):

i) Estrelas de massa intermediária ($2,0 M_{\odot} \lesssim M \lesssim 8,0 M_{\odot}$): a produção de energia pela queima de hélio leva a um grande aumento de temperatura, e portanto pressão. O aumento na pressão faz com que o caroço expanda-se e esfrie-se, reduzindo a taxa de queima de hélio, até que um equilíbrio seja estabelecido e a estrela continue a queimar hélio (sob condições de equilíbrio hidrostático) no Ramo Horizontal (HB - *Horizontal Branch* - na figura 1.2).

ii) Estrelas de baixa massa ($0,8 M_{\odot} \lesssim M \lesssim 2,0 M_{\odot}$): essas estrelas possuem um caroço degenerado, de maneira que, o aumento de temperatura devido à queima de hélio não leva ao aumento da pressão, e portanto, o caroço não se expande. Isso faz com que a temperatura cresça significativamente, resultando em uma taxa de produção de energia (pela reação triplo- α) muito mais alta, o que, por sua vez, leva a um aumento ainda maior de temperatura. Este crescimento exponencial da produção de energia é conhecido como *Flash* do hélio¹. A grande quantidade de energia liberada elimina a degenerescência, fazendo com que o caroço da estrela seja capaz de expandir-se e se resfriar, e a estrela passa a seguir o mesmo caminho evolutivo das estrelas de massa intermediária, isto é, queima de hélio sob condições de equilíbrio hidrostático no HB.

Para ambos os tipos de estrelas, baixa massa e massa intermediária, a expansão do núcleo de hélio leva à contração da camada de queima de hidrogênio, o que resulta no aumento da produção de energia. O aumento da T_{eff} , associado à contração das camadas externas, faz com que uma zona convectiva desenvolva-se na superfície da estrela, ao mesmo tempo que um caroço convectivo também surge em seu interior, devido à alta sensibilidade da reação triplo- α com relação à temperatura. Nessa etapa a estrela aumenta a T_{eff} a uma luminosidade praticamente constante, correspondendo a queima hidrostática de hélio no núcleo. Quando a evolução da estrela atinge a mais azul das suas posições no HB, o peso molecular médio do núcleo aumentou de um fator tal que o caroço começa

¹ *Flash* do hélio: queima instantânea de hélio.

a contrair-se e o envoltório a expandir-se. A T_{eff} diminui e estrela evolui para o lado vermelho do diagrama HR. Este episódio é o chamado *loop* do HB. O início do retorno da estrela para o lado vermelho do diagrama HR marca o fim da queima de hélio no núcleo, resultando em um caroço inerte de carbono e oxigênio (C-O). No HB, várias estrelas desenvolvem zonas de instabilidade em suas camadas externas, levando a pulsações periódicas que podem ser observadas devido a variações de luminosidade, temperatura, raio e velocidade radial superficial.

Sem produzir energia, esse caroço não é capaz de contrabalancear a pressão gravitacional exercida pelas camadas externas da estrela, e, portanto, começa a contrair-se. Com o aumento da temperatura (associado à contração), uma camada de queima de hélio desenvolve-se em torno do caroço de C-O. A temperatura e a densidade desse caroço aumentam até que a perda de energia por neutrinos estabilize a temperatura do caroço. Desta forma, estrelas de baixa massa e massa intermediária nunca atingem a temperatura de queima do carbono. Ao mesmo tempo, o aumento de energia, devido à queima de hélio na camada adjacente ao caroço, leva à expansão e resfriamento das camadas externas da estrela. Essa torna-se mais vermelha e mais luminosa, e se posiciona na região conhecida como Ramo Assintótico das Gigantes (AGB - *Asymptotic Giant Branch* - na figura 1.2).

Quando o envoltório estelar expande-se, no começo da fase AGB (*early*-AGB), a camada de queima de hélio domina a produção de energia, uma vez que a camada de queima de hidrogênio encontra-se praticamente inerte. Conforme a T_{eff} continua diminuindo, a zona convectiva torna-se mais profunda, atingindo uma região de descontinuidade química, localizada entre a camada externa (rica em hidrogênio) e a região logo acima da camada de queima de hélio (rica em hélio), fase denominada 2^a dragagem. A mistura resultante dessa fase aumenta a abundância superficial de nitrogênio e hélio (Carroll & Ostlie 2006).

A camada de queima de hidrogênio, antes dormente, volta a dominar a produção de energia. O aumento na produção de energia faz com que ambas as camadas de queima (hidrogênio e hélio) expandam-se e se resfriem, a tal ponto, que a queima de hidrogênio cesse novamente, e a queima de hélio seja significativamente reduzida. A redução de energia faz com que a estrela contraia-se. A camada de hidrogênio volta a queimar esse elemento, e

novamente o processo repete-se, criando os chamados pulsos térmicos. O período entre os pulsos é uma função da massa estelar, sendo de milhares de anos para uma estrela de $5 M_{\odot}$, até centenas de milhares de anos para estrelas de baixa massa ($0,6 M_{\odot}$). A amplitude dos pulsos cresce a cada evento consecutivo. Esta fase de atividade periódica no interior estelar provoca mudanças abruptas na luminosidade superficial da estrela, e é conhecida como AGB termicamente pulsante (TP-AGB: *Thermally Pulsing* AGB; Carroll & Ostlie 2006).

Devido aos episódios repentinos de aumento no fluxo de energia, uma zona convectiva é estabelecida entre as camadas de queima de hélio e hidrogênio. Ao mesmo tempo, a zona convectiva externa torna-se ainda mais profunda. Para estrelas suficientemente massadas ($1,4 M_{\odot} \lesssim M \lesssim 4,0 M_{\odot}$) essas duas zonas se encontrarão, e mais tarde a convecção atingirá regiões onde o carbono foi sintetizado. Nesta fase, o material rico em carbono é transportado para a superfície (3^{a} dragagem). Dependendo do número de pulsos térmicos e da eficiência do processo de dragagem, a abundância superficial da estrela pode mudar de $C/O < 1$ para $C/O > 1$, caracterizando os espectros das chamadas estrelas carbonadas (Carroll & Ostlie 2006).

Na fase AGB, a estrela sofre consideráveis perdas de massa. Essas perdas expõem o interior quente da estrela, com aumento da T_{eff} a uma luminosidade constante, fase denominada pós-AGB (veja figura 1.2). Quando a T_{eff} atinge 30000 K, o material expulso anteriormente torna-se ionizado. Esta fase evolutiva é chamada de nebulosa planetária, cuja duração depende da taxa de perda de massa. Tipicamente, a fase de NP dura entre 10000 e 30000 anos (Kwok 2005; dentre outros). A partir deste ponto, a estrela resfria-se e diminui sua luminosidade lentamente, até que todo o material em seu entorno misture-se com o meio interestelar; finalmente, a estrela torna-se uma anã branca (figura 1.2).

1.2 Formação das Nebulosas Planetárias

A hipótese mais aceita para a formação de NPs foi proposta por Kwok et al. (1978). Segundo esses autores, as NPs resultam da interação de dois ventos estelares, um prove-

niente da fase AGB e outro da fase pós-AGB. No estágio evolutivo em que o núcleo da estrela fica exposto, o vento estelar rápido (que alcança velocidades de até 2000 km s^{-1}), proveniente desse núcleo quente e compacto, varre o material expelido previamente pelo vento lento ($\sim 10 \text{ km s}^{-1}$) do estágio anterior (AGB), formando a nebulosa. O envoltório (ou casca) dessa nebulosa, que se expande a uma velocidade típica de aproximadamente 25 km s^{-1} , é mais denso do que os ventos estelares das fases anteriores, e possui temperatura da ordem de 10^4 K (Gonçalves 2004). O esquema da figura 1.3 ilustra esse processo.

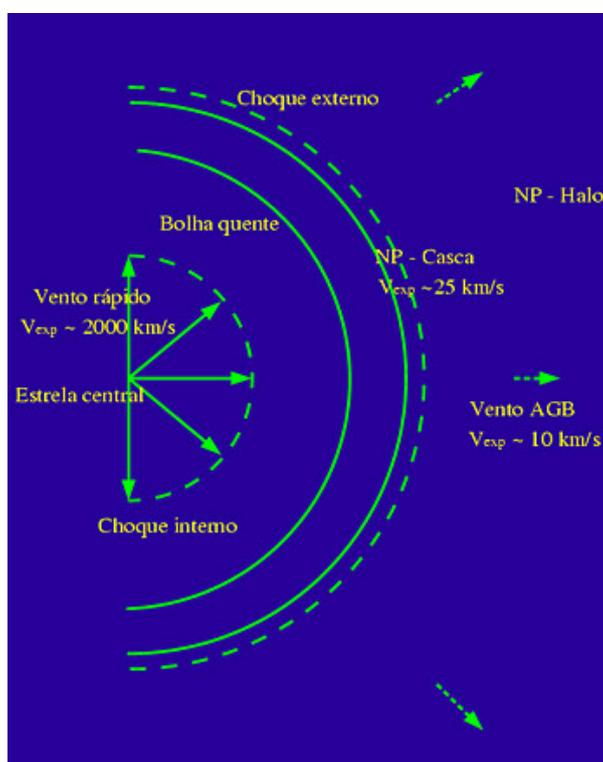


Figura 1.3: Interação dos ventos estelares que dão origem às NPs. Figura originalmente de Kwok (1994), adaptada por Gonçalves (2004).

O gás do vento rápido (pós-AGB), ao expandir-se sobre o material do vento lento (AGB), forma uma frente de choque. Essa frente de choque é limitada internamente pelo próprio vento rápido, e externamente por um envoltório denso (devido ao acúmulo do material varrido pelo vento rápido). Essa região, quando observada no ótico, é a componente mais brilhante da NP. Entre os limites interno e externo da frente de choque encontra-se o que chamamos de bolha quente (somente observável em raio-X). Na região mais externa encontra-se o halo, composto pelo que restou do vento AGB, e devido à baixa densidade,

é um dos componentes menos brilhante das NPs.

1.3 Morfologia

Segundo o modelo de interação de ventos, descrito na seção anterior, as NPs deveriam ser esfericamente simétricas. Sabe-se, no entanto, que isso não corresponde a realidade, e que as NPs também apresentam morfologias distintas da esfericamente simétrica (Figura 1.4).

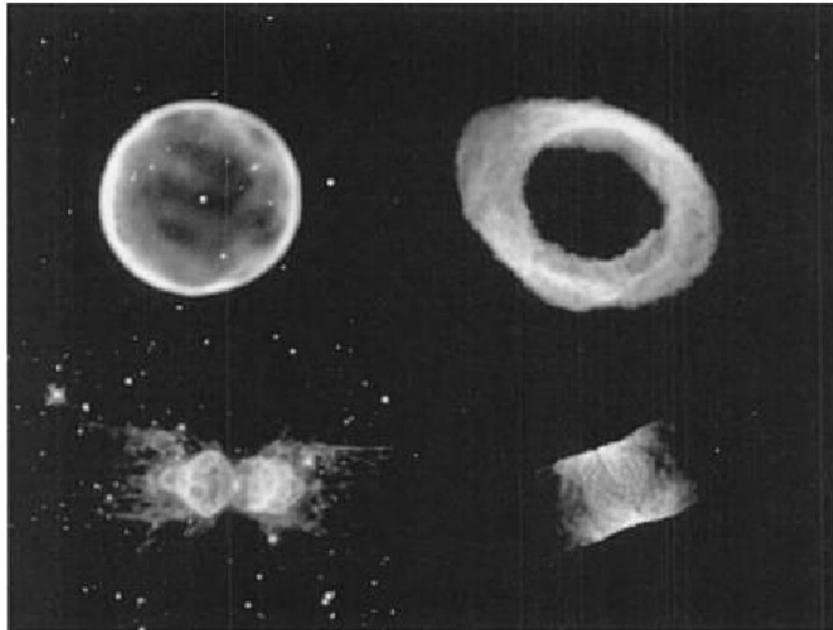


Figura 1.4: Imagens de NPs com distintas morfologias: esférica (canto superior esquerdo - Abell 39); elíptica (canto superior direito - NGC 6720); bipolar (canto inferior esquerdo - Mz-3); e irregular (canto inferior direito - IC 4406). Figura retirada de Osterbrock & Ferland (2006).

A fim de explicar essa inconsistência, o modelo de interação de ventos foi generalizado, de maneira a considerar uma distribuição anisotrópica do vento lento, que, na interação com o vento rápido, permite a formação de nebulosas cujas morfologias sejam tão diferenciadas quanto as observadas (Balick & Frank 2002).

Houve várias tentativas de classificar as NPs morfologicamente (Curtis 1918, Greig 1971, Balick 1987, Zuckerman & Aller 1986, Stanghellini et al. 1993, Manchado et al. 1996, Sahai et al. 2011). Contudo, todos os esquemas de classificação apresentam limi-

tações observacionais (Kwok 2002): *i*) sensibilidade: exposições mais profundas podem revelar estruturas mais tênues, que por ventura podem mudar a classificação da NP; *ii*) estrutura de ionização: observações de uma NP em linhas de íons diferentes podem mostrar diferentes morfologias; *iii*) efeitos de projeção: classificações morfológicas descrevem a estrutura bi-dimensional aparente de uma NP, e não sua estrutura intrínseca.

As NPs são compostas por duas estruturas principais, denominadas macroestruturas, as quais delineiam a geometria desses objetos:

i) O halo: remanescente do vento lento, geralmente arredondado, é a estrutura de maior escala da NP.

ii) O envoltório: estrutura de escala intermediária que pode assumir formatos distintos.

Segundo Stanghellini et al. (1993), as macroestruturas das NPs podem ser classificadas em 6 categorias morfológicas (figura 1.5):

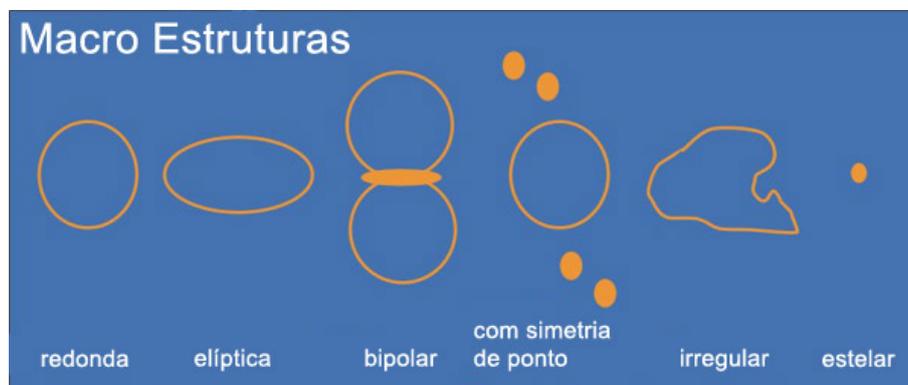


Figura 1.5: Esquema de Gonçalves (2004) com a classificação morfológica dos envoltórios das nebulosas planetárias segundo Stanghellini et al. (1993).

- i*) Redondas: possuem simetria esférica;
- ii*) Elípticas: possuem pelo menos dois eixos de simetria (eixo polar e eixo equatorial);
- iii*) Bipolares: possuem os dois eixos de simetria das elípticas e um *torus* equatorial bem definido;
- iv*) Com simetria de ponto: possuem estruturas simétricas em relação ao centro;

v) Irregulares: não apresentam nenhum tipo de simetria;

vi) Estelares: são fontes pontuais.

Além das macroestruturas, muitas NPs apresentam estruturas de menor escala, que, ao contrário das anteriores que geralmente são brilhantes em $[O III]$, $H\alpha$, $H\beta$, e em algumas linhas de baixa ionização, são proeminentes somente em linhas de baixa ionização, tais como, $[N II]$, $[O II]$, $[O I]$, e $[S II]$ (Gonçalves et al. 2001; figura 1.6).

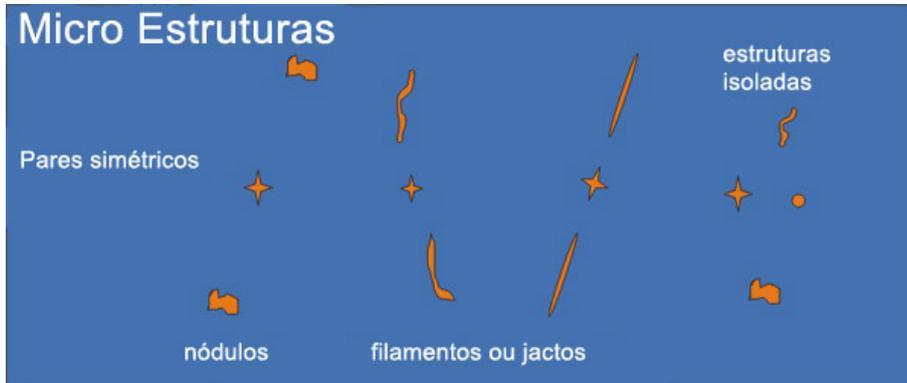


Figura 1.6: Diferentes tipos de microestruturas, simétricas com relação à estrela central ou isoladas (Gonçalves 2004).

Essas estruturas são comumente denominadas de LISs (*low-ionization structures*: estruturas de baixa ionização). Observacionalmente, as LISs apresentam morfologias variadas, como nódulos, filamentos e jatos (Corradi et al. 1996, Gonçalves et al. 2001), os quais podem aparecer acoplados ou não à estrutura principal da NP. Os mecanismos de formação das LISs são assunto de intenso debate atual e detalhá-los aqui foge ao escopo do presente estudo.

1.4 Códigos de Fotoionização

Atualmente é comum a utilização de modelos de fotoionização no estudo de objetos astrofísicos (Ercolano et al. 2004, Gonçalves et al. 2006, Monteiro & Falceta-Gonçalves 2011, Yuan et al. 2011, Danehkar et al. 2013, Danehkar et al. 2014, dentre outros). Incor-

porando os cálculos envolvidos na transferência radiativa, na interação da radiação com a matéria através de diversos processos, e utilizando dados atômicos de precisão, esses códigos fornecem uma descrição robusta do objeto, desde os parâmetros físicos de seu material constituinte, até a descrição da radiação transmitida e emitida pelo gás nebuloso (Moser 2011).

Os códigos de fotoionização geralmente baseiam-se em três hipóteses básicas: i) estado estacionário do sistema; ii) equilíbrio de ionização; e iii) equilíbrio térmico. A hipótese de estado estacionário despreza os processos dinâmicos que podem ocorrer no material (expansão, por exemplo). Através das hipóteses de equilíbrio térmico e de ionização pode-se determinar a temperatura e o grau de ionização em cada ponto do objeto. Na realidade, essas condições estão acopladas, uma vez que as taxas em que ocorrem os processos físicos relacionados ao equilíbrio de ionização são fortemente dependentes da temperatura, que, por sua vez, depende das abundâncias iônicas do gás (Monteiro 2004a).

Existem 4 códigos de fotoionização disponíveis:

i) Unidimensionais (1D):

- CLOUDY (Ferland et al. 1998; Ferland et al. 2013);
- Código de Harrington (Harrington, Monk & Clegg 1988).

ii) Tridimensionais (3D):

- Código de Gruenwald et al. (1997);
- MOCASSIN (Ercolano et al. 2003a);

O código utilizado no presente trabalho é o MOCASSIN, uma vez que, sendo esse um código 3D, pode lidar com diferentes simetrias, e ainda, é um código de livre acesso. Uma discussão detalhada sobre o MOCASSIN é apresentada no capítulo 2. O Apêndice A apresenta duas tabelas contendo as NPs estudadas tridimensionalmente com os códigos de fotoionização listados anteriormente.

1.4.1 O caso de NGC 6302

Atualmente existem modelos de fotoionização 3D para duas NPs bipolares, aquele de NGC 6302 (Wright et al. 2011), a qual pode ser observada na figura 1.7, e o correspondente a Menzel 1 (Monteiro et al. 2005). Essa subseção apresenta uma rápida discussão do modelo mais recente. NGC 6302 é um dos exemplos mais complexos e extremos de NP, cuja morfologia bipolar foi atribuída à presença de um disco equatorial denso que obscurece quase que por completo sua estrela central. Como mostra a figura ao lado, sua estrutura é repleta de nódulos e aglomerações.



Figura 1.7: Imagem de NGC 6302 obtida com o HST - *Hubble Space Telescope*. Composição em He II (azul), H α (marrom) e [S II] (branco). Crédito: NASA e ESA.

Os dados observacionais de NGC 6302 utilizados por Wright et al. (2011) na comparação com os resultados do MOCASSIN são apresentados na tabela 1.1

Tabela 1.1: Observações espectroscópicas de NGC 6302 utilizadas na comparação com os resultados do MOCASSIN (Wright et al. 2011).

Região Espectral	λ	Telescópio	nº de Linhas utilizadas	Abertura/Fenda	Referência
Ultravioleta	1150-1975 Å	<i>IUE SWP</i>	7	10,3×23 <i>arcsec</i> ² (oval)	T03
Ultravioleta	3426 Å	<i>Mt Lemmon</i> 1,5-m	1	48 <i>arcsec</i> ² (circular)	R94
Ótico	3040-7400 Å	<i>ESO</i> 1,52-m	30	210×2 <i>arcsec</i> ²	T03
Ótico-IR	3300-8600 Å	<i>Siding Springs</i> 2,3-m	1	2 <i>arcsec</i> ² (fenda longa)	G02
Ótico-IR	3500-20000 Å	<i>Cerro Tololo</i> 92-cm	1	17×34 <i>arcsec</i> ²	DFP73
IR-próximo	2,7-4,8 μ m	<i>UKIRT</i> (<i>echelle</i>)	12	3×3 <i>arcsec</i> ²	C00
IR-médio	2,4-45 μ m	<i>ISO SWS</i>	14	14×20 <i>arcsec</i> ²	BP99
IR-médio	8-13 μ m	<i>UKIRT</i> banda N	5	4 <i>arcsec</i> ² (circular)	C00
IR-distante	43-198 μ m	<i>ISO LWS</i>	7	40 <i>arcsec</i> ² (circular)	L01

T03: Tsamis et al. (2003); R94: Rowlands et al. (1994); G02: Groves (2002); L01: Liu et al. (2001); DFP73: Danziger, Frogel & Persson (1973); C00: Casassus et al. (2000); BP99: Beintema & Pottasch (1999).

A distribuição de densidade desenvolvida pelos autores é composta por 2 componentes (figura 1.8): *i*) Lóbulo: é representado por um parabolóide próximo à estrela central, o qual desenvolve-se para uma estrutura tipo-cone em raios distantes da fonte de ionização. Possui densidade constante; *ii*) Disco Equatorial: representado pelo modelo de disco achatado Kepleriano de Pascucci et al. (2004). Esse componente segue a seguinte lei de densidade:

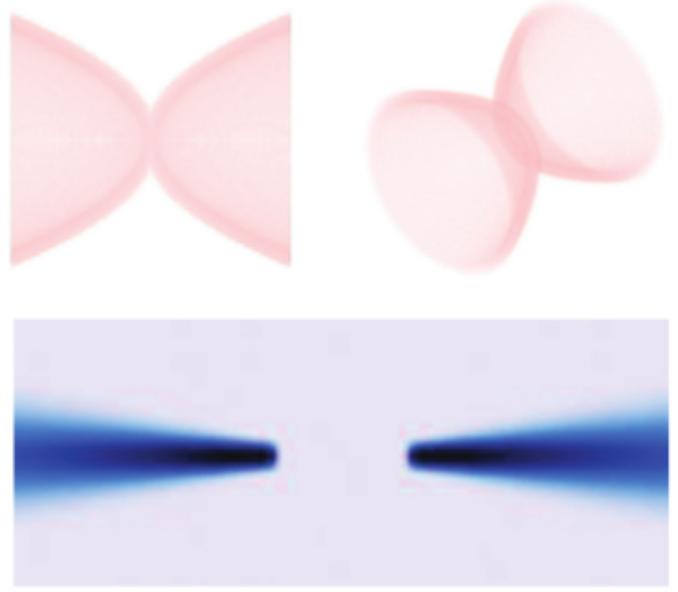


Figura 1.8: Distribuição de densidade de NGC 6302. Em rosa o componente Lóbulo e em azul o Disco Equatorial. Figura adaptada de Wright et al. (2011).

$$N_H(r, z) = N_0 \left(\frac{r}{r_d} \right)^{-\alpha} \exp \left(\frac{-0,25\pi z^2}{(z_d(r/r_d)^{f_d})^2} \right) \quad (1.1)$$

onde r é a distância radial; z é a distância do plano médio; r_d e z_d são fatores de escala de comprimento e altura, respectivamente; N_0 é a densidade característica do disco; α é fator de dependência radial da densidade; e f_d é o parâmetro de achatamento, o qual controla o ângulo de abertura do disco em função da distância à estrela central.

O componente lóbulo como observado na figura 1.9 é obtido através das seguintes equações:

$$x^2 + y^2 = \left(\frac{z_p}{\tan^2 \phi_1} - \frac{R_w^2}{z_p} \right) z + R_w^2, \quad |z| \leq z_p \quad (1.2)$$

$$\sqrt{x^2 + y^2} = \frac{z}{\tan \phi_3} - z_p \left(\frac{1}{\tan \phi_3} - \frac{1}{\tan \phi_1} \right), \quad |z| > z_p \quad (1.3)$$

onde z_p , definido como a altura da transição entre o parabolóide e o cone, é dado por:

$$z_p = H \frac{(\tan\phi_3/\tan\phi_2) - 1}{(\tan\phi_3/\tan\phi_1) - 1} \quad (1.4)$$

A distância radial com relação ao centro da distribuição e a latitude (ϕ) de um ponto na nebulosa são dados por:

$$R = (x^2 + y^2 + z^2)^{1/2} \quad \phi = \tan^{-1} \left(\frac{z}{(x^2 + y^2)^{1/2}} \right) \quad (1.5)$$

A figura 1.9 apresenta os parâmetros dessas equações, cujos valores adotados estão na tabela 1.2.

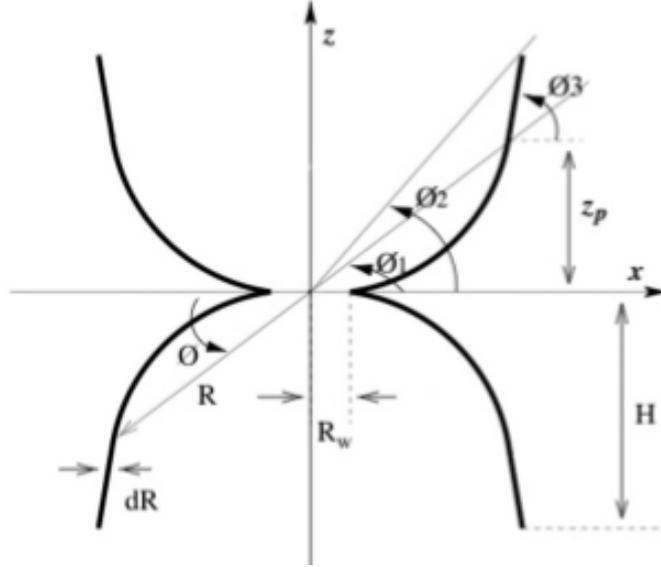


Figura 1.9: Estrutura geométrica do componente lóbulo de NGC 6302 (Wright et al. 2011).

Devido ao ajuste ruim das razões de linhas sensíveis à densidade numérica, tais como, [Ar IV] e [K V], bem como a razão das linhas de [N II] (sensíveis à temperatura), os autores adicionaram um terceiro componente à distribuição de densidade. Esse componente, denominado *outflow*, é uma região interna ao lóbulo, seguindo a mesma distribuição de densidade do último, porém com densidade numérica ($N_{outflow}$) maior e um raio externo ($r_{outflow}$) a partir do qual a densidade numérica retorna ao valor padrão do lóbulo.

Os parâmetros de entrada do modelo que melhor se ajusta às observações de NGC 6302 são apresentados nas tabelas 1.2, 1.3 e 1.4.

Tabela 1.2: Parâmetros de entrada da distribuição de densidade de NGC 6302

Parâmetro	Valor
Lóbulo:	
Densidade do lóbulo	2000 cm^{-3}
Altura do lóbulo, H	$6,8 \times 10^{17} \text{ cm}$
$\phi_1; \phi_2; \phi_3$	$41,5^\circ; 49,6^\circ; 66^\circ$
Altura da transição, z_p	$4,0 \times 10^{17} \text{ cm}$
Raio da cintura, R_w	$1,2 \times 10^{16} \text{ cm}$
Perfil de densidade	constante
$N_{outflow}$	20000 cm^{-3}
$r_{outflow}$	$2,0 \times 10^{17} \text{ cm}$
Disco Equatorial:	
Raio Interno	$1,2 \times 10^{16} \text{ cm}$
Raio Externo	$3,0 \times 10^{17} \text{ cm}$
r_d	$5,0 \times 10^{16} \text{ cm}$
z_d	$6,0 \times 10^{15} \text{ cm}$
f_d	1,125
N_0	80000 cm^{-3}

Tabela 1.3: Abundâncias nebulares de NGC 6302

Elemento	Abundância
Hidrogênio	1,0
Hélio	0,153
Carbono	$2,2 \times 10^{-4}$
Nitrogênio	$3,9 \times 10^{-4}$
Oxigênio	$5,1 \times 10^{-4}$
Neônio	$2,4 \times 10^{-4}$
Sódio	$2,1 \times 10^{-6}$
Magnésio	$1,9 \times 10^{-5}$
Alumínio	$3,0 \times 10^{-8}$
Silício	$3,6 \times 10^{-5}$
Enxofre	$2,5 \times 10^{-5}$
Cloro	$2,5 \times 10^{-7}$
Argônio	$1,2 \times 10^{-5}$
Potássio	$5,0 \times 10^{-7}$

Tabela 1.4: Parâmetros de entrada da estrela central de NGC 6302

Parâmetro	Valor
Abundância	He:C:N:O = 33:50:2:15
T_{eff}	220000 K
Luminosidade	$14300 L_\odot$
$\log g$	7,0

As tabelas 1.5 e 1.6 apresentam os fluxos das linhas de emissão e as razões das linhas de diagnósticos observadas e previstas pelo modelo de NGC 6302, respectivamente.

Como pode ser observado nos resultados apresentados nas tabelas, o modelo desenvolvido por Wright et al. (2011) reproduz a maioria das intensidades e razões de linhas observadas em NGC 6302. Os autores argumentam que as discrepâncias encontrada nas demais linhas são devido a complexa não-homogeneidade da nebulosa. A razão C/O obtida do modelo é 0,43, indicando que a nebulosa é predominantemente rica em oxigênio. A abundância de carbono é um pouco menor que o valor solar, enquanto que o nitrogênio é significativamente sobreabundante.

Tabela 1.5: Comparação entre os fluxos das linhas de emissão de NGC 6302 observados e previstos pelo modelo de Wright et al. (2011).

Linha	Observação	Modelo	Ref.	Linha	Observação	Modelo	Ref.
$H\beta/10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	776	852	T03	[Ne v] 3426	2,33	6,12	T03
$H\beta$ 4861	1,00	1,00	-	[Ne v] 14,3 μm	634	1585	BP99
He I 5876	0,175	0,144	T03	[Ne v] 24,3 μm	308	434	BP99
He I 4471	0,0592	0,0489	T03	[Ne vi] 7,67 μm	315	1478	C00
He II 4686	0,753	1,18	T03	[Na vi] 8,64 μm	10,7	7,98	BP99
[C II] 157,7 μm	13,7	22,7	L01	[Na vii] 4,69 μm	4,00	2,13	C00
[N I] 5199	0,108	0,102	T03	[Mg v] 5,60 μm	16,9	26,6	C00
[N II] 5755	0,201	0,205	T03	[Mg vii] 5,51 μm	13,0	9,58	C00
[N II] 6548	1,74	2,19	T03	[Mg viii] 3,03 μm	1,81	2,82	C00
[N II] 6584	5,22	6,67	T03	[Al v] 2,88 μm	0,0124	0,0742	C00
[N III] 57,3 μm	167	248	L01	[Al vi] 3,66 μm	0,141	0,102	C00
N IV] 1486	5,34	5,86	T03	[Al viii] 3,69 μm	0,16	0,0649	BP99
N V] 1240	13,82	19,0	T03	[Si II] 34,6 μm	17,4	325	BP99
[O I] 5577	0,00232	0,00280	T03	[Si vi] 1,96 μm	23,5	73,4	C00
[O I] 6300	0,243	0,338	T03	[Si vii] 2,47 μm	20,5	32,1	C00
[O I] 63,2 μm	284	135	L01	[Si ix] 3,93 μm	0,030	1,74	C00
[O I] 145,5 μm	10,5	8,27	L01	[S II] 4068	0,145	0,218	T03
[O II] 3726	0,300	0,158	T03	[S II] 6716	0,101	0,0893	T03
[O II] 3729	0,140	0,0517	T03	[S II] 6731	0,198	0,191	T03
[O II] 7320	0,0857	0,0866	T03	[S III] 6312	0,0584	0,0328	T03
[O II] 7330	0,0728	0,0713	T03	[S III] 9533	0,717	0,666	BP99
[O III] 51,8 μm	157	177	L01	[S III] 18,7 μm	57,7	55,3	BP99
[O III] 88,4 μm	49	20,2	L01	[S IV] 10,5 μm	44,0	18,9	C00
[O III] 5007	12,9	13,8	T03	[Cl III] 5517	0,00309	0,00391	T03
[O III] 4959	4,29	4,62	T03	[Cl III] 5537	0,00861	0,0127	T03
[O III] 4363	0,396	0,316	T03	[Ar II] 6,98 μm	51,0	45,8	BP99
[O IV] 25,9 μm	322	472	BP99	[Ar III] 7751	0,0738	0,0474	G02
[Ne II] 12,8 μm	25,6	136	C00	[Ar III] 7135	0,237	0,198	T03
[Ne III] 15,6 μm	377	186	BP99	[Ar IV] 4741	0,209	0,191	T03
[Ne III] 36,0 μm	21,0	60,1	BP99	[Ar IV] 4711	0,126	0,0445	T03
[Ne III] 3967	0,276	0,338	T03	[Ar VI] 4,53 μm	29,0	60,3	C00
[Ne IV] 2423	7,95	4,96	T03	[K v] 4123	0,00382	0,00150	T03
[Ne IV] 4724	0,0208	0,0177	T03	[K v] 4163	0,00407	0,00648	T03
[Ne IV] 4725	0,0182	0,0150	T03	[K vii] 3,19 μm	0,279	0,323	C00

T03: Tsamis et al. (2003); L01: Liu et al. (2001); BP99: Beintema & Pottasch (1999); C00: Casassus et al. (2000); G02: Groves (2002).

No que concerne a estrela central, um modelo de atmosferas NLTE² foi incorporado à modelagem a fim de reproduzir o fluxo ionizante. O ajuste do espectro ótico só foi possível adotando-se uma T_{eff} extremamente alta (220000 K). Modelos de atmosferas com abundâncias solares não foram capazes de reproduzir os fluxos observados. O melhor ajuste foi obtido com um modelo de atmosferas deficiente em hidrogênio, o que implica que a estrela central dessa nebulosa é deficiente nesse elemento.

Wright et al. (2011) não discutem os resultados do modelo com inclusão de poeira

²NLTE: *non - Local Thermodynamic Equilibrium*

Tabela 1.6: Razões das linhas de diagnóstico observadas e previstas pelo modelo de Wright et al. (2011).

Razão de Linhas	Observação	Modelo	Densidade (cm^{-3})	Ref.
[C III] 1907/1909	$1,1 \pm 0,2$	0,522	16000	B82
[O II] 3729/3726	$0,449 \pm 0,05$	0,327	5000	G02
[O II] (3726+3729)/(7320+7330)	$2,78 \pm 0,08$	1,33	5750	T03
[O III] 52/88 μm	$3,20 \pm 0,12$	8,76	1380	L01
[Ne V] 24,3/14,3 μm	$0,49 \pm 0,05$	0,27	10000	BP99
[S II] 6731/6717	$1,96 \pm 0,14$	2,14	12900	T03
[Cl III] 5537/5517	$2,54 \pm 0,28$	3,25	22450	T03
[Ar IV] 4741/4711	$2,01 \pm 0,18$	4,29	14900	T03
[K V] 4163/4122	$1,07 \pm 0,14$	4,32	10000	T03
Razão de Linhas	Observação	Modelo	Temperatura (K)	Ref.
[N II] 5755/(6584+6548)	$0,0290 \pm 0,005$	0,0231	14225	T03
[O I] 5577/6300	$0,0126 \pm 0,0020$	0,0083	10000	G02
[O III] (4959+5007)/4363	$45,7 \pm 6,5$	58,3	18400	T03
[O III] 4363/5007	$0,029 \pm 0,010$	0,0229	17400	DFP73
[S II] 4068/(6731+6716)	$0,485 \pm 0,082$	0,777	10000	T03
[S III] 6312/9533	$0,049 \pm 0,14$	0,0475	18300	BP99

B82: Barral et al. (1982); G02: Groves (2002); T03: Tsamis et al. (2003); L01: Liu et al. (2001); BP99: Beintema & Pottasch (1999); DFP73: Danziger, Frogel & Persson (1973).

que são apresentados na tese de doutorado do primeiro autor. Os autores somente fazem referência a um futuro artigo descrevendo esse componente da modelagem.

1.5 Objetivo do Trabalho

O estudo de NPs é extremamente importante a fim de entender a evolução de estrelas de baixa massa e massa intermediária. Apesar desses objetos já terem sido amplamente estudados, algumas questões permanecem em aberto até os dias atuais. Um dos problemas fundamentais deste campo é a origem de NPs não-esfericamente simétricas. Os envoltórios de estrelas AGBs normalmente não apresentam desvios significativos da simetria esférica (Neri et al. 1998), de maneira que, algum processo físico (ou vários) ocorre entre as fases AGB e NP, resultando nos diferentes tipos morfológicos que são observados (por exemplo: ver figura 1.4). A fim de investigar tais processos, primeiramente é necessário caracterizar, com a maior acurácia possível, essas etapas da evolução estelar. Os modelos de fotoionização fornecem uma ferramenta para tal caracterização.

O presente trabalho apresenta a caracterização físico-química da NP bipolar NGC 2346, por meio de um modelo de fotoionização 3D, desenvolvido com o MOCASSIN. Através dessa modelagem (e utilizando como vínculo as observações de NGC 2346, principalmente no ótico) tentou-se estimar as seguintes propriedades da nebulosa:

- i)* Abundâncias totais e iônicas;
- ii)* Temperatura e densidade eletrônicas;
- iii)* Distância;
- iv)* Luminosidade da estrela central;
- v)* Temperatura efetiva da estrela central.

Muitos dos parâmetros citados acima são, também, parâmetros de entrada para a modelagem. Note que, uma vez que um modelo de fotoionização ajusta-se às observações, infere-se que os parâmetros de entrada representam corretamente o objeto em questão, e portanto suas propriedades estão bem determinadas.

Devido à complexidade deste tipo de nebulosa e sua modelagem, uma importante motivação do presente trabalho é prover o terceiro modelo detalhado - senão perfeito pelo menos aproximado - de uma NP bipolar.

O capítulo 2 apresenta uma descrição detalhada sobre o código de fotoionização 3D MOCASSIN, desde as técnicas Monte Carlo (a partir das quais o código foi desenvolvido), até os estimadores utilizados para relacionar as quantidades observadas no experimento Monte Carlo com as quantidades físicas que objetiva-se determinar. O capítulo 3 apresenta as características gerais de NGC 2346, bem como os parâmetros e as propriedades dessa nebulosa obtidos na literatura. No capítulo 4 é descrito o modelo de distribuição de densidade desenvolvido especificamente para NGC 2346 (um parâmetro chave na modelagem com o MOCASSIN). No capítulo 5 são discutidos os resultados do processo de modelagem. O capítulo 6 apresenta as conclusões deste trabalho.

Capítulo 2

O Código MOCASSIN

MOCASSIN - *MOnte CARlo SimulationS of Ionized Nebulae* - é um código de fotoionização 3D, desenvolvido para construir modelos realistas de nebulosas fotoionizadas, com geometrias e distribuições de densidade arbitrárias. Esse código baseia-se em técnicas de Monte Carlo e foi escrito utilizando a linguagem de programação FORTRAN 90. A fim de otimizar o tempo de execução, MOCASSIN utiliza bibliotecas padrões MPI - *Message Passing Interface*.

O código está livremente disponível no sítio <http://mocassin.world-traveller.org/>. Toda a descrição feita neste capítulo é baseada nas informações contidas no sítio mencionado, nos artigos Ercolano et al. (2003a), Ercolano et al. (2005), Ercolano et al. (2008) e no manual de utilização do código.

A compilação do código gera quatro *drivers*: *mocassin*, *mocassinWarm*, *mocassinOutput* e *mocassinPlot*. Aquele chamado *mocassin* é o *driver* principal, utilizado para iniciar uma nova simulação. O *mocassinWarm* é o *driver* utilizado para retomar uma simulação interrompida. O *driver* *mocassinOutput* executa as rotinas de saída utilizando os arquivos da grade. Esses são atualizados após cada iteração, para calcular quantidades importantes que podem ser comparadas com as observações. O *driver* *mocassinPlot* utiliza os arquivos da grade do subdiretório *output/* para criar mapas de emissão em 3D.

2.1 O Tratamento Monte Carlo

A base do tratamento Monte Carlo para nebulosas fotoionizadas consiste em simulações locais dos processos de ionização e recombinação. O campo de radiação é expresso em termos de pacotes de energia, $\varepsilon(\nu)$, com n fótons de frequência ν , tais que:

$$\varepsilon(\nu) = nh\nu \quad (2.1)$$

Todos os pacotes possuem energia constante ε_0 , e são seguidos até que escapem da nebulosa.

A vantagem de trabalhar com pacotes de energia ao invés de fótons é que os pacotes de energia são computacionalmente mais econômicos. Tendo os pacotes a mesma energia, aqueles emitidos no infra-vermelho, por exemplo, terão um grande número de fótons que, por consequência, não terão que ser seguidos individualmente.

A luminosidade estelar total (L_\star) é uniformemente dividida entre os pacotes de energia, de modo que a energia de cada pacote em um intervalo de tempo Δt , que representa a duração do experimento Monte Carlo, é dada por:

$$\frac{L_\star}{N} = \frac{\varepsilon_0}{\Delta t}, \quad (2.2)$$

onde N é o número de pacotes usados na simulação.

O uso de pacotes de mesma energia é a maneira de impor a conservação de energia. Quando um pacote de energia, $\varepsilon(\nu_a) = \varepsilon_0$, é absorvido, esse é imediatamente reemitido com uma frequência ν_e , que é determinada de acordo com a distribuição de frequências fixada pela emissividade do gás do elemento atual. O pacote emitido, $\varepsilon(\nu_e)$, terá, então, a mesma energia do pacote absorvido, $\varepsilon(\nu_a)$, significando que apenas o número de fótons contidos no pacote é alterado.

2.1.1 O Início da Simulação

O modelo da região gasosa é aproximado por uma grade cartesiana tridimensional, onde a fonte de ionização pode ser colocada no centro, ou em qualquer outro lugar da grade. Essa característica é muito útil quando se lida com nebulosas não esfericamente simétricas, uma vez que, ao colocar a fonte no canto da grade, pode-se considerar apenas 1/8 da nebulosa nas simulações, e somente no final reconstruí-la totalmente. Isso permite a obtenção de modelos com melhor resolução espacial.

Dentro de cada elemento da grade, todas as propriedades da nebulosa, como densidade de massa (ρ), temperatura eletrônica (T_e), densidade eletrônica (N_e), opacidade em uma dada frequência (κ_ν) e emissividade em uma dada frequência (j_ν) são constantes por definição. O equilíbrio térmico e de ionização são impostos em cada elemento da grade, a fim de obter as condições físicas locais do gás.

Os pacotes de energia são criados na posição da fonte de ionização. A frequência, ν , de cada pacote emitido é derivada do espectro (parâmetro de entrada) da fonte ionizante, de acordo com a seguinte função densidade de probabilidade:

$$\frac{F_\nu d\nu}{\int_{\nu_{min}}^{\nu_{max}} F_{\nu'} d\nu'} = \frac{F_\nu d\nu}{L_\star / (4\pi R_\star^2)}, \quad (2.3)$$

onde F_ν é o fluxo estelar e R_\star é o raio estelar. Essa equação representa a probabilidade de um pacote de energia ser emitido com uma frequência situada no intervalo $(\nu, \nu + d\nu)$. Como a fonte emite energia isotropicamente, a escolha da direção de propagação de cada pacote é feita através do sorteio de dois números aleatórios, α e β , no intervalo $[0,1]$, e do cálculo das seguintes quantidades:

$$\begin{aligned} w &= 2\alpha - 1 \\ t &= \sqrt{1 - w^2} \\ \theta &= \pi(2\beta - 1) \\ u &= t \cos\theta \end{aligned} \quad (2.4)$$

$$v = t \operatorname{sen} \theta$$

utilizadas para obter-se o vetor unitário aleatório em coordenadas cartesianas, isto é, (u, v, w) .

Antes de começar a simulação, é necessário fazer uma hipótese inicial das condições físicas nas células da grade, tais como: a estrutura de ionização; a temperatura eletrônica; e a densidade eletrônica. MOCASSIN foi construído de maneira que apenas uma hipótese inicial deva ser incluída no arquivo de entrada: a temperatura eletrônica (inicialmente constante em toda a nebulosa). A partir disso, o programa calcula uma estrutura de ionização inicial e, conseqüentemente, a densidade eletrônica.

Uma vez que as condições iniciais são especificadas, as emissividades totais dependentes da frequência são calculadas em cada elemento da grade, a fim de estabelecer as funções densidade de probabilidade para a radiação reemitida, que são utilizadas para determinar a distribuição dos pacotes de energia reemitidos durante a simulação Monte Carlo. Então, os pacotes de energia são excitados através da grade e suas trajetórias computadas.

2.1.2 A Trajetória dos Pacotes de Energia

Depois que um pacote é criado, sua trajetória deve ser computada conforme esse sofre absorções seguidas de reemissões, devido a processos ligado-livre e livre-livre. A trajetória termina quando o pacote atinge a borda da nebulosa, onde esse escapa para o infinito e contribui para o espectro emergente.

A fim de acompanhar a trajetória dos pacotes de energia e determinar a localização dos eventos de absorção, o código utiliza a aproximação de Lucy (1999), que consiste em testar se a absorção ocorre ou não, elemento por elemento. Assume-se que, dentro de cada elemento uniforme, o caminho de um pacote, entre dois eventos, seja dado por:

$$\tau_{\nu_p}(l) = -\ln(1 - U_R) \tag{2.5}$$

onde U_R é um número aleatório no intervalo $[0,1]$, $\tau_{\nu_p}(l)$ é a profundidade ótica e l é o comprimento do percurso. A equação 2.5 corresponde a um deslocamento físico (l) dado por:

$$\tau_{\nu_p}(l) = \kappa_{\nu} \rho l \quad (2.6)$$

onde κ_{ν} e ρ são o coeficiente de absorção em uma dada frequência e a densidade do elemento, respectivamente.

O método consiste, então, em verificar se o deslocamento l é suficientemente grande para carregar o pacote para fora do elemento atual. Se esse for o caso, o pacote é movido ao longo da direção do percurso, \hat{u} , até o limite do elemento adjacente, onde um novo valor de U_R é lançado, dando um novo valor de τ_{ν_p} , e qualquer movimento adicional do pacote nesse novo elemento é acompanhado. Alternativamente, se o deslocamento l não for grande o suficiente para carregar o pacote de energia até a próxima fronteira, o pacote será absorvido e depois reemitido no ponto final do deslocamento.

Finalmente, a direção do percurso dos pacotes de energia difusos (isto é, aqueles pacotes reemitidos imediatamente após um evento de absorção) precisa ser determinada. Uma vez que a absorção e reemissão são dois eventos independentes, os pacotes difusos são emitidos isotropicamente, e portanto sua direção é escolhida aleatoriamente usando o conjunto de equações 2.4.

2.1.3 A Intensidade Média

Depois que todas as trajetórias são computadas, os estimadores Monte Carlo para a intensidade média do campo de radiação (J_{ν}) podem ser obtidos. Esses estimadores fornecem os meios para relacionar as quantidades que são observadas, durante o experimento Monte Carlo, com as quantidades físicas a serem determinadas.

Segundo Lucy (1999), um estimador para J_{ν} é construído admitindo-se que a densidade de energia do campo de radiação, no intervalo de frequência ν e $\nu + d\nu$, é $4\pi J_{\nu} d\nu/c$. Um

pacote de energia contribui com $\varepsilon(\nu) = \varepsilon_o$ para o elemento de volume que o contém. Seja l o comprimento do percurso de um pacote entre eventos sucessivos, onde a travessia dos limites do elemento também é considerada um evento. A contribuição de um elemento de volume para o conteúdo de energia em um tempo médio, devido a l fragmentos de trajetória, é $\varepsilon_o \delta t / \Delta t$, onde $\delta t = l/c$. A partir desse argumento, o estimador para a densidade de energia do elemento pode ser escrito como:

$$\frac{4\pi J_\nu d\nu}{c} = \frac{\varepsilon_o}{\Delta t} \frac{1}{V} \sum_{d\nu} \frac{l}{c} \quad (2.7)$$

onde V é o volume do elemento da grade em questão e o somatório abrange todos os fragmentos de trajetória, l , em V , para pacotes com frequência situada no intervalo $(\nu, \nu + d\nu)$.

2.1.4 A Emissividade do Gás e a Difusão dos Pacotes de Energia

Como foi mencionado anteriormente, depois que um pacote de energia é absorvido, um novo pacote é reemitido no mesmo local, em uma direção aleatória. A frequência do pacote reemitido é calculada por amostragem da distribuição espectral da emissividade local total, j_ν^{tot} .

A fim de satisfazer o balanço térmico imposto pelo modelo Monte Carlo, todos os principais processos de emissão devem ser considerados, incluindo todo o contínuo nebuloso não ionizante e linhas de emissão, uma vez que esses fazem parte do balanço de energia.

A emissão contínua devido ao H I, He I, He II e íons pesados é considerada. O contínuo H I pode ser dividido no contínuo de Lyman, capaz de ionizar o H, e nos contínuos de Balmer, Paschen, etc, que não são capazes de ionizar o H. A emissividade no contínuo de Lyman é calculada diretamente da combinação das relações de Saha e Milne:

$$j_\nu = \frac{h\nu^3}{c^2} \frac{w_i}{w_{i+1}} \left(\frac{h^2}{\pi m k T_e} \right)^{3/2} a_\nu(X^i) e^{-h(\nu-\nu_0)/kT_e} X^{i+1} N_e \quad (2.8)$$

onde w_i e w_{i+1} são os pesos estatísticos dos íons envolvidos, X é a abundância do íon X^{i+1} , $a_\nu(X^i)$ é a seção de choque de fotoionização e ν_0 é a frequência de fotoionização.

A emissividade dos outros contínuos é obtida por interpolação de dados da literatura (Ferland 1980). Uma aproximação similar é usada para os contínuos He I e He II. A emissividade do contínuo dos elementos pesados também é calculada utilizando a equação 2.8.

As linhas de recombinação são calculadas como função da temperatura de acordo com os dados de Storey & Hummer (1995) para H I e He II, e de acordo com os dados de Benjamin, Skillman & Smits (1999) para He I.

A distribuição de energia é derivada da emissividade total, e abrange todas as contribuições em um intervalo de frequência particular. Uma vez que as emissividades das linhas e do contínuo foram calculadas, a probabilidade do evento de absorção ser seguido pela emissão de um pacote não-ionizante é dada por:

$$P_{esc} = \frac{\sum_i j_{X^i}^l + \int_0^{\nu_H} j_\nu^c d\nu}{\sum_i j_{X^i}^l + \sum j_{HeI}^l + \sum j_{HeII}^l + \int_0^{\nu_{max}} j_\nu^c d\nu} \quad (2.9)$$

onde ν_{max} é o limite superior de frequência da grade, $j_{X^i}^l$ são as emissividades das linhas de recombinação não-ionizantes de todas as espécies consideradas, j_ν^c é a emissividade do contínuo em uma dada frequência, j_{HeI}^l e j_{HeII}^l são as contribuições devido às linhas de recombinação He I e He II, que são capazes de ionizar o hidrogênio neutro e o hélio neutro. A escolha entre a reemissão de um fóton ionizante e não-ionizante é feita nessa etapa do cálculo.

Se um pacote de energia ionizante é reemitido, então a nova frequência será calculada de acordo com a função densidade de probabilidade cumulativa normalizada para a radiação ionizante, dada por:

$$p_\nu = \frac{\int_{\nu_H}^{\nu} j_{\nu'}^c d\nu' + \sum j_{HeI}^l + \sum j_{HeII}^l}{\int_{\nu_H}^{\nu_{max}} j_{\nu'}^c d\nu' + \sum j_{HeI}^l + \sum j_{HeII}^l} \quad (2.10)$$

Se um pacote de energia não ionizante é reemitido, sua frequência deve ser determinada a partir da função densidade de probabilidade para a energia radiativa não ionizante, que é análoga a equação 2.10.

2.1.5 O Processo Iterativo

A fração de ionização, a temperatura e a densidade eletrônicas são atualizadas para que sejam coerentes com a nova estimativa do campo de radiação em cada célula. Isso significa resolver as equações de balanço de ionização local e de equilíbrio térmico. Todo o procedimento é então repetido, até que a convergência seja alcançada. O critério de convergência utilizado nesta versão do MOCASSIN (2.02.70) baseia-se na variação de hidrogênio neutro entre células consecutivas, para simulação contendo apenas gás ou gás e poeira; e na variação da temperatura da poeira em simulações contendo apenas poeira.

2.2 A Inclusão da Poeira

A presença de grãos de poeira em plasmas ionizados pode afetar de maneira significativa o transporte radiativo, e influenciar as condições físicas do gás, conforme os grãos competem com o gás pela absorção dos fótons UV do contínuo. Assim, pelo menos em princípio, nas versões do MOCASSIN posteriores a 2.0 podemos optar por resolver o transporte radiativo com poeira e gás simultaneamente (Ercolano et al. 2005).

Grãos de poeira misturados com o gás na região ionizada fornecem uma fonte extra de opacidade. Como foi descrito anteriormente, o caminho aleatório dos pacotes de energia através da nebulosa é caracterizado por eventos de absorção e reemissão, devido aos átomos e íons no gás. Agora também devemos levar em consideração os eventos de absorção, reemissão e espalhamento devido aos grãos de poeira.

As localizações das interações são calculadas utilizando o mesmo método do caso da simulação apenas com o gás, tendo como diferença apenas a equação (2.6), a qual agora é definida da seguinte maneira:

$$\tau_{\nu_p}(l) = (\kappa_{\nu}^{gas} + \kappa_{\nu}^{ext})l \quad (2.11)$$

onde τ_{ν_p} é a profundidade ótica total na frequência ν_p , κ_{ν}^{gas} é a opacidade local do gás na frequência ν_p e $\kappa_{\nu}^{ext} = \kappa_{\nu}^{sca} + \kappa_{\nu}^{abs}$ é a opacidade na frequência ν_p devido aos eventos de espalhamento e absorção pelos grãos de poeira.

O método descrito anteriormente para acompanhar a trajetória do pacote de energia, apenas mostra se esse interagirá em uma dada localização ou se continuará até o próximo elemento da grade. A natureza da interação é, contudo, desconhecida. A probabilidade de um pacote de frequência ν_p sofrer um evento de espalhamento, $P_{sca}(\nu_p)$, é dada pela razão entre o espalhamento e a opacidade total:

$$P_{sca}(\nu_p) = \frac{\kappa_{\nu}^{sca}}{\kappa_{\nu}^{gas} + \kappa_{\nu}^{ext}} \quad (2.12)$$

Se o pacote é absorvido, então o processo continua da mesma forma como no caso apenas com o gás.

A conservação de energia é estabelecida assegurando-se que os pacotes que são absorvidos pelos grãos de poeira sejam reemitidos em uma nova direção, imediatamente após o evento de absorção. Assim como no modelo contendo somente o gás, a frequência do pacote reemitido é determinada de acordo com as emissividades dos gás + poeira locais, sendo a distribuição de frequências dos pacotes reemitidos determinada a partir da função densidade de probabilidade cumulativa normalizada.

Um grão de tamanho a e espécie s contribuirá para a emissão do contínuo local, na frequência ν , com:

$$j_{a,s}^{dust}(\nu) = 4\pi a^2 Q_{a,s}^{abs}(\nu) B_{\nu}(T_{a,s}) \quad (2.13)$$

onde $Q_{a,s}^{abs}(\nu)$ é a eficiência de absorção do grão na frequência ν e $B_{\nu}(T_{a,s})$ é a função de Planck na temperatura do grão.

Assim, temos que a emissão total de um elemento de volume na frequência ν é dada por:

$$\eta(\nu) = j^{gas}(\nu) N_{gas} + \sum_s \int_a j_{a,s}^{dust}(\nu) n_{a,s} da \quad (2.14)$$

onde N_{gas} é a densidade numérica do gás e $n_{a,s}$ é a densidade numérica de grãos da espécie s e tamanho a , enquanto que o somatório inclui todas as espécies de grãos consideradas e a integral abrange todos os tamanhos de grãos.

A função densidade de probabilidade cumulativa normalizada, p_ν , é então calculada da seguinte forma:

$$p_\nu = \frac{\int_{\nu_{min}}^{\nu} \eta(\nu') d\nu'}{\int_{\nu_{min}}^{\nu_{max}} \eta(\nu') d\nu'} \quad (2.15)$$

onde a integral no denominador aplica-se a toda a faixa do espectro considerada e definida entre ν_{min} e ν_{max} .

Um pacote submetido a um evento de espalhamento será simplesmente redirecionado, com sua frequência mantendo-se inalterada. O espalhamento é isotrópico, e as novas direções são determinadas de acordo com o conjunto de equações (2.4). Os pacotes são transportados através da grade até que nenhuma interação com o gás ou com a poeira seja possível.

2.2.1 Poeira e suas Opacidades

MOCASSIN utiliza a teoria de espalhamento padrão de Mie, que descreve o espalhamento da radiação eletromagnética por uma esfera para estimar a eficiência da absorção efetiva ($Q_{abs}(a, \lambda)$) e do espalhamento ($Q_{sca}(a, \lambda)$), para grãos de raio a no comprimento de onda λ .

A biblioteca de constantes óticas distribuída com o código fonte inclui as espécies de poeira mais usadas na astronomia, tais como silicatos frios e amenos, silicatos astronômicos, grafite, carbono amorfo, α SiC e outras dezessete espécies.

Com exceção dos silicatos, grafite e SiC, os dados fornecidos não se estendem até o ultravioleta distante. Nas energias ionizantes, tais dados devem ser acrescentados a fim de permitir a absorção da luz estelar, que é o principal processo de aquecimento para os grãos, que por sua vez, devem fornecer uma fonte significativa de opacidade.

2.2.2 A Química e o Tamanho dos Grãos

Grãos de espécies e tamanhos diferentes são tratados separadamente, com as temperaturas dos grãos sendo determinadas para todas as espécies, de cada tamanho. Não há limite para o tamanho dos grãos que podem ser incluídos no modelo. Quaisquer tipo de distribuição de tamanho dos grãos e mistura química podem ser manipulados pelo código. Além disso, não é necessário definir uma distribuição homogênea através da grade, pois diferentes misturas químicas e/ou distribuições dos tamanhos dos grãos podem ser especificados em diferentes localizações.

2.2.3 Determinação das Temperaturas de Poeira

As temperaturas locais dos grãos, para cada espécie e tamanho, são determinadas pela equação de equilíbrio radiativo entre todos os canais de resfriamento e aquecimento. Os grãos são resfriados principalmente pela emissão térmica, e são aquecidos pela absorção de fótons UV do campo de radiação, bem como por fótons de linhas ressonantes.

Em cada posição da grade é estimada a fração de fótons, dependente da posição (f_e), que escapa em uma dada linha ressonante; e sendo G_L a taxa de produção de energia na linha L , então, para quaisquer espécies de grãos, a contribuição da linha L para o aquecimento de um grão de raio a é dada por:

$$H_L = G_L(1 - f_e)Q_{abs}(a\lambda_L)/\kappa_d(\lambda_L) \quad (2.16)$$

onde λ_L é o comprimento de onda central da linha ressonante e $\kappa_d(\lambda_L)$ é a opacidade média da poeira daquelas espécies, a qual determina a intensidade da linha.

A equação de equilíbrio radiativo pode ser escrita como:

$$\int_{\nu_{min}}^{\nu_{max}} B_\lambda(T)Q_{abs}(a, \lambda)d\lambda = \int_{\nu_{min}}^{\nu_{max}} J_\lambda(T)Q_{abs}(a, \lambda)d\lambda + \sum_L H_L \quad (2.17)$$

onde $B_\lambda(T)$ é a função de Planck usual estimada na temperatura do grão e integrada sobre toda a faixa de frequência, delimitada por ν_{min} e ν_{max} , e o somatório engloba todas as linhas ressonantes incluídas no modelo.

Na presença de grãos de poeira, linhas de emissão ressonantes, como por exemplo, H I Ly α , C IV λ 1549, N V λ 1240, C II λ 1336, Si IV λ 1397, Mg II λ 2800, entre outras, podem sofrer vários eventos de espalhamento ressonante. Isso resulta em trajetórias aleatórias (antes dos pacotes de energia atingirem a borda da nebulosa e escaparem) muito maiores e conseqüentemente, com maiores probabilidades de absorção por poeira. As intensidades das linhas ressonantes emergentes serão, portanto, atenuadas pela absorção da poeira, com a fração absorvida contribuindo para o aquecimento dos grãos.

O código MOCASSIN trata esse processo obtendo a fração de fótons da linha ressonante que consegue escapar, f_e , em cada local da grade, para cada linha ressonante. Essa quantidade pode ser usada na equação (2.13) para estimar a contribuição de uma dada linha ressonante para o aquecimento da poeira. A contribuição desse local da grade para a luminosidade nebular atenuada pela poeira, nessa linha ressonante, pode então ser obtida multiplicando-se esse fator pelo valor calculado utilizando a solução formal ou o método Monte Carlo completo, como descrito para o caso em que somente o gás está presente.

Processos microfísicos adicionais ocorrem quando interações entre gás e poeira são consideradas. A emissão fotoelétrica da superfície dos grãos de poeira pode fornecer um canal de aquecimento adicional para o gás fotoionizado. Além disso, há troca de energia entre o gás e os grãos, através de colisões, o que resfriará o gás e aquecerá os grãos, uma vez que os últimos possuem temperaturas menores. Esses processos são tratados pelo MOCASSIN utilizando a aproximação do potencial médio dos grãos, descrita por Baldwin et al. (1991), que baseia-se no balanço minucioso entre as taxas de ganho e perda de carga dos grãos.

2.2.4 Distribuição Espectral de Energia Emergente

A distribuição espectral de energia emergente é obtida coletando-se todos os pacotes de energia, assim que esses atingem a borda da grade e escapam. A informação sobre frequên-

cia e direção de cada pacote é guardada, de modo que essa possa ser utilizada mais tarde para efeitos de orientação, que frequentemente são de vital importância para modelos não esfericamente simétricos. Os pacotes de energia do contínuo emergente automaticamente fornecem a forma espectral correta para as distribuições química e de tamanhos escolhidas no modelo.

2.3 Parâmetros de Entrada

O principal arquivo de entrada do MOCASSIN é o “*input.in*”, onde são especificadas as características que definem a simulação. Esse arquivo encontra-se no subdiretório *input/*, junto com todos os arquivos externos que são chamados nesse arquivo principal, como, por exemplo, a distribuição de densidade e as abundâncias totais iniciais.

Existe uma série de palavras-chave que podem ser incluídas no arquivo *input.in* para ativar determinadas funções dentro do MOCASSIN. A figura 2.1 apresenta os parâmetros de um dos exemplos mais básicos de modelo: uma nebulosa esfericamente simétrica. A tabela 2.1 descreve a função de cada palavra-chave do exemplo. Existem outras funções que podem ser ativadas dependendo da complexidade do modelo. Todas as funções disponíveis no MOCASSIN estão especificadas no manual *online* do código.

```

autoPackets 0.20 2. 10000000
TStellar 75000.
output
symmetricXYZ
Hdensity 500.
TeStart 10000.
contShape blackbody
nebComposition "input/abunPN75.in"
maxIterateMC 20 99.
nPhotons 1000000
nx 13
ny 13
nz 13
nbins 700
LPhot 3.85E+11
nuMax 24.
nuMin 1.001e-5
Rin 1.5e17
Rout 7.5e17
edges 7.2e17 7.2e17 7.2e17
convLimit 0.09

```

Figura 2.1: Exemplo de arquivo *input.in*.

Em resumo, os parâmetros de entrada de uma simulação contendo apenas gás são: a distribuição de densidade do gás; sua composição química; forma, intensidade e temperatura efetiva da fonte de ionização. Nas simulações que também incluem poeira, deve-se

Tabela 2.1: Definição das funções inclusas no arquivo *input.in* da figura 2.1.

Palavra-Chave	Função
autoPackets	O número de pacotes aumentará por um fator 2 sempre que o nível de convergência aumentar de uma interação para outra menos do que 20%, se o número de pacotes de energia for inferior a 10^7
TStellar	T_{eff} da fonte de ionização
output	Quando essa palavra-chave é inclusa no <i>input.in</i> , todos os arquivos de saída serão registrados ao final de cada interação. Caso contrário, esses arquivos podem ser obtidos com o <i>driver</i> mocassinOutput
symmetricXYZ	Ativa a simetria axial nas direções x, y e z
Hdensity	Especifica uma densidade de hidrogênio (por número) constante, em toda a região nebulosa
TeStart	Suposição inicial acerca da temperatura eletrônica da nebulosa
contShape	Forma do contínuo ionizante. Pode ser definido como um corpo negro, um espectro de potência ou uma distribuição de energia espectral
nebComposition	Composição química da nebulosa
maxIterateMC	Especifica o número máximo de iterações (20 no exemplo anterior), e o nível mínimo de convergência a ser atingido (99%). A simulação termina quando um dos dois critérios é satisfeito
nPhotons	Número de pacotes de energia utilizado na simulação
nx, ny, nz	Número de células em x, y, e z
nbins	Número total de pontos utilizados na rede de frequências
LPhot	Número total de fótons capazes de ionizar o hidrogênio por unidade de tempo
nuMax	Limite superior da rede de frequências
nuMin	Limite inferior da rede de frequências
Rin	Raio interno da região ionizada
Rout	Raio externo da região ionizada
edges	Especifica os limites da grade. Utilizado apenas com grades automáticas criadas pelo MOCASSIN, ou seja, quando uma distribuição de densidade externa não é especificada.
convLimit	Limite de convergência para a variação de um dado parâmetro em cada célula, entre duas iterações.

especificar a distribuição de tamanhos e a composição química dos grãos, bem como a distribuição desses grãos dentro da grade. Este último parâmetro pode ser incluso na simulação considerando-se a poeira uma fração da densidade numérica do gás de cada célula, ou através da inclusão de uma segunda grade contendo a distribuição de densidade da poeira.

2.4 Parâmetros de Saída

O MOCASSIN produz diversos arquivos de saída que permitem a comparação do modelo obtido com as observações da nebulosa modelada. Esses arquivos ficam armazenados no subdiretório *output/*.

O arquivo “*ionratio.out*” contém as frações iônicas médias dos elementos. O arquivo “*lineFlux.out*” contém as intensidades integradas das linhas de emissão calculadas pelo MOCASSIN, dadas com relação à $H\beta$, que é a unidade absoluta. O arquivo “*temperature.out*” contém as temperaturas eletrônicas médias ponderadas pelas espécies iônicas dos elementos presentes. O arquivo “*tauNu.out*” contém a profundidade ótica, dependente da frequência, para a qual se considera todas as fontes de opacidade.

Os arquivos “*grid0.out*”, “*grid1.out*”, “*grid2.out*” e “*grid3.out*” são escritos depois de cada iteração e possuem informações sobre a distribuição de densidade e os parâmetros que foram descritos acima para cada elemento da grade. Caso a simulação inclua poeira, o MOCASSIN também produz o arquivo “*dustGrid.out*”, que contém a densidade numérica de poeira de cada elemento, seguida pela temperatura de grão para cada tamanho de grão de cada espécie. Os parâmetros de entrada da(s) fonte(s) de ionização são escritos em um arquivo de saída chamado “*photoSource.out*”.

O arquivo “*plot.out*” contém as luminosidades de cada elemento da grade individual nas linhas de emissão exigidas. Esse arquivo é escrito em um formato facilmente adaptável para visualização em softwares como *IDL* e *PDL*. Por último, o arquivo “*grid4.out*” contém o volume de cada elemento da grade.

2.5 *Benchmark*s

Simulações numéricas em geral são muito complexas devido a uma série de fatores. As aproximações numéricas e a complexidade dos cálculos envolvidos introduzem um grau de incerteza nos resultados. Desta forma, é de vital importância que códigos desse tipo possuam modelos de comparação.

O MOCASSIN é disponibilizado com alguns *benchmarks*, os quais são utilizados para testar se o código está instalado adequadamente. São quatro modelos contendo apenas gás: duas regiões H II (HII40 e HII20) e duas NPs (PN150 e PN75). Os parâmetros de entradas dessas modelagens são apresentados na tabela 2.2.

Tabela 2.2: Parâmetros de entrada dos *benchmarks* contendo apenas gás

Parâmetro	HII40	HII20	PN150	PN75
$L(\text{Corpo Negro})/10^{37}$ (erg s ⁻¹)	308,2	600,5	3607	1913
$T_{eff}(\text{Corpo Negro})/10^3$ (K)	40	20	150	75
$R_{in}/10^{17}$ (cm)	30	30	1	1,5
$R_{out}/10^{17}$ (cm)	146	95	4,07	7,5
n_H (cm ⁻³)	100	100	3000	500
He/H	0,1	0,1	0,1	0,1
C/H × 10 ⁵	22	22	30	20
N/H × 10 ⁵	4	4	10	6
O/H × 10 ⁵	33	33	60	30
Ne/H × 10 ⁵	5	5	15	6
Mg/H × 10 ⁵	-	-	3	1
Si/H × 10 ⁵	-	-	3	1
S/H × 10 ⁵	0,9	0,9	1,5	1

L : luminosidade; T_{eff} : temperatura efetiva; R_{in} : raio interno da região modelada; R_{out} : raio externo da região modelada; n_H : densidade de hidrogênio (por número); X/H: abundância do elemento X por número com relação ao H.

A tabela 2.3 compara as intensidades das principais linhas encontradas em gases fotoionizados dos *benchmarks* (*Bench.*) com as obtidas com a versão do MOCASSIN utilizada na modelagem de NGC 2346 (N.I.), para os *benchmarks* que contêm apenas gás.

O código MOCASSIN também possui sete *benchmarks* de poeira, três modelos 1D e quatro 2D. No caso 2D os modelos consistem em uma fonte pontual circundada por um disco de poeira que possui uma cavidade no centro. A poeira é composta por grãos esféricos de silicato de raio 0,12 μm com densidade de 3,6 g cm⁻³. As diferenças entre os modelos são as profundidades óticas em $\lambda = 550$ nm: $\tau_V = 0,1, 1, 10$ e 100. Os parâmetros de entrada dos modelos 2D contendo apenas poeira estão na tabela 2.4.

A seguir são apresentadas as distribuições espectrais de energia dos quatro modelos obtidos com a nossa instalação do MOCASSIN (figura 2.2) e as publicadas por Ercolano et al.

Tabela 2.3: Intensidades das principais linhas encontradas em gases fotoionizados dos *benchmark*s que contêm apenas gás.

Linha	HII40		HII20		PN150		PN75	
	<i>Bench.</i>	N.I.	<i>Bench.</i>	N.I.	<i>Bench.</i>	N.I.	<i>Bench.</i>	N.I.
$H_{\beta}/10^{37} \text{ erg s}^{-1}$	1,91	1,90	4,65	4,64	0,26	0,26	5,50	5,53
H_{β} 4861	100,00	100,00	100,00	100,00	100,00	100,00	100,00	100,00
He I 5876	11,89	11,92	0,75	0,74	11,17	11,10	13,24	13,76
He II 4686	0,02	0,02	2,10(-10)	2,11(-10)	33,52	33,71	9,22	4,86
[N II] 5755	0,74	0,76	0,40	0,43	2,14	2,33	0,12	0,13
[N II] 6548	22,80	23,06	26,30	27,73	37,95	39,28	2,66	2,76
[N II] 6584	69,64	70,41	80,33	84,68	115,91	119,96	8,11	8,41
[O II] 3726	111,98	115,33	64,09	69,68	161,55	174,51	15,19	15,84
[O II] 3729	145,93	150,27	83,07	90,35	80,11	86,55	13,65	14,24
[O III] 4363	0,44	0,48	1,66(-4)	2,02(-4)	18,58	19,49	7,12	6,91
[O III] 4959	60,66	63,38	4,16(-2)	4,51(-2)	607,50	624,08	320,98	320,82
[O III] 5007	181,00	189,12	0,12	0,13	1812,77	1862,25	957,81	957,32
[Ne III] 3869	5,66	5,96	1,13(-3)	9,23(-4)	191,38	198,39	65,95	64,14
[Ne III] 3968	1,71	1,80	3,41(-4)	2,78(-4)	57,66	59,77	19,87	19,32
[S II] 6717	12,90	12,35	40,53	42,00	19,47	19,43	0,95	0,98
[S II] 6731	9,68	9,28	30,17	31,27	28,73	28,83	0,91	0,94
[S III] 6312	1,32	1,36	0,31	0,34	3,93	4,12	1,50	1,52

Bench.: *benchmark*; N.I.: Nossa instalação

Tabela 2.4: Parâmetros de entrada dos *benchmark*s contendo apenas poeira (2D)

τ_V	R_{in} [AU]	R_{out} [AU]	z_d [AU]	L [L_{\odot}]	T_{eff} [K]	a_0 [μm]
0,1	1	1000	125	1,02	5800	0,12
1,0	1	1000	125	1,02	5800	0,12
10,0	1	1000	125	1,02	5800	0,12
100,0	1	1000	125	1,02	5800	0,12

τ_V : profundidade ótica em $\lambda = 550 \text{ nm}$; R_{in} : raio interno;
 R_{out} : raio externo; z_d : espessura do disco; L : luminosidade;
 T_{eff} : temperatura efetiva; a_0 : raio dos grãos.

(2005) para os *benchmark*s (figura 2.3). Como pode ser observado, os resultados obtidos com a nossa versão do MOCASSIN estão em ótimo acordo com os *benchmark*s para o caso de modelos contendo apenas gás. Entretanto, observa-se algumas discrepâncias entre os resultados obtidos para modelos contendo apenas poeira e seus *benchmark*s, sobretudo nos modelos com $\tau_V = 0,1$ (em preto nas figuras 2.2 e 2.3), as quais não sabemos precisar as causas.

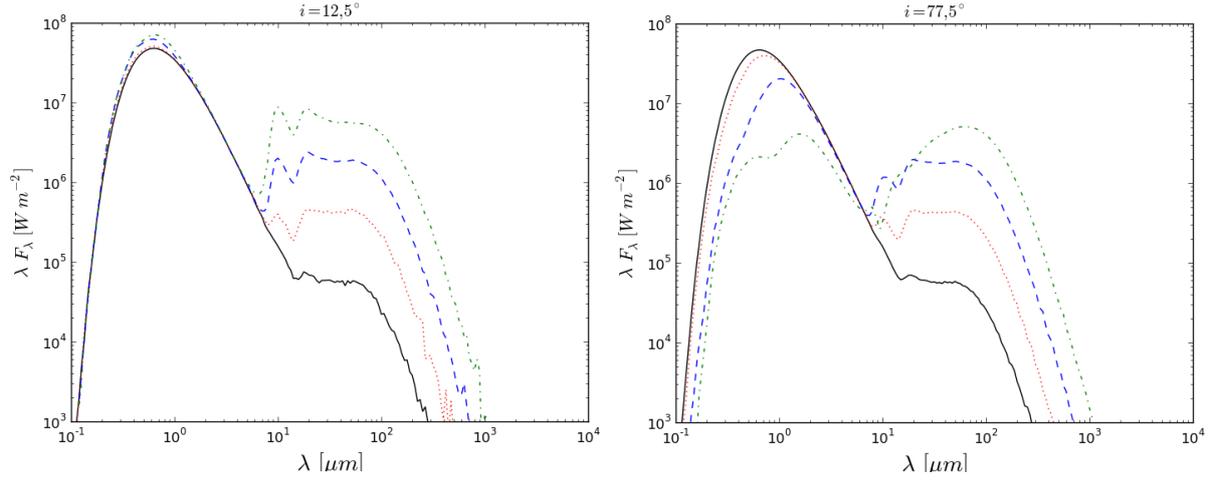


Figura 2.2: Distribuições da energia espectral dos modelos de poeira 2D obtidos com a nossa instalação do MOCASSIN para duas inclinações do disco: $i = 12,5^\circ$ (esquerda) e $i = 77^\circ$ (direita). As curvas representam diferentes profundidades óticas: $\tau_V = 0,1$ (preto); $\tau_V = 1$ (vermelho); $\tau_V = 10$ (azul); e $\tau_V = 100$ (verde).

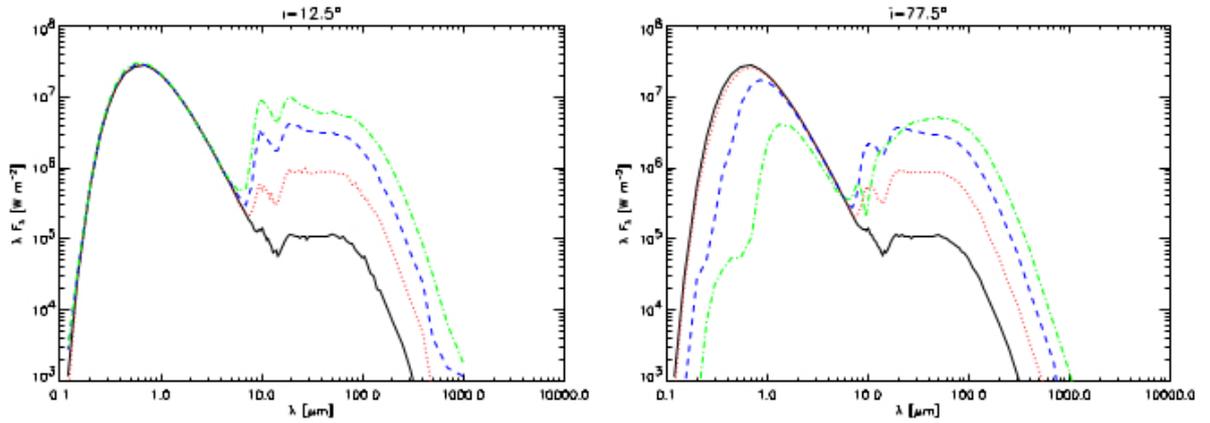


Figura 2.3: Distribuições da energia espectral dos *benchmarks* de poeira 2D (Ercolano et al. 2005) para duas inclinações do disco: $i = 12,5^\circ$ (esquerda) e $i = 77^\circ$ (direita). As curvas representam diferentes profundidades óticas: $\tau_V = 0,1$ (preto); $\tau_V = 1$ (vermelho); $\tau_V = 10$ (azul); e $\tau_V = 100$ (verde).

Capítulo 3

A Nebulosa Planetária NGC 2346

Este capítulo apresenta as características observacionais, em particular as propriedades relevantes para nosso estudo, da NP NGC 2346 (figura 3.1). A escolha da nebulosa para a qual o modelo seria desenvolvido foi baseada primeiramente em morfologia. Uma vez que existem apenas dois modelos 3D para NPs bipolares, NGC 6302 (Wright et al. 2011) e Menzel 1 (Monteiro et al. 2004b), uma NP dessa classe morfológica foi escolhida para a modelagem. Realizou-se, então, uma pesquisa bibliográfica sobre NPs bipolares, na qual NGC 2346 apresentou as melhores condições para desenvolvimento do presente trabalho, pois além de possuir vários parâmetros disponíveis na literatura, não se observa muitas microestruturas complexas nesta nebulosa, as quais, por ventura, poderiam dificultar o processo de modelagem.

3.1 Características Gerais

A NP NGC 2346 (PNG 251.6+03.6; $\alpha = 7^h 06^m 49^s, 7$; $\delta = 00^\circ 43' 29''$; ep=J2000) foi classificada morforlogicamente por Balick (1987) como *butterfly* (borboleta), com dois lóbulos bipolares abertos e um *torus* equatorial brilhante. A classificação descrita por esse autor corresponde atualmente à morfologia que outros autores definem como bipolar (Stanghellini et al. 1993). A análise de imagens profundas em $H\alpha + [N II]$ mostrou que, na verdade, os lóbulos bipolares de NGC 2346 são fechados (Walsh et al. 1991).

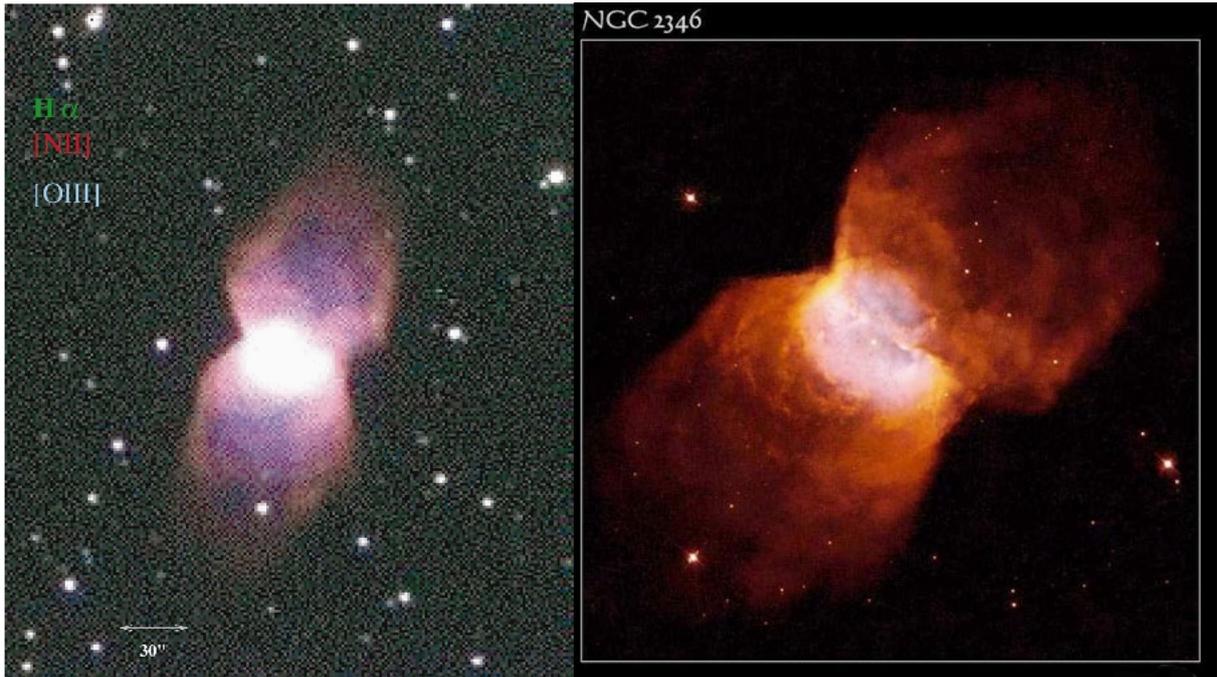


Figura 3.1: Imagens de NGC 2346. À esquerda uma composição de Arias et al. (2001) em [N II] $\lambda 6583$ (vermelho), $H\alpha$ (verde) e [O III] $\lambda 5007$ (azul). À direita uma imagem do *HST* - *Hubble Space Telescope* - retirada do catálogo *PNIC* - *Planetary Nebulae Image Catalogue*.

Walsh (1983) argumenta que o espectro ótico de NGC 2346 apresenta muitas similaridades com aqueles de nebulosas de alta excitação, como por exemplo a emissão moderadamente forte em He II $\lambda 4686$.

A classe de excitação (E) de uma NP é uma classificação que estabelece uma estimativa da T_{eff} de sua estrela central. A presença ou ausência de certas linhas de emissão fornece um palpite inicial da excitação, como a linha de He II $\lambda 4686$, cujo potencial de ionização (54,4 eV) é alto, e portanto indica alta T_{eff} e alta excitação (Reid & Parker 2010). O método mais utilizado para determinar a classe de excitação foi desenvolvido por Aller (1956). A análise baseia-se na razão entre as intensidades das linhas de [O III] ($\lambda 5007 + \lambda 4959$) e He II $\lambda 4686$ para nebulosas de média e baixa excitação, e na razão entre as intensidades das linhas de [O III] ($\lambda 5007 + \lambda 4959$) e $H\beta$ para nebulosas de baixa excitação, nas quais He II não é observado. A tabela 3.1 apresenta o intervalo destas razões para cada classe de excitação.

Reid & Parker (2010) desenvolveram um novo método para determinar a classe de excitação de NPs, a partir da utilização de ambas as razões He II $\lambda 4686/H\beta$ e O III($\lambda 5007 + \lambda 4959$)/He II $\lambda 4686$, para NPs de excitação média e alta.

Tabela 3.1: Valores das razões de linhas para cada classe de excitação (E) de acordo com o método de Aller (1956). As NPs são classificadas como de baixa ($E = 1-4$), média ($E = 4-8$) e alta ($E = 9-12^+$) excitação.

Baixa		Média		Alta	
E	$I_{\lambda 5007+\lambda 4959}/I_{H\beta}$	E	$\log(I_{\lambda 5007+\lambda 4959}/I_{\lambda 4686})$	E	$\log(I_{\lambda 5007+\lambda 4959}/I_{\lambda 4686})$
1	0-5	4	2.6	9	1.7
2	5-10	5	2.5	10	1.5
3	10-15	6	2.3	11	1.2
4	>15	7	2.1	12	0.9
		8	1.9	12+	0.6

Tabela adaptada de Reid & Parker (2010).

As relações de Reid & Parker (2010) para NPs de média e alta excitação são:

$$E = 5,54 \left[\frac{I_{\lambda 4686}}{I_{H\beta}} + \log_{10} \left(\frac{I_{\lambda 5007+\lambda 4959}}{I_{H\beta}} \right) \right] \quad (3.1)$$

enquanto que para NPs de baixa excitação a estimativa é dada por:

$$E = 0,45 \left(\frac{I_{\lambda 5007}}{I_{H\beta}} \right) \quad (3.2)$$

Dessa forma, se $E = 0 - 4$, a NP é classificada como de baixa excitação; se $E = 4 - 8$ de média excitação; e se $E = 8 - 12^+$ de alta excitação.

Dadas as intensidades das linhas de Sabbadin (1976) e Kaler et al. (1976), por ambos os métodos, NGC 2346 é classificada como uma nebulosa de alta excitação. Utilizando-se as intensidades das linhas de Henry et. al. (2010), NGC 2346 é classificada como uma nebulosa de média a alta excitação por ambos os métodos ($E \sim 8.3$ pelo método de Reid & Parker 2010 e $8 < E < 9$ segundo o esquema de Aller 1956).

Peimbert (1978) dividiu as NPs em quatro grupos, de acordo com suas composições químicas. Nessa divisão, nebulosas ricas em hélio e nitrogênio foram denominadas de Tipo I. Peimbert & Torres-Peimbert (1983) notaram que uma grande fração de NPs Tipo I apresenta morfologia bipolar. NGC 2346 é classificada, no que tange às propriedades químicas, como uma NP de Tipo I, apesar da razão N/O $\sim 0,43$ desta NP não satisfazer o critério estabelecido por Peimbert & Torres-Peimbert (1983): N/O $> 0,5$. Calvet & Peimbert

(1983) exploraram a relação entre a morfologia, a massa da estrela progenitora e a composição química das NPs, e estabeleceram outros critérios para a classificação de NPs Tipo I, os quais são satisfeitos por NGC 2346. Esses critérios são: *i*) estruturas filamentosas; *ii*) estrela central muito quente; *iii*) linhas de emissão de graus de ionização muito baixos e muito altos; e *iv*) morfologia bipolar.

Kingsburgh & Barlow (1994) propõem um critério único para separar as nebulosas Tipo I das demais NPs. Os autores definem as NPs Tipo I como aquelas que passaram pela fase de conversão do carbono primário em nitrogênio, não no núcleo, mas em camadas externas. Note que o carbono primário é retirado do núcleo por movimentos convectivos. Uma NP deveria ter a mesma abundância de N que a estrela de sequência principal¹ que a originou. Assim, qualquer NP que apresente uma abundância de N maior que a abundância de C + N de uma região HII de sua galáxia deve ter passado pelo processo de queima do carbono primário descrito acima.

Corradi & Schwarz (1995) analisaram as propriedades físicas e morfológicas de 43 NPs bipolares, a partir de imagens de alta qualidade no ótico, e puderam inferir as seguintes características a esses objetos:

- i*) Distância média do plano da Galáxia de ~ 130 pc;
- ii*) Menores desvios com relação à rotação circular da Galáxia do que NPs de outros tipos morfológicos;
- iii*) Maiores T_{eff} dentre as NPs;
- iv*) Superabundância de hélio, nitrogênio e neônio, com respeito às demais NPs;
- v*) Velocidades de expansão da ordem de uma magnitude maiores do que em NPs de outros tipos morfológicos;
- vi*) Dimensões gigantescas.

O gás nebuloso de NGC 2346 possui uma velocidade de expansão de 12 km s^{-1} , o que

¹ Assume-se que as estrelas de sequência principal possuem a mesma abundância C + N das regiões HII das galáxias as quais pertencem.

resulta em uma idade dinâmica de 3500 - 4700 anos (Walsh et al. 1991; Arias et al. 2001). As dimensões da nebulosa, estimadas por esses últimos dois autores através da análise de imagens em $H\alpha + [N II]$, são $3,1 \times 0,75 \text{ arcsec}^2$.

Arias et al. (2001) construíram modelos cinemáticos do gás de NGC 2346 através de imagens de alta resolução. Esses autores encontram um bom ajuste considerando a densidade nebulosa $\propto r^{-2}$ e a velocidade de expansão do gás $\propto r$.

Gruendl et al. (2006) observaram NGC 2346 com o telescópio *XMM - Newton* (*X-ray Multi-Mirror Mission*) na banda 0,25 - 1,50 eV e não detectaram emissão em raio-X. Esses autores estimaram que o limite superior para a taxa de contagem nessa banda seja $4,50 \times 10^{-3}$ contagens s^{-1} . A figura 3.2 compara a imagem desses autores com uma imagem em $[N II]$ do HST, onde se percebe que realmente não há emissão significativa em raio-X associada tanto à nebulosa quanto à estrela central.

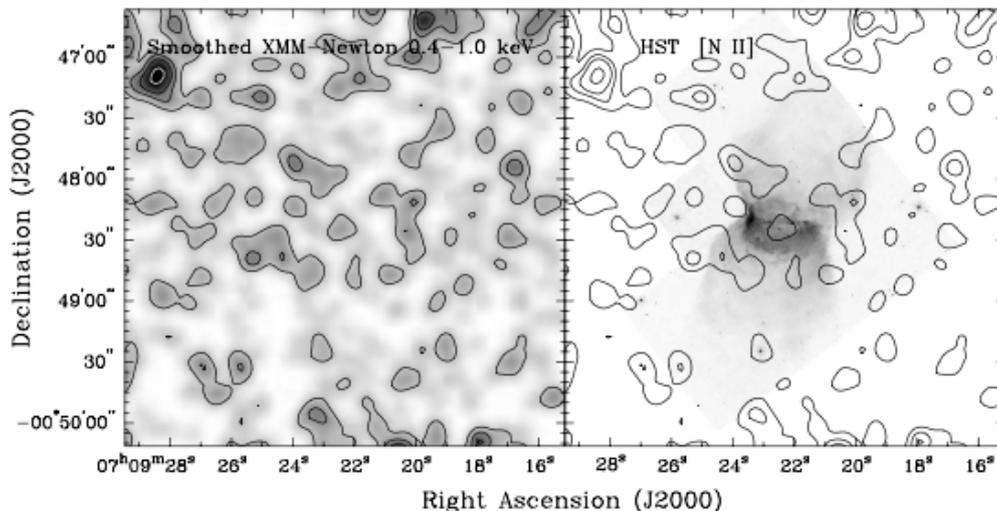


Figura 3.2: À esquerda: imagem obtida com o telescópio *XMM-Newton* na banda 0,25-1,50 eV suavizada com um perfil gaussiano. À direita: imagem do *HST* em $[NII]$. Os contornos em raio-X, sobrepostos às imagens, correspondem a 1, 3, 5 e 9 σ sobre o fundo. Figura de Gruendl et al. (2006).

Os parâmetros de NGC 2346 compilados da literatura variam amplamente. Assim como para grande maioria das NPs da Galáxia, as incertezas na distância dessa nebulosa são muito altas, uma vez que, esse parâmetro em geral é determinado através de métodos estatísticos. Para NGC 2346 há estimativas de distância de 500 pc (Walsh 1983) até 1735 pc (Peterson 2000). Conseqüentemente, encontra-se uma extensa faixa de possibili-

dades para a luminosidade de sua estrela central, de $17 L_{\odot}$ (Méndez 1978) até $6839 L_{\odot}$ (Stanghellini et al. 2002). A T_{eff} da fonte de ionização também é outro parâmetro com grande variação, já que, em geral esse parâmetro é obtido por métodos nebulares indiretos, e para NGC 2346 encontra-se valores de 60 kK (Stanghellini et al. 2002) até 150 kK (Vicini et al. 1999).

3.2 A Estrela Central

A primeira análise da NP NGC 2346 e de sua estrela central foi realizada por Kohoutek & Senkbeil (1973), os quais sugeriram a existência de uma companheira sub-anã quente responsável pela ionização da nebulosa. Através da análise das cores $B - V = +0,20$ e $U - B = +0,01$, e ainda da magnitude absoluta visual de NGC 2346 ($M_V = -0,7$ mag), os autores concluíram que se a estrela central da nebulosa não fosse um sistema binário, essa deveria ser do tipo espectral B9 III, a qual não poderia excitar a nebulosa. Os autores também concluíram que, sendo a hipótese de binariedade mantida, a estrela primária da nebulosa deveria ser do tipo espectral A0 III. O tipo espectral da estrela secundária não pôde ser inferido devido à falta de informações acerca do espectro da nebulosa.

Méndez (1978) fez um estudo sobre estrelas centrais de NPs de tipo espectral A, o qual incluiu três nebulosas (NGC 2346, He2-36 e NGC 3132). O autor concluiu que o tipo espectral da estrela central de NGC 2346 é, na verdade, A5 V. Esse autor também reforçou a hipótese de uma possível companheira para a estrela central de NGC 2346.

Através de novas observações, Méndez & Niemela (1981) confirmaram que a estrela central de NGC 2346 é um sistema binário espectroscópico alinhado², com período orbital de 16 dias, composto pela estrela fria A5 V, e por uma sub-anã quente ($T_{eff} \sim 10^5$ K). Ainda, os autores argumentam que a extinção derivada da nebulosa é muito maior do que a derivada da estrela central, e estimaram a partir da última que a distância desse objeto seria 700 ± 100 pc. Uma possível causa para esse fenômeno poderia ser atribuída

²Um sistema binário espectroscópico alinhado é aquele em que pode obter-se espectros de apenas um dos componentes do sistema (Kallrath & Milone 2009).

a existência de poeira concentrada nas regiões mais externas da nebulosa, enquanto na região central a densidade de poeira seria mínima.

3.3 Propriedades do Gás Nebular

Algumas propriedades físicas da nebulosa, como a densidade eletrônica (N_e) e a temperatura eletrônica (T_e), podem ser estimadas a partir de observações de linhas de recombinação e linhas proibidas³.

3.3.1 Densidade Eletrônica - N_e

A densidade eletrônica média de um gás nebuloso pode ser estimada comparando-se as intensidades de duas linhas do mesmo íon, emitidas a partir de níveis diferentes com energias de excitação muito similares, de forma que as taxas de excitação relativas para esses níveis dependerá apenas da razão entre forças de colisão.

Nesse cenário, se os dois níveis possuem probabilidades de transição diferentes ou taxas de desexcitação colisional diferentes, as populações relativas dos dois níveis dependerão da densidade, de forma que a razão das intensidades dessas duas linhas fornecerá uma estimativa da densidade eletrônica média do meio (Osterbrock & Ferland 2006). Dois exemplos de linhas desse tipo (no óptico) são [O II] $\lambda 3726/\lambda 3729$ e [S II] $\lambda 6716/\lambda 6731$ (figura 3.3).

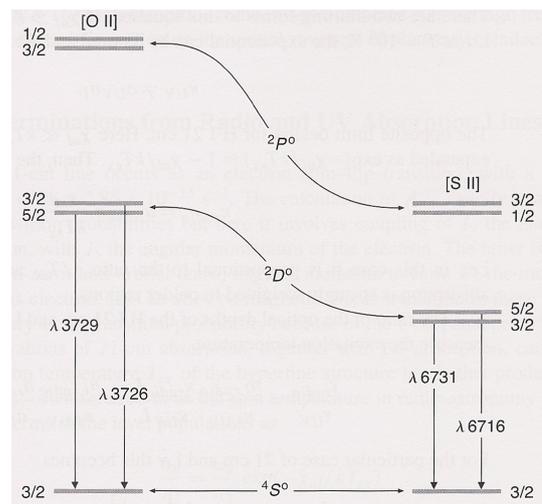


Figura 3.3: Diagrama dos níveis de energia do [O II] e do [S II].

³Linhas proibidas: são linhas de emissão brilhantes observadas nos espectros de nebulosas fotoionizadas, as quais não podem ser reproduzidas em laboratórios na Terra devido às baixas densidades dos meios nos quais são emitidas (Osterbrock & Ferland 2006).

A tabela 3.2 apresenta as densidades eletrônicas para NGC 2346 compiladas da literatura, obtidas por diferentes autores, a partir de diferentes razões de linhas de diagnóstico.

Tabela 3.2: Densidades eletrônicas de NGC 2346 compiladas de trabalhos disponíveis na literatura.

Razão de Linhas	N_e (cm ⁻³)				
	K76	S76	L95	H10	L01
[O II] $\lambda 3726/\lambda 3729$	1200				
[N I] $\lambda 5200/\lambda 5198$			700		
[S II] $\lambda 6716/\lambda 6731$		2200	270	165±204	
[Cl III] $\lambda 5517/\lambda 5537$			850		
[O III] $52 \mu m/88 \mu m$					141

K76: Kaler et al. (1976); S76: Sabbadin (1976); L95: Liu et al. (1995)
H10: Henry et. al. (2010); L01: Liu et al. (2001)

3.3.2 Temperatura Eletrônica - T_e

Alguns íons apresentam os níveis de energia estruturados de tal forma que resultam em linhas de emissão de níveis com energias de excitação consideravelmente diferentes, e ainda sim com comprimentos de onda similares.

A taxa de excitação desses níveis depende fortemente da temperatura, de maneira que, a intensidade relativa das linhas emitidas desses níveis pode ser utilizada como uma medida da temperatura eletrônica média da nebulosa (Osterbrock & Ferland 2006). O [O III] e o [N II], cujos níveis de energia são apresentados na figura 3.4, são exemplos desses íons no ótico.

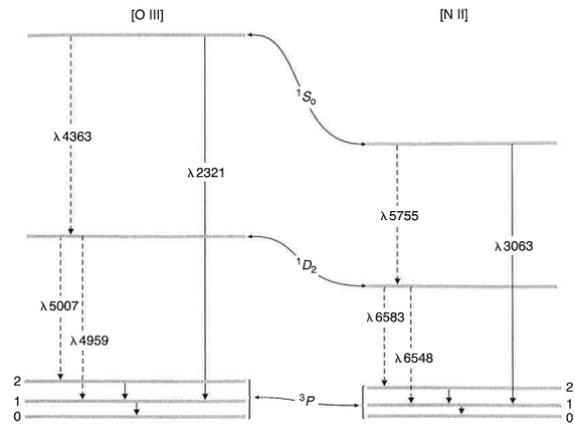


Figura 3.4: Diagrama dos níveis de energia do [O III] e do [N II].

A tabela 3.3 apresenta as temperaturas eletrônicas para NGC 2346 compiladas da literatura, obtidas de diferentes autores, a partir de diferentes razões de linhas.

Tabela 3.3: Temperaturas eletrônicas de NGC 2346 compiladas de trabalhos disponíveis na literatura.

Razão de Linhas	T_e (K)		
	S76	L95	H10
[O III] ($\lambda 4959 + \lambda 5007$)/ $\lambda 4363$	12800	9930	11510 \pm 627
[N II] ($\lambda 6548 + \lambda 6584$)/ $\lambda 5755$	14200	10270	12800 \pm 1030
[S III] ($\lambda 9069 + \lambda 9531$)/ $\lambda 6312$		9150	
[C I] ($\lambda 9824 + \lambda 9850$)/ $\lambda 8727$		7440	

S76: Sabbadin (1976); L95: Liu et al. (1995)
H10: Henry et. al. (2010)

3.3.3 Abundâncias Nebulares

A tabela 3.4 apresenta as abundâncias químicas totais de NGC 2346, compiladas da literatura. Esses valores foram utilizados como ponto de partida para as abundâncias químicas dos modelos. Contudo, existem incertezas importantes na determinação empírica das abundâncias químicas totais nebulares para NPs não esfericamente simétricas, uma vez que, as equações *icf* (*ionization correction factor*) utilizadas nessa determinação foram derivadas a partir de códigos 1D, que assumem simetria esférica para todas as nebulosas (Kingsburgh & Barlow 1994).

Tabela 3.4: Abundâncias químicas totais de NGC 2346 compiladas da literatura.

Ref.	He/H	C/H	N/H	O/H	Ne/H	S/H	Ar/H
S76	0,102		$1,36 \times 10^{-4}$	$3,00 \times 10^{-4}$	$7,99 \times 10^{-5}$		
K98	-	$2,33 \times 10^{-4}$		$4,75 \times 10^{-4}$			
V99	0,130	$5,30 \times 10^{-4}$		$4,60 \times 10^{-4}$			
P03	0,151		$1,78 \times 10^{-4}$	$3,24 \times 10^{-4}$	$7,94 \times 10^{-5}$	$1,59 \times 10^{-6}$	$3,16 \times 10^{-6}$
P04	0,133		$1,66 \times 10^{-4}$	$5,59 \times 10^{-4}$	$1,93 \times 10^{-4}$	$4,40 \times 10^{-6}$	$2,74 \times 10^{-6}$
S06	0,135		$2,00 \times 10^{-4}$	$3,20 \times 10^{-4}$	$0,99 \times 10^{-4}$		$0,35 \times 10^{-6}$
H10	0,167		$2,96 \times 10^{-4}$	$3,95 \times 10^{-4}$	$1,45 \times 10^{-4}$	$9,66 \times 10^{-7}$	$2,41 \times 10^{-6}$

S76: Sabbadin (1976); K98: Kholtygin (1998); V99: Vicini et al. (1999); P03: Phillips (2003); P04: Perinotto et al. (2004); S06: Stanghellini et al. (2006); H10: Henry et. al. (2010).

3.3.4 Fluxo $H\beta$ observado

NPs possuem uma ampla diversidade de tipos de estrelas centrais, sendo os espectros caracterizados por ambas linhas de emissão e absorção. NPs com estrelas centrais brilhantes podem apresentar erros nas medidas dos fluxos $H\alpha$ integrados. Frew et al. (2013)

fizeram um levantamento de fluxos $H\alpha$ para 1258 NPs galáticas, os quais foram medidos através do *Southern H α Sky Survey Atlas* (SHASSA) e *Virginia Tech Spectral-line Survey* (VTSS). Os autores argumentam que o fluxo $H\alpha$ nebuloso deve estar subestimado para NPs que possuam estrelas centrais binárias dominadas por companheiras brilhantes (tipos B-, A- ou F-) com fortes linhas de absorção de Balmer. Dentre as nebulosas que possuem esse viés encontra-se NGC 2346.

O dado mais importante para verificar a validade dos modelos de fotoionização é o espectro óptico observado, de maneira que é de suma importância que o fluxo $H\beta$ seja bem restringido. Frew et al. (2013) utilizaram a curva de avermelhamento padrão dentro da Galáxia ($R = 3,1$; Howarth 1983) e adotaram a razão das linhas $I(H\alpha)/I(H\beta) = 2,86$ (Hummer & Storey 1987). O fluxo $H\alpha$ obtido por esses autores é $(2,512 \pm 0,465) \times 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Sendo a extinção dada pela seguinte expressão:

$$c_\beta = 3,125 \times \log \left[\frac{F(H\alpha)}{F(H\beta)} \right] - 1,43 \quad (3.3)$$

e $c_\beta = 0,57$, obtém-se $F(H\beta) = (5,754 \pm 1,066) \times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

O valor obtido acima é superior ao valor $(4,68 \pm 1,05) \times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, fluxo fotométrico estimado por Kaler et al. (1976). O valor do fluxo $H\beta$ obtido por Henry et. al. (2010) é ainda menor ($5,13 \times 10^{-13} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$), contudo, sendo este um fluxo espectroscópico, obtido com uma fenda longa ($360 \times 2 \text{ arcsec}^2$), é esperado de fato que seu valor seja inferior.

A tabela 3.5 apresenta as observações espectroscópicas de NGC 2346 disponíveis na literatura.

3.4 Poeira em NGC 2346

Leene & Pottasch (1988) mediram o brilho e a extensão de NGC 2346 no infravermelho distante (com o *IRAS - Infrared Astronomical Satellite*) e foram os primeiros a propor

Tabela 3.5: Observações espectroscópicas de NGC 2346.

Região Espectral	λ	Telescópio	nº de Linhas	Abertura/Fenda	Referência
Ultravioleta	1150-1950 Å	<i>IUE SWP</i>	4	10×20 <i>arcsec</i> ²	FA83
Ótico	3726-4959 Å	<i>Prairie Obs.</i> 1-m	11	7 <i>arcmin</i> ²	K76
Ótico - IR próximo	4700-7300 Å	<i>Asiago Obs.</i> 122-cm	12	8 <i>arcmin</i> ²	S76
Ótico - IR próximo	3600-7300 Å	<i>Apache Point Obs.</i> 3,5-m	28	360×2 <i>arcsec</i> ²	H10
IR-distante	43-197 μm	<i>ISO LWS</i>	7	70 <i>arcsec</i> ²	L01

FA83: Feibelman & Aller (1983); K76: Kaler et al. (1976); S76: Sabbadin (1976); H10: Henry et. al. (2010); L01: Liu et al. (2001).

que a emissão de NGC 2346 nessa região espectral era extensa.

Vicini et al. (1999) realizaram o imageamento e espectroscopia dessa nebulosa no infravermelho próximo, e encontraram que uma região de fotodissociação (PDR) é responsável pela emissão de H₂ em um envoltório molecular de baixa densidade ($\lesssim 10^4 \text{ cm}^{-3}$).

Ainda, Liu et al. (2001) observaram NGC 2346 com o *ISO (Infrared Space Observatory)* e estimaram a temperatura, densidade e massa da PDR (190 K, $1,6 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ e $0,06 M_{\odot}$, respectivamente).

Su et al. (2004) foram os primeiros a obter imagens de NGC 2346 com boa resolução espacial no infravermelho médio e distante, utilizando o *Multiband Imaging Photometer for Spitzer* (MIPS) a bordo do *Spitzer Space Telescope*, nas bandas 24 μm , 70 μm e 160 μm . Esse trabalho é o que melhor retrata a distribuição de poeira em NGC 2346, distribuição essa que foi descrita pelos autores através da sobreposição de contornos:

i) 24 μm : contornos na faixa de 3,2 (1 σ de sensibilidade) a 2670 $\mu\text{Jy arcsec}^{-2}$ (85% do valor do pico). O tamanho nebuloso no contorno 1 σ pode ser representado por uma elipse com semi-eixo maior (a) de 93", semi-eixo menor (b) de 65", e ângulo de posição (P.A.) de 162°. Uma fonte não resolvida é observada no centro dessa imagem (ver canto superior direito da figura 3.5). Uma vez que a fotosfera da componente estelar (anã branca quente + anã A5) é muito tênue para ser detectada em 24 μm , essa fonte pontual no centro da imagem sugere a existência de uma nuvem de poeira mais quente próxima à estrela central. Tais nuvens já haviam sido propostas a fim de explicar as variações de brilho da estrela central entre 1981-1985 (Costero et al. 1986) e 1996-1997 (Kato et al. 2001).

ii) 70 μm : os contornos variam de 127 (3 σ) a 982 $\mu\text{Jy arcsec}^{-2}$ (98% do valor do pico).

A imagem em $70 \mu m$ revela uma estrutura com pico duplo ao longo da direção equatorial, a qual é consistente com um *torus* contendo poeira, visto praticamente *edge-on*. O tamanho desse *torus* em $70 \mu m$ pode ser ajustado por uma elipse com $a = 43''$, $b = 36''$ e P.A. = 87° . A poeira quente observada em $24 \mu m$, praticamente não é detectada em $70 \mu m$.

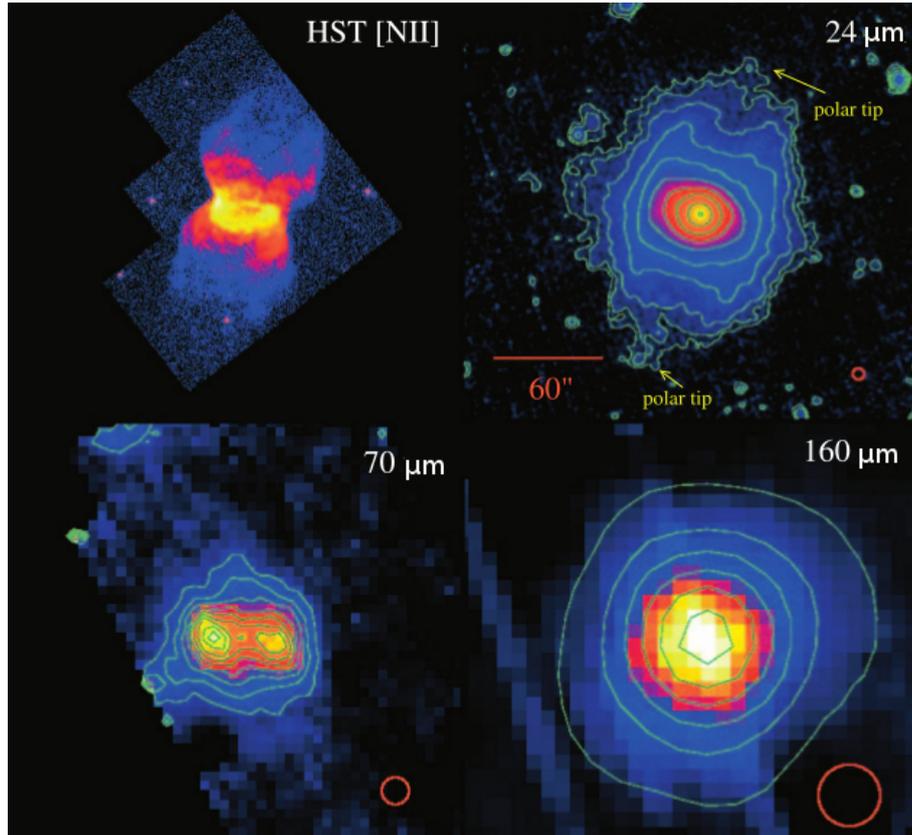


Figura 3.5: Imagens de NGC 2346 obtidas com o MPIS comparadas com um imagem da nebulosa no ótico (HST). O campo de todas as imagens é $4,1 \times 3,8 \text{ arcmin}^2$, com o norte orientado para cima e o leste para esquerda. Os tamanhos dos feixes (FWHM) são indicados pelos círculos vermelhos. Os contornos descritos no texto estão sobrepostos às imagens nas bandas MIPS. A escala das cores é logaritma nas imagens no ótico e em $24 \mu m$ e linear nas imagens em $70 \mu m$ e $160 \mu m$. Figura de Su et al. (2004).

iii) $160 \mu m$: os contornos vão de $61 (1 \sigma)$ a $1545 \mu Jy \text{ arcsec}^{-2}$ (98% do valor do pico). Essa imagem revela uma componente de poeira fria extensa. O fato de os contornos serem concêntricos indica que a poeira fria está bem misturada na nebulosa (ver canto inferior direito da figura 3.5). Se essa componente da poeira existisse apenas no halo nebuloso, observaria-se uma estrutura semelhante a um anel em $160 \mu m$. Nessa banda, a emissão da poeira pode ser representada por uma elipse com $a = 92''$, $b = 84''$ e P.A. = 162° . O tamanho ao longo da direção polar da nebulosa e a P.A. são consistentes com os valores

desses parâmetros observados em $24 \mu m$ e no ótico.

Os fluxos totais em 24 , 70 e $160 \mu m$ são $0,881 \pm 0,061$, $7,31 \pm 0,82$ e $7,5 \pm 1,5$ Jy, respectivamente.

A distribuição espectral de energia (SED) global no infravermelho (de $24 \mu m$ a $160 \mu m$) é apresentada na figura 3.6. Uma vez que há poucas restrições sobre a composição química e a distribuição de tamanhos dos grãos, os autores assumiram grãos compostos de carbono amorfo ou silicato, de tamanho constante (raio = $0,1 \mu m$).

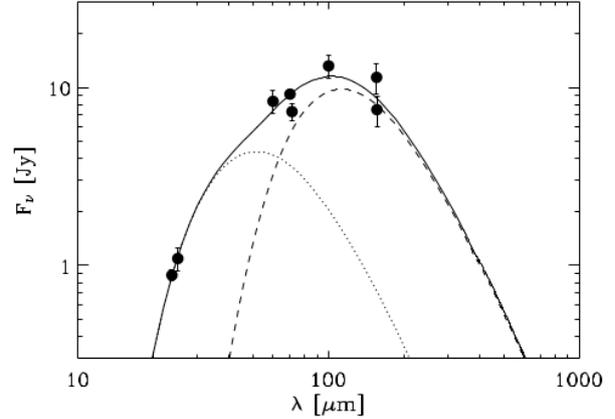


Figura 3.6: SED no infravermelho de NGC 2346 (de $24 \mu m$ a $160 \mu m$). Assumindo-se grãos de carbono amorfo e de tamanho constante (raio = $0,1 \mu m$), a SED pode ser ajustada por duas componentes de temperatura: $T = 60 \pm 5$ K (linha pontilhada) e $T = 25 \pm 5$ K (linha tracejada). Figura de Su et al. (2004).

A temperatura e a massa total de poeira podem ser estimadas através do ajuste da SED observada. São necessárias duas componentes de temperatura para ajustar a SED, uma componente quente ($T = 60 \pm 5$ K) e uma componente fria ($T = 25 \pm 5$ K), para os dois tipos de grãos. Os autores utilizaram tamanhos de grãos menores (raio = $0,01 \mu m$) para testar a sensibilidade do ajuste aos parâmetros dos grãos, e ambos os casos fornecem os mesmos resultados dentro das margens de erro. A massa total de poeira estimada é $3,6 \times 10^{-3} M_{\odot}$ para grãos de carbono amorfo e $8,2 \times 10^{-3} M_{\odot}$ para grãos de silicatos.

Capítulo 4

Modelo de Distribuição de Densidade

No que concerne os parâmetros de entrada dos modelos de fotoionização, é de extrema importância que a distribuição de densidade reproduza da maneira mais realista possível a morfologia da nebulosa a ser modelada. Desta forma, um modelo de distribuição de densidade foi desenvolvido por mim e por Diogo Belloni¹, especificamente para NGC 2346.

4.1 Descrição Matemática

O modelo é composto por dois componentes: os lóbulos (construídos a partir de parabolóides) e o torus (construído a partir de um toróide). A escolha pela utilização de parabolóides ao invés de elipsóides (normalmente utilizados para representar os lóbulos de NPs bipolares) baseou-se em um pequeno desvio da geometria elipsoidal dos lóbulos que pode ser observado nas imagens de NGC 2346 (Figura 4.1).

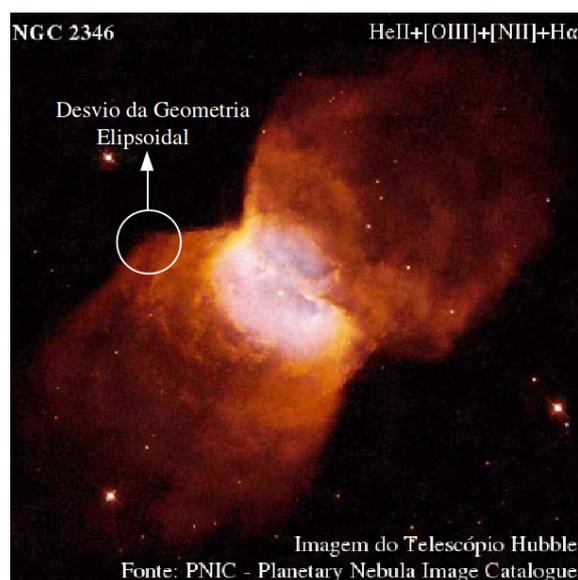


Figura 4.1: Imagem de NGC 2346 onde é destacada uma pequena descontinuidade na geometria dos lóbulos.

¹À época também aluno de mestrado do Observatório do Valongo - UFRJ

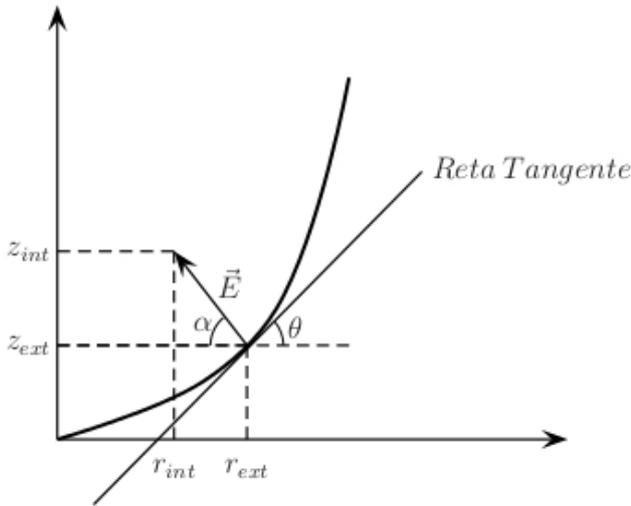
Componente Lóbulos:

A preocupação inicial foi buscar uma maneira de conservar a espessura da nebulosa. Com esse propósito, partiu-se da equação de uma parábola:

$$z = ar^2 + br + c \quad (4.1)$$

onde $r = \sqrt{x^2 + y^2}$; z é a altura da parábola; a é o parâmetro livre que ajusta sua abertura; b e c são os parâmetros livres de deslocamento com relação aos eixos r e z , respectivamente.

A fim de construir uma curva interna de espessura constante com relação à parábola externa, utilizou-se um vetor normal à parábola, cujo módulo é definido como o valor da espessura desejada (E). O esquema da figura 4.2 nos auxiliará nesta explicação.



Como pode ser observado ao lado, os pontos da curva interna são dados por:

$$\begin{aligned} r_{int} &= r_{ext} - E \cos(\alpha) \\ z_{int} &= z_{ext} + E \sin(\alpha) \end{aligned} \quad (4.2)$$

onde $\alpha = 90^\circ - \theta$.

Sendo $tg(\theta) = dz/dr$, temos que

$$\alpha = 90^\circ - tg^{-1}(2ar + b) \quad (4.3)$$

Figura 4.2: Representação esquemática da construção do limite interno da distribuição.

A curva interna da distribuição foi calculada ponto a ponto utilizando as equações anteriores. Essas equações satisfazem as seguintes condições de contorno:

- i) Se $\theta = 0^\circ$: $r_{int} = r_{ext} = 0$ e $z_{int} = |\vec{E}|$; e
- ii) Se $\theta = 90^\circ$: $r_{int} = r_{ext} - |\vec{E}|$ e $z_{int} = z_{ext} = z_{max}$, onde z_{max} é a altura máxima da parábola.

Note que, sendo a nebulosa um objeto finito, a condição (ii) jamais é utilizada, uma vez que $\theta = 90^\circ$ se, e somente se, $r \rightarrow \infty$. Feita essa observação, uma terceira condição

foi implementada à distribuição, com a finalidade de assegurar que a altura máxima da curva interna fosse menor que z_{max} da parábola externa:

iii) Os pontos da curva interna são registrados, se, e somente se, $|z_{int}| \leq |z_{max}|$.

A curva resultante desses cálculos é apresentada na figura 4.3.

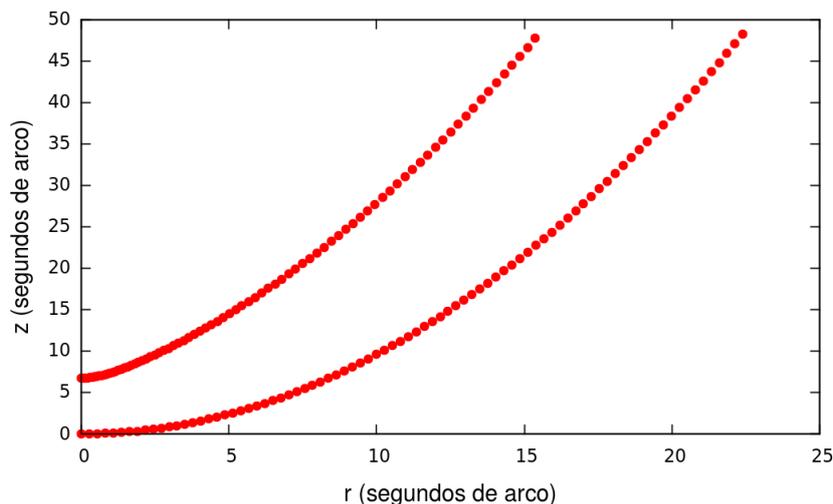


Figura 4.3: Curva interna construída a partir da parábola externa.

Observando-se atentamente a figura 4.1, é evidente que, para reproduzir a morfologia apresentada por NGC 2346 (lóbulos com um *torus* equatorial), a parábola externa não pode estar centrada na origem. Seja R_{torus_max} o raio máximo do componente *torus*. O parâmetro c foi ajustado de maneira a satisfazer a seguinte condição: o deslocamento no eixo z é tal que, em $z_{ext} = 0 \Rightarrow r_{ext} = R_{torus_max}$.

Visto o comentário anterior, e construindo a distribuição da figura 4.3 para valores de z negativos, obtém-se a base dos lóbulos (figura 4.4).

Adiante nesta seção serão apresentados todos os valores adotados para esses parâmetros, depois que a descrição matemática de todos os componentes da distribuição seja desenvolvida.

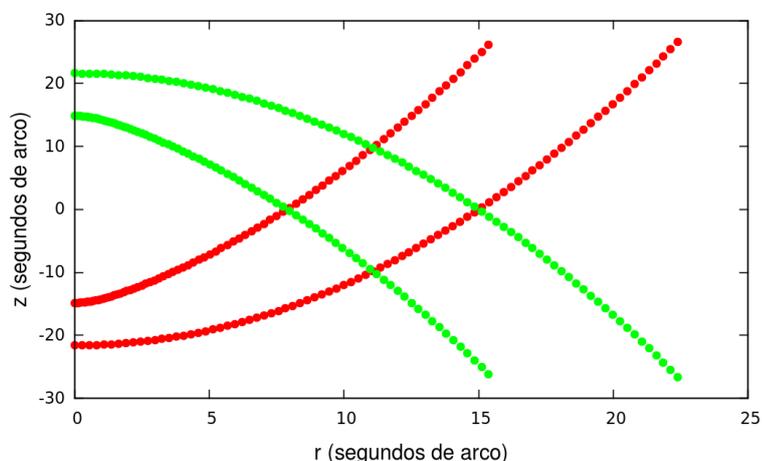


Figura 4.4: Base dos lóbulos superior (vermelho) e inferior (verde).

Uma vez solucionada a questão da espessura, e construída a base dos lóbulos, o próximo passo foi fechar a distribuição. Para isso foi utilizada uma parábola com concavidade invertida, a qual será denominada parábola *hat*. O parâmetro a_{hat} , que define a abertura da parábola *hat*, foi ajustado de maneira que r fosse igual em z_{max} e z_{max_hat} . Assim, obtém-se a estrutura apresentada na figura 4.5.

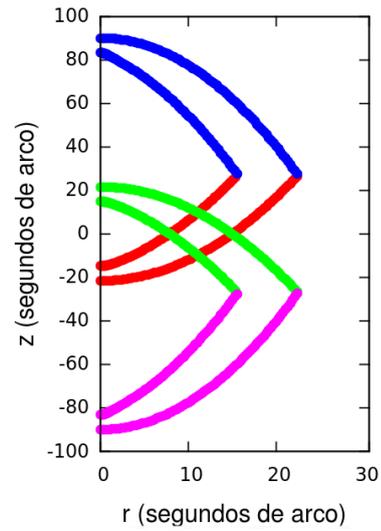


Figura 4.5: Estrutura dos lóbulos da distribuição. As cores representam a base superior (vermelho); base inferior (verde); *hat* superior (azul) e *hat* inferior (rosa).

O componente lóbulos é obtido através da rotação de 360° da estrutura acima (parabolóides). O resultado final pode ser observado na figura 4.6.

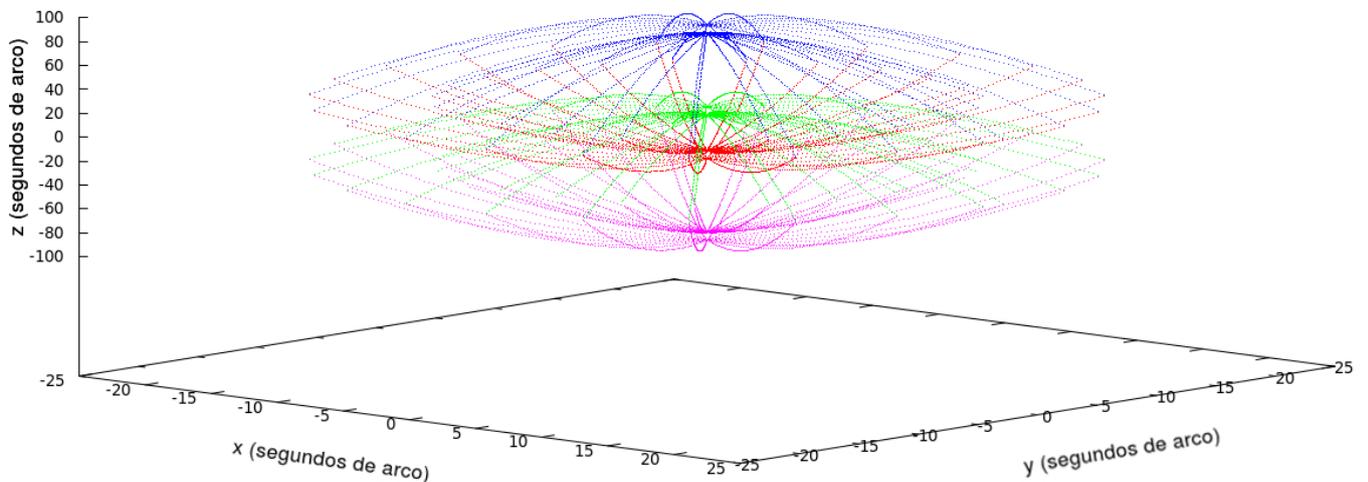


Figura 4.6: Representação matemática dos lóbulos da distribuição. Código de cores: idem figura 4.5.

Componente *Torus* :

Os parâmetros utilizados para construir o componente *torus* estão ilustrados na figura 4.7. \vec{R}_{torus} é o vetor da origem do sistema de coordenadas até o centro do tubo, e $|\vec{R}_{tube}|$ é o raio do tubo. Os ângulos v e u variam entre 0° e 360° .

O componente *torus* é obtido a partir das seguintes equações:

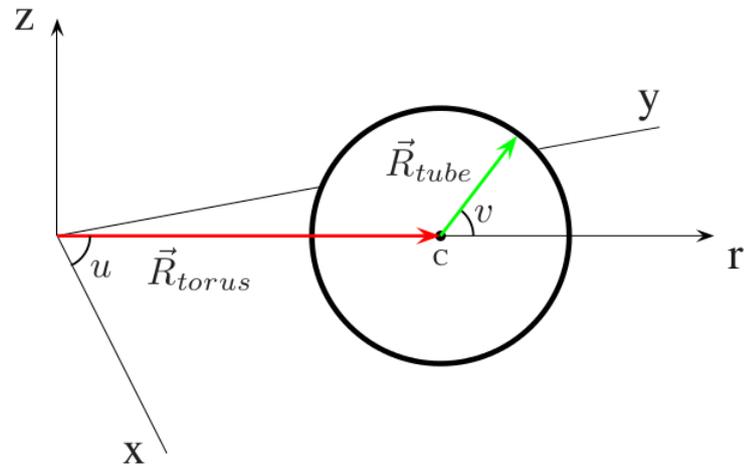


Figura 4.7: Parâmetros utilizados na construção do componente *torus*.

$$r = R_{torus} + R_{tube} \cos(v)$$

$$x = r \cos(u)$$

$$y = r \sin(u) \tag{4.4}$$

$$z = R_{tube} \sin(v)$$

A figura 4.8 mostra a estrutura obtida para esse componente.

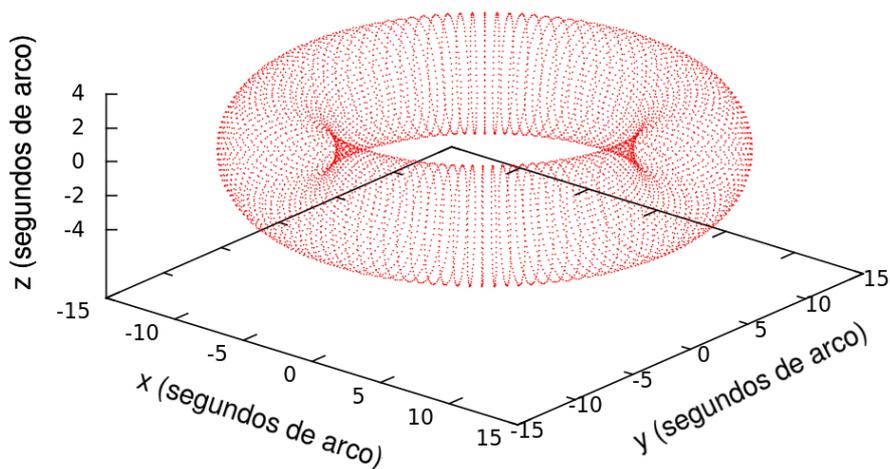


Figura 4.8: Representação matemática do *torus* da distribuição.

4.2 Ajuste dos Parâmetros: Vínculo Observacional Ótico

Os parâmetros da distribuição de densidade foram ajustados de acordo com as dimensões observacionais de NGC 2346 obtidas por Arias et al. (2001). Nesse artigo os autores apresentam imagens da nebulosa em questão nas linhas $H\alpha$, [N II], [S II] e [O III], de maneira que puderam obter sua extensão total no ótico. Devido ao seu potencial de ionização (14,6 eV), a emissão do [N II] ocorre nas regiões mais externas, de maneira que essa é a melhor linha para delimitar os limites externos dos lóbulos da nebulosa no ótico. Assim, os autores estimaram que as dimensões desse componente de NGC 2346 sejam $180''$ ao longo do eixo polar, e $45''$ ao longo do eixo equatorial. O *torus* foi delineado utilizando-se a linha de [S II] (P.I. = 23,3 eV), devido à proximidade desse componente à estrela central, obtendo-se um raio de $15''$.

Desta forma, a distribuição adotada possui 3 vínculos observacionais que permaneceram inalterados durante a modelagem:

i) $z_{lim} = 90''$: semi-eixo polar da nebulosa;

ii) $R_{ext} = 22,5''$: semi-eixo equatorial da nebulosa; e

iii) $R_{torus_max} = 15''$: raio máximo do componente *torus*.

Uma vez que a espessura da nebulosa não é um parâmetro observacional, por motivos de simplificação decidiu-se vincular as espessuras dos dois componentes (lóbulos e *torus*), de maneira que, uma dada espessura E fosse igual para ambos. A espessura, por sua vez, foi definida como uma porcentagem do semi-eixo equatorial da nebulosa (R_{ext}). A princípio essa porcentagem pode ser qualquer, entretanto os valores foram restringidos entre 10% - 70%.

Neste ponto, é válido ressaltar os parâmetros para os quais valores devem ser atribuídos. Esses são: a , b , c , a_{hat} , b_{hat} , c_{hat} .

Novamente, sejam a parábola externa e a parábola *hat* dadas por:

$$z(r) = ar^2 + br + c, \quad \text{onde } a > 0 \text{ e } c < 0 \quad (4.5)$$

$$z_{hat}(r) = a_{hat}r^2 + b_{hat}r + c_{hat}, \quad \text{onde } a_{hat} < 0 \text{ e } c_{hat} > 0 \quad (4.6)$$

O esquema da figura 4.9 apresenta todos os parâmetros mencionados anteriormente, os quais serão utilizados para vincular os componentes. Observando-se essa figura, é evidente que:

$$c_{hat} = z_{lim} \quad (4.7)$$

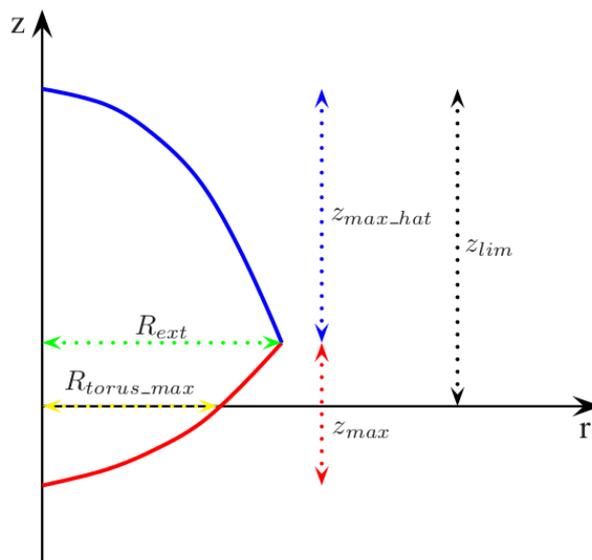


Figura 4.9: Parâmetros utilizados para vincular os componentes lóbulos e *torus*.

Também foi mencionado na seção anterior que o deslocamento da parábola externa, ou seja, o ajuste do parâmetro c , deve ser tal que em $z = 0 \Rightarrow r = R_{torus_max}$. Assim, da equação (4.5):

$$c = -aR_{torus_max}^2 - bR_{torus_max} \quad (4.8)$$

Sendo b e b_{hat} os parâmetros de deslocamento do vértice no eixo r , a fim de manter a simetria com relação ao eixo z , esses parâmetros possuem valores nulos. Note que, se $b = 0$, então:

$$c = -aR_{torus_max}^2 \quad (4.9)$$

Note ainda na figura 4.9 que $z(R_{ext}) = z_{hat}(R_{ext})$, desta forma, as equações (4.5) e (4.6) implicam em:

$$aR_{ext}^2 + bR_{ext} + c = a_{hat}R_{ext}^2 + b_{hat}R_{ext} + c_{hat} \quad (4.10)$$

Substituindo os parâmetros já definidos (b , c , b_{hat} e c_{hat}) na equação (4.10), obtém-se:

$$a_{hat} = \frac{-a(R_{torus_max}^2 - R_{ext}^2) - z_{lim}}{R_{ext}^2} \quad (4.11)$$

Ainda, dada a geometria em questão, a_{hat} deve ser sempre negativo. Assim, a equação (4.11) implica que:

$$-a(R_{torus_max}^2 - R_{ext}^2) - z_{lim} < 0 \quad (4.12)$$

Sendo $z_{lim} > 0$ e $(R_{torus_max}^2 - R_{ext}^2) < 0$, para que a equação (4.12) seja satisfeita:

$$a(R_{ext}^2 - R_{torus_max}^2) < z_{lim} \quad (4.13)$$

de modo que, definiu-se um novo parâmetro a_{max} , o qual corresponde ao valor limite do parâmetro a .

$$a_{max} = \frac{z_{lim}}{(R_{ext}^2 - R_{torus_max}^2)} \quad (4.14)$$

Os parâmetros a e a_{hat} foram vinculados de forma a corresponderem a um percentual

de z_{lim} ($P(z_{lim})$). Esta etapa foi implementada ao programa a fim de controlar a altura de R_{ext} , isto é, a altura na qual encontra-se o desvio da geometria elipsoidal dos lóbulos apresentado na figura 4.1. Desta forma:

$$a = P(z_{lim})a_{max}; \quad \text{onde } P(z_{lim}) \in [0 : 1] \quad (4.15)$$

E portanto, a e a_{hat} ficaram definidos da seguinte maneira:

$$a = P(z_{lim}) \frac{z_{lim}}{(R_{ext}^2 - R_{torus_max}^2)} \quad (4.16)$$

$$a_{hat} = \frac{-P(z_{lim})z_{lim}}{(R_{ext}^2 - R_{torus_max}^2)} \left[\frac{(R_{torus_max}^2 - R_{ext}^2)z_{lim}}{R_{ext}^2} \right] \quad (4.17)$$

A figura 4.10 apresenta a junção dos componentes lóbulos e *torus*, segundo os vínculos observacionais.

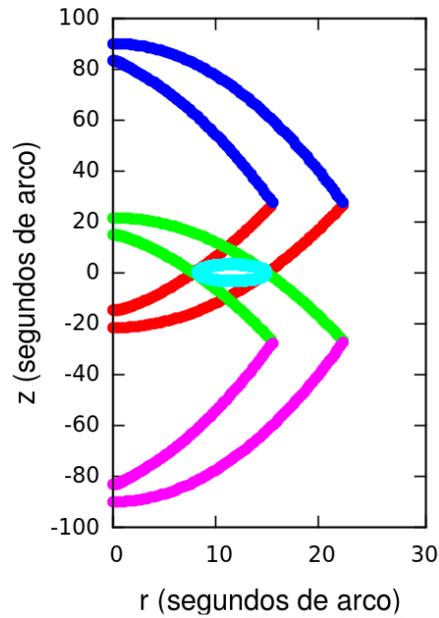


Figura 4.10: Componentes lóbulos e *torus* associados através dos vínculos observacionais. As cores representam a base superior (vermelho); base inferior (verde); *hat* superior (azul), *hat* inferior (rosa), e *torus* (azul turquesa).

Como pode ser observado na figura anterior, as parábolas que formam o componente lóbulos penetram na região de domínio do *torus*. A fim de eliminar essa parte da estrutura, foi criada uma sub-rotina que remove esses pontos internos. Seja o par ordenado (r_p, z_p) as coordenadas dos pontos associados à parábola.

Com o propósito de facilitar os cálculos, o referencial do sistema foi colocado em R_{torus} . Para isso se definiu o vetor \vec{dist} , cujo módulo é dado por:

$$dist = \sqrt{(r_p - R_{torus})^2 + z_p^2} \quad (4.18)$$

A figura 4.11 esquematiza esse novo referencial.

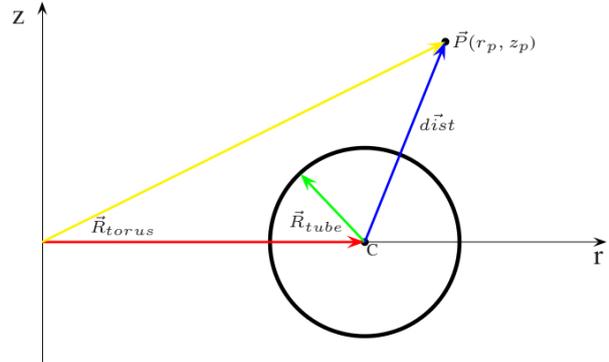


Figura 4.11: Mudança de referencial para remoção dos pontos internos ao *torus*.

Desta forma, duas condições foram impostas:

- (i) Lóbulo superior (figura 4.12): Se $z_p > 0$, então os pontos só serão registrados se, e somente se, $|\vec{dist}| > R_{tube}$;
- (ii) Lóbulo inferior (figura 4.13): Se $z_p < 0$, então os pontos só serão registrados se, e somente se, $|\vec{dist}| > R_{tube}$.

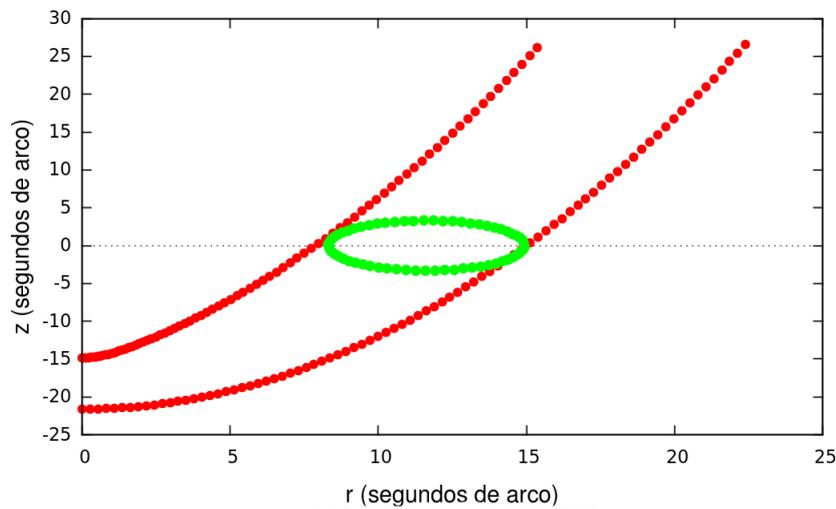


Figura 4.12: Associação entre lóbulo superior (vermelho) e *torus* (verde) para remoção dos pontos internos.

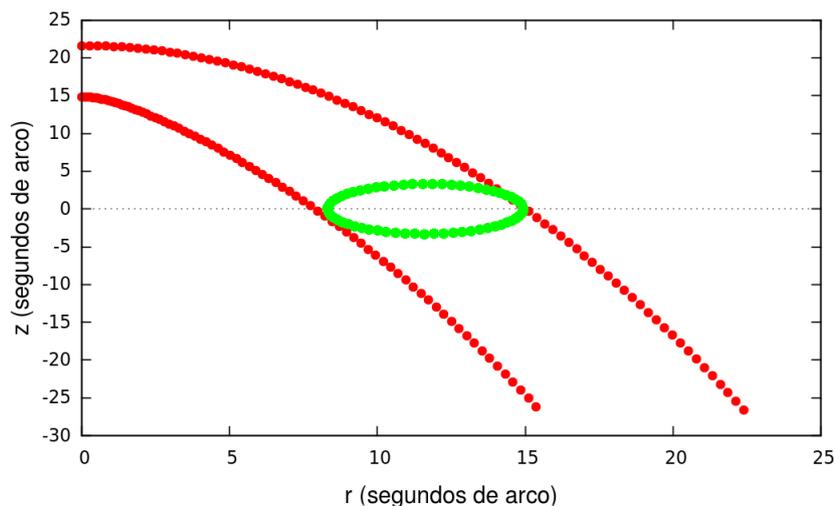


Figura 4.13: Associação entre lóbulo inferior (vermelho) e *torus* (verde) para remoção dos pontos internos.

O resultado da remoção dos pontos é apresentado na figura 4.14.

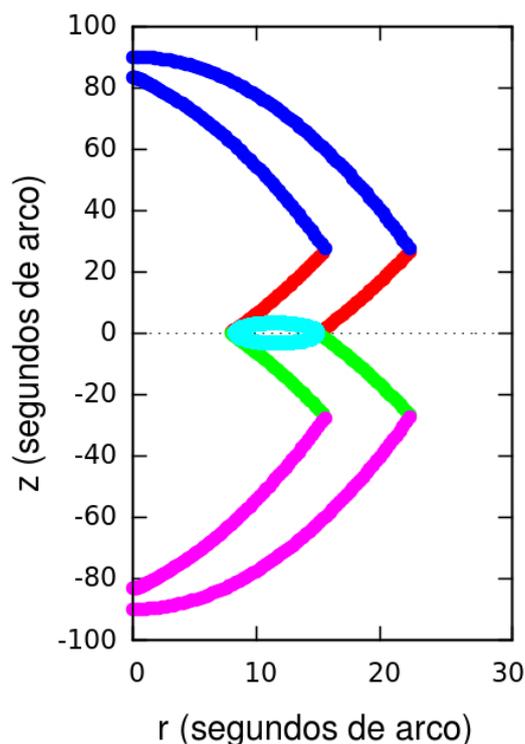


Figura 4.14: Estrutura da nebulosa após a remoção dos pontos internos. Código de cores: idem figura 4.10.

A construção da distribuição de densidade descrita até aqui representa apenas os limites da distribuição. O que de fato o código faz é: a partir da parábola externa, em um processo iterativo com um dado passo dr (raio infinitesimal) e dE (espessura infi-

nitesimal), várias parábolas são construídas, uma a partir da outra, mantendo-se fixa a distância entre elas, até que a distância entre a parábola mais externa e a mais interna seja a espessura E estipulada. Assim, obtém-se os pontos que preenchem a figura anterior, aos quais será associada uma lei de densidade (seção 4.3). A estrutura da nebulosa já preenchida aparece na figura 4.15.

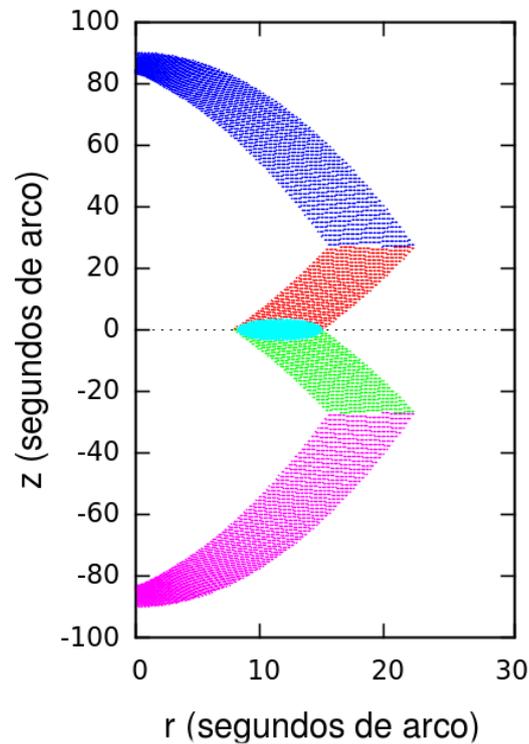


Figura 4.15: Estrutura final da nebulosa. Código de cores: idem figura 4.10.

4.3 A Lei de Densidade

Na distribuição foram utilizadas duas abordagens para obter a densidade em cada ponto:

- i)* Os componentes lóbulos e *torus* seguem leis de densidade independentes;
- ii)* As leis de densidade dos dois componentes estão acopladas.

4.3.1 Leis de Densidade Independentes

No caso em que as leis de densidade são independentes, a aproximação é simples. Seja o par ordenado (r_L, z_L) dado pelas coordenadas associadas aos pontos do componente lóbulos, e (r_T, z_T) as respectivas coordenadas dos pontos do componente *torus*. Definiu-se o vetor $\vec{R}_{mod_torus}^{max}$ como sendo o ponto do componente *torus* mais distante da origem, cujo módulo é dado por:

$$R_{mod_torus}^{max} = \sqrt{(r_T^{max})^2 + (z_T^{max})^2} \quad (4.19)$$

Seja ainda (r, z) dado pelas coordenadas associadas a qualquer ponto da distribuição, e r_{mod} a distância desses pontos com relação à origem:

$$r_{mod} = \sqrt{r^2 + z^2} \quad (4.20)$$

Dada uma lei de densidade para os componentes lóbulos (ρ_L) e *torus* (ρ_T):

i) Se $|r_{mod}| \leq R_{mod_torus}^{max} \Rightarrow \rho = \rho_T$;

ii) Caso contrário $\Rightarrow \rho = \rho_L$.

Note que essas condições geram uma diferença entre a definição matemática dos componentes lóbulos e *torus* e o que eles representam fisicamente. Isso pode ser visualizado na figura 4.16. Os pontos em vermelho e verde que encontram-se dentro do retângulo roxo (lado direito da figura) são exemplos de pontos que, apesar de matematicamente pertencerem ao componente lóbulos, receberão a densidade do *torus*, uma vez que, para esses pontos $r_{mod} \leq R_{mod_torus}^{max}$.

Essa aproximação é perfeitamente adequada ao fato de que, apesar da distribuição ser criada como dois componentes acoplados, fisicamente a nebulosa é uma estrutura única.

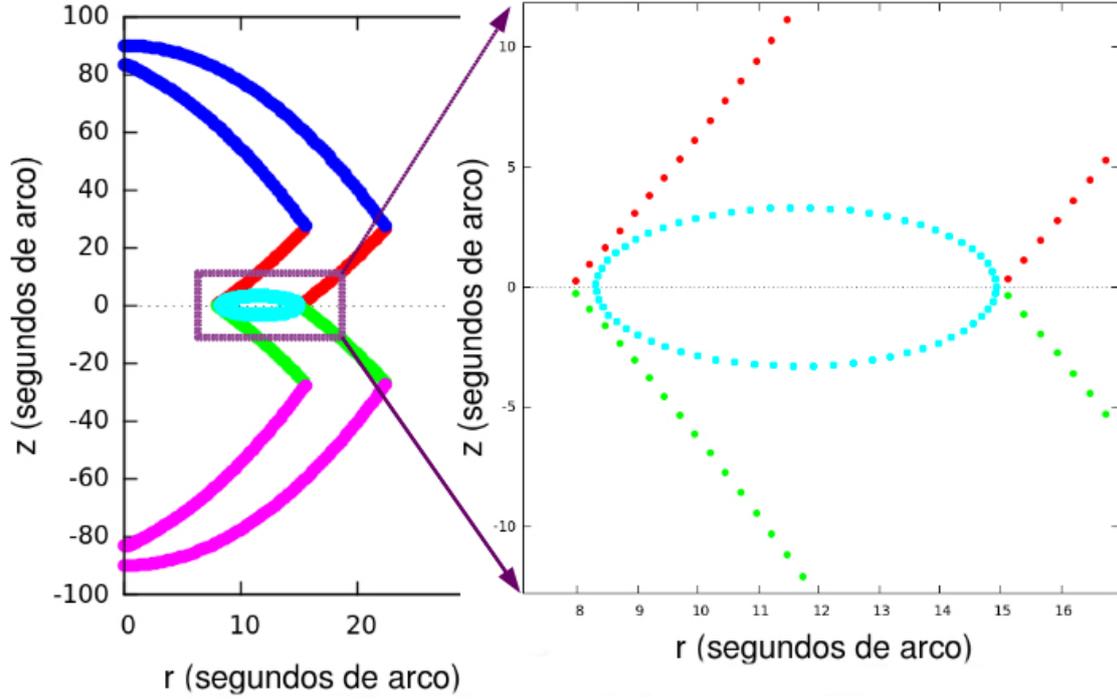


Figura 4.16: Região central da nebulosa ampliada para visualização dos limites do *torus*. Código de cores: idem figura 4.10.

Nesse sistema pode-se assumir quaisquer leis de densidade ρ_L e ρ_T . Foram implementadas leis de densidade através das quais a densidade nos componentes pudesse ser constante ou cair com r_{mod} . Assim:

$$\rho_T = \rho_{0T} \left(\frac{r_{mod}}{R_{mod_l\u00f3bulos}^{min}} \right)^{-h_T} \quad (4.21)$$

$$\rho_L = \rho_{0L} \left(\frac{r_{mod}}{R_{mod_torus}^{max}} \right)^{-h_L} \quad (4.22)$$

onde:

- $R_{mod_l\u00f3bulos}^{min}$: ponto do componente l\u00f3bulos mais pr\u00f3ximo da origem. Na verdade esse \u00e9 o ponto mais pr\u00f3ximo da origem da estrutura como um todo;
- $R_{mod_torus}^{max}$: ponto do componente *torus* mais distante da origem;
- ρ_{0L} : densidade num\u00e9rica (em cm^{-3}) no ponto $R_{mod_torus}^{max}$;
- ρ_{0T} : densidade num\u00e9rica (em cm^{-3}) no ponto $R_{mod_l\u00f3bulos}^{min}$.

Veja que $R_{mod_torus}^{max}$ como fator de escala da equação (4.22) garante que a lei de densidade do componente lóbulos só seja válida ao término do componente *torus*.

Os parâmetros h_T e h_L são as potências das leis de densidade:

i) Se $h_T = h_L = 0 \Rightarrow \rho_T$ e ρ_L são constantes;

ii) Se $h_T = h_L = 1 \Rightarrow \rho_T$ e $\rho_L \propto r_{mod}^{-1}$;

iii) Se $h_T = h_L = 2 \Rightarrow \rho_T$ e $\rho_L \propto r_{mod}^{-2}$; e assim por diante.

A figura 4.17 apresenta um exemplo de leis de densidade dos componentes lóbulos e *torus*. Os parâmetros iniciais foram ajustados da seguinte forma: $\rho_{0L} = 1200 \text{ cm}^{-3}$, $\rho_{0T} = 3000 \text{ cm}^{-3}$, $h_T = h_L = 1$, $E = 0,3(R_{ext})$ e $P(z_{tim}) = 0,3$.

Abaixo segue o mapa de densidade do exemplo anterior (figura 4.18). Ampliando-se a região central do mapa (figura 4.19) fica evidente a diferença física e matemática explicada anteriormente. Na figura pode-se observar dois círculos, os quais representam matematicamente o *torus*. Entretanto, fisicamente, o *torus* engloba toda a estrutura limitada pela cor azul turquesa ($\rho \sim 1600 \text{ cm}^{-3}$).

4.3.2 Leis de Densidade Acopladas

As mesmas leis de densidade para o caso onde essas são independentes (equações (4.21) e (4.22)) se mantêm no caso acoplado. Entretanto, o parâmetro ρ_{0L} não é mais um valor qualquer de escolha do usuário, mas sim ajustado da seguinte forma:

$$\rho_{0L} = \rho_T(R_{mod_torus}^{max}) \quad (4.23)$$

Utilizando-se os mesmos parâmetros do exemplo da seção anterior, porém com a nova

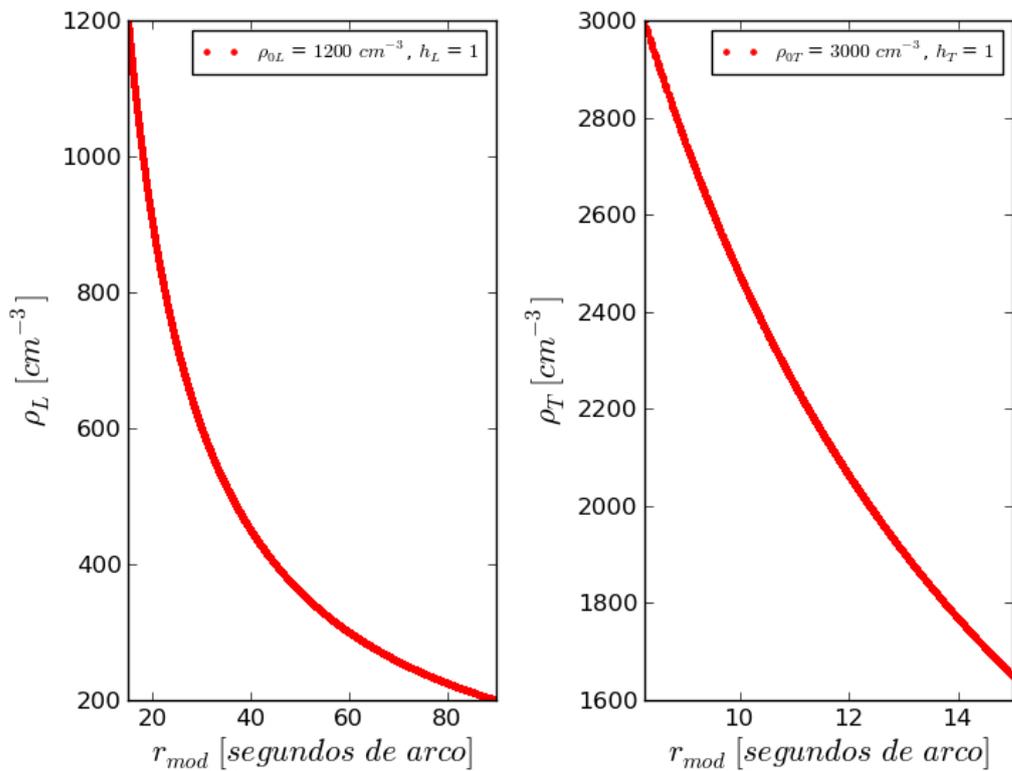


Figura 4.17: Exemplo de leis de densidade dos componentes lóbulos (esquerda) e *torus* (direita) para o caso em que as leis são independentes.

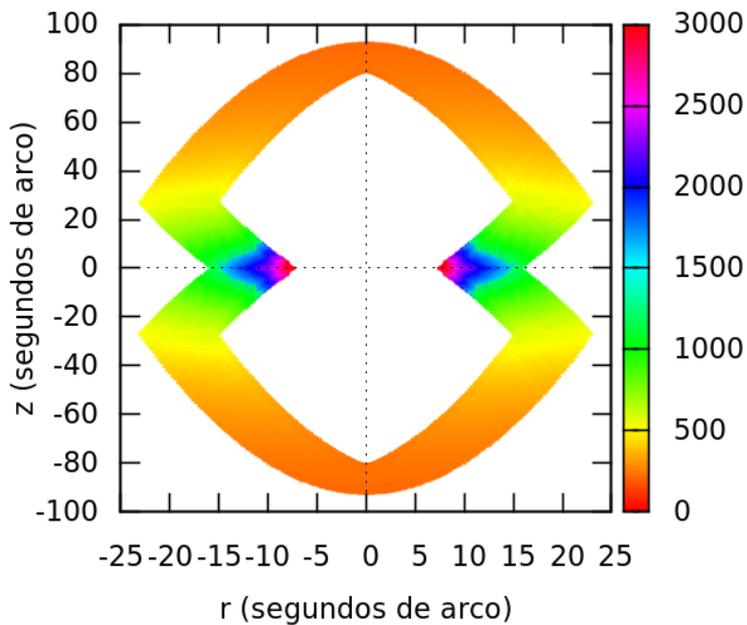


Figura 4.18: Mapa de densidade de nossa distribuição para o caso onde as leis de densidade são independentes. A escala de cor representa a densidade (em cm^{-3}).

definição de ρ_{0L} , a curva para as leis de densidade acopladas é mostrada na figura 4.20.

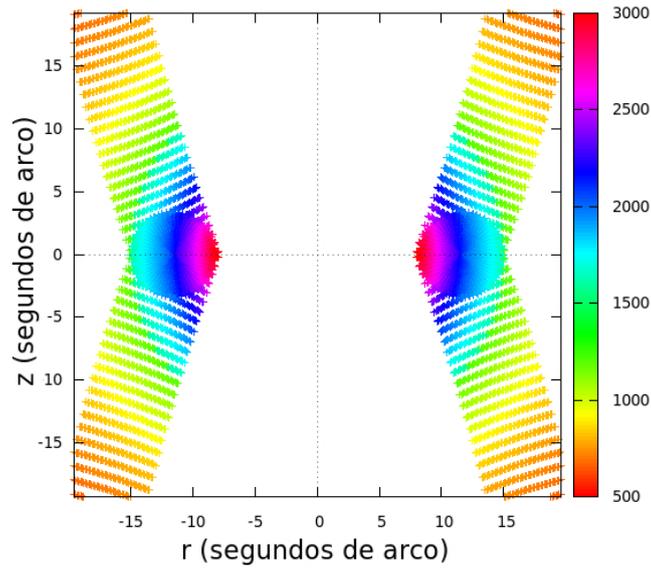


Figura 4.19: Região central do mapa de densidade ampliada. A escala de cor representa a densidade (em cm^{-3}).

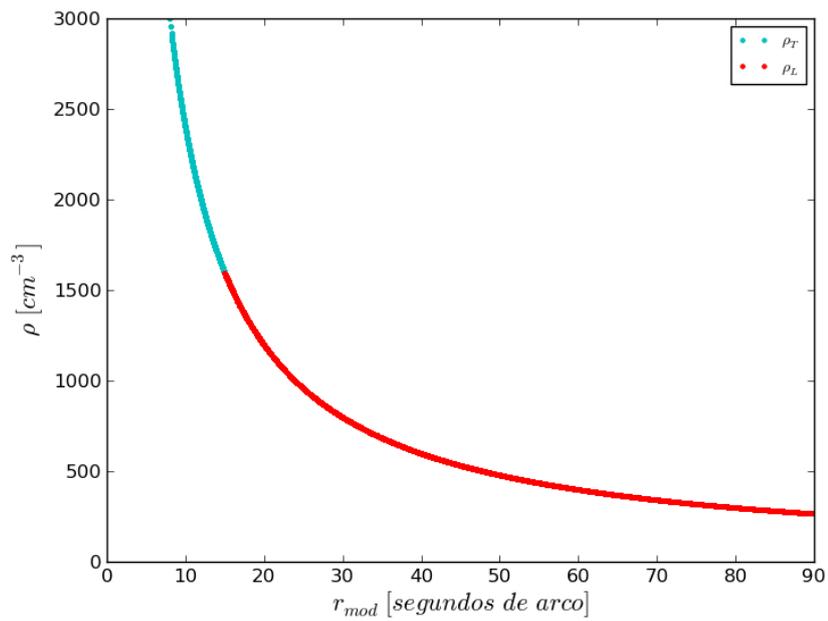


Figura 4.20: Curva das leis de densidade acopladas com $h_T = h_L = 1$.

Note que, nesse exemplo, as leis de densidade dos dois componentes são proporcionais a r_{mod}^{-1} . No entanto, nada impede que as densidades sejam proporcionais a potências distintas de r_{mod} (figuras 4.21 e 4.22).

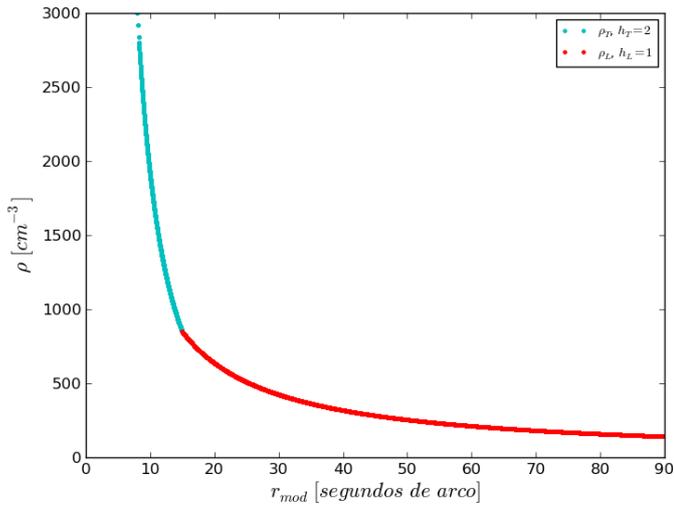


Figura 4.21: Curva das leis de densidade acopladas com $h_T = 2$ e $h_L = 1$.

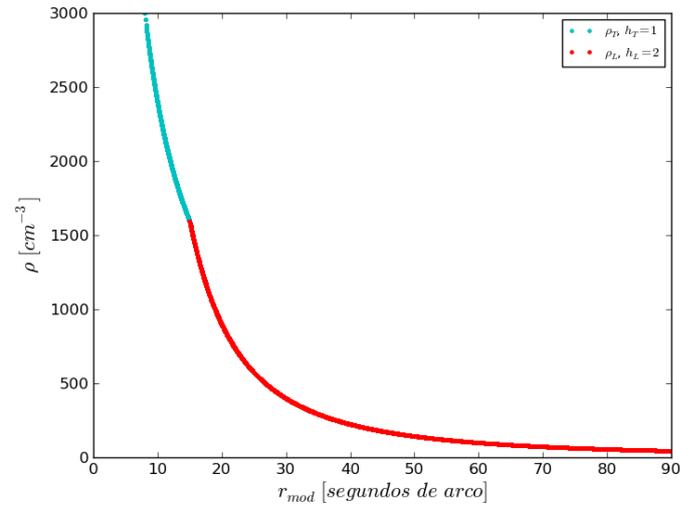


Figura 4.22: Curva das leis de densidade acopladas com $h_T = 1$ e $h_L = 2$.

Abaixo nas figuras 4.23 e 4.24 são apresentados os mapas de densidade para as leis de densidade do exemplo com $h_T = h_L = 1$. Comparando-se esses mapas com os das figuras 4.18 e 4.19, é possível perceber a maior suavidade na transição do componente *torus* para o lóbulos do caso acoplado com relação ao caso independente.

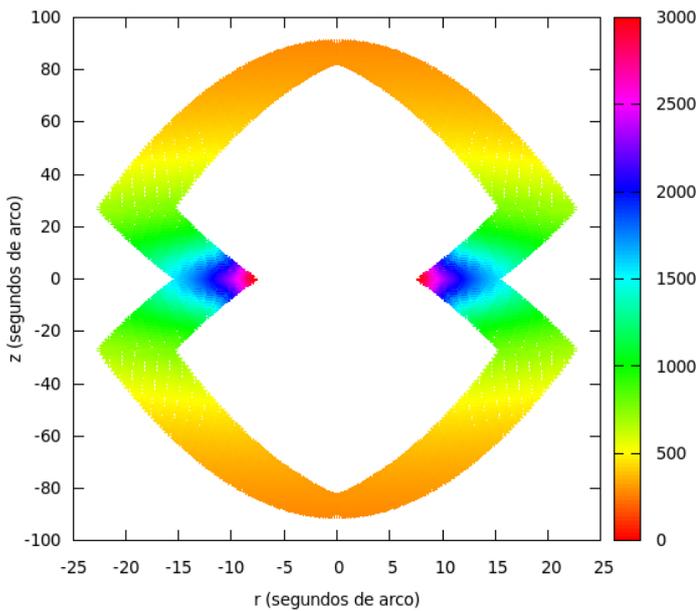


Figura 4.23: Mapa de densidade de nossa distribuição para o caso onde as leis de densidade são acopladas. A escala de cor representa a densidade (em cm^{-3}).

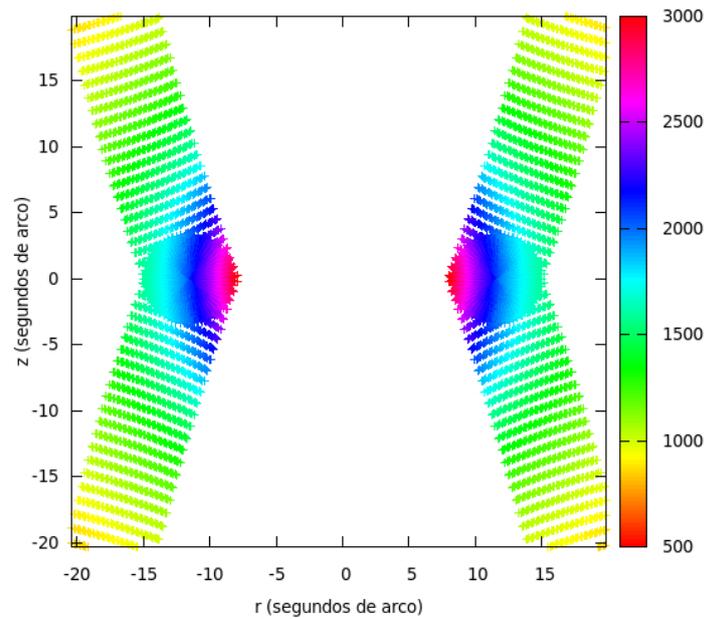


Figura 4.24: Região central do mapa de densidade da figura 4.23. A escala de cor representa a densidade (em cm^{-3}).

Capítulo 5

Resultados da Modelagem da Nebulosa Planetária NGC 2346

As incertezas inerentes às determinações de distâncias e luminosidades de NPs não nos permitem restringir com eficácia estes dois parâmetros. Desta forma, além dos valores disponíveis na literatura para a nebulosa em questão, outros valores típicos de NPs também foram explorados. No que concerne a T_{eff} da estrela central, as linhas de alta excitação apresentadas por NGC 2346 nos levaram a limitar esse parâmetro entre valores de 100 kK a 150 kK. A temperatura Zanstra estimada é 143 kK (Kaler & Jacoby 1989). O esquema da figura 5.1 apresenta o espaço de parâmetros inicial utilizado nos modelos.

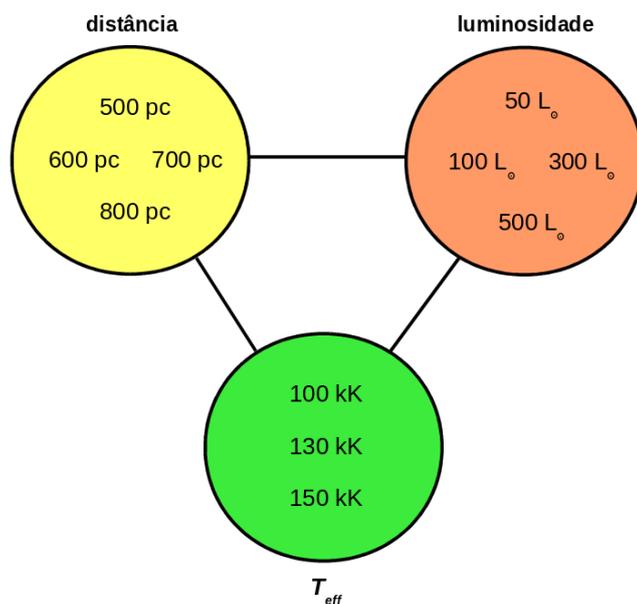


Figura 5.1: Espaço de parâmetros inicial explorado nos modelos.

As propriedades de uma nebulosa planetária são extremamente dependentes do contínuo ionizante. Para NPs com estrelas centrais quentes (acima de 100 kK), efeitos NLTE (*non-Local Thermodynamic Equilibrium*) são importantes (Rauch 2003). Desta forma, em nossos modelos, não somente distribuições de corpo negro foram testadas como contínuo

ionizante, como também modelos de atmosferas NLTE de Thomas Rauch (disponíveis em <http://astro.uni-tuebingen.de/~rauch>).

As figuras 5.2, 5.3 e 5.4 apresentam a variação do fluxo ionizante dos modelos de atmosfera (SED - *Spectral Energy Distribution*) com relação à composição química, T_{eff} e $\log(g)$, respectivamente. Os gráficos também compararam as SEDs com distribuições de corpo negro de mesma T_{eff} . Observa-se que a variação do fluxo é extremamente significativa para comprimentos de onda até 300 Å.

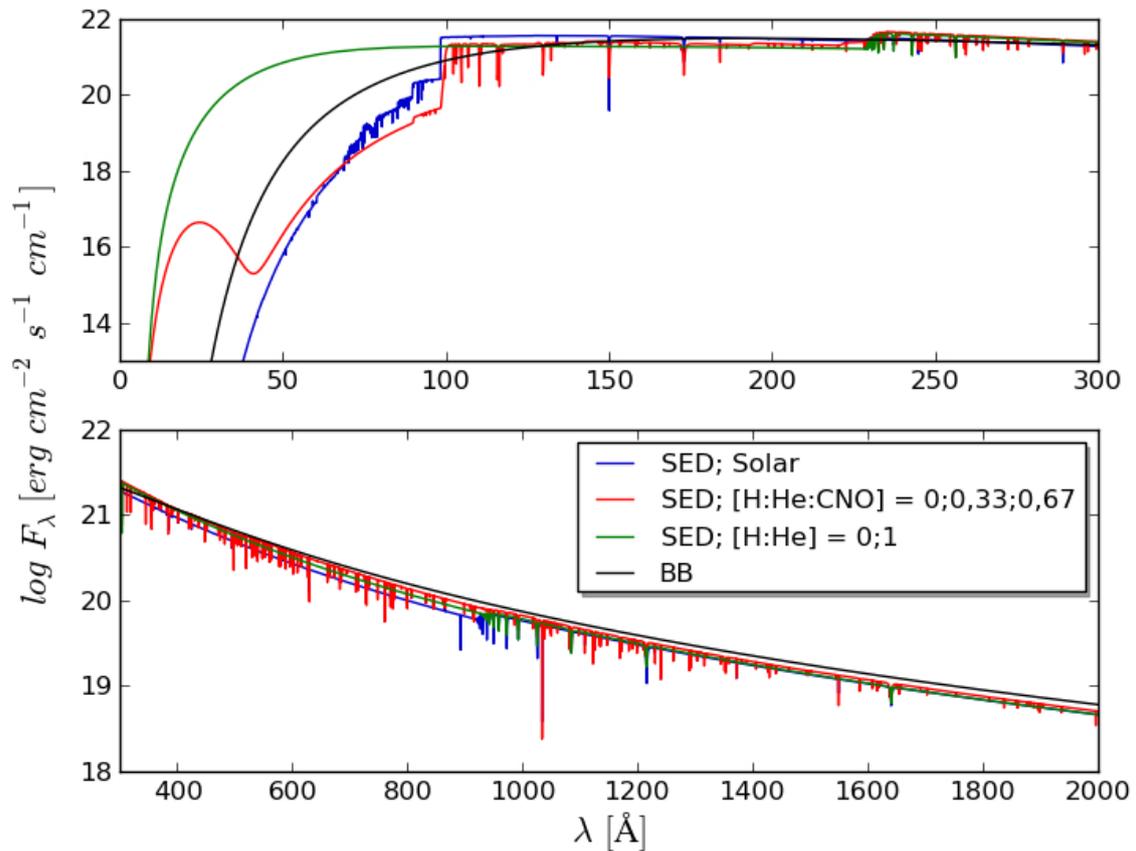


Figura 5.2: Fluxo ionizante dos modelos de atmosfera para diferentes composições químicas. Nesses modelos: $T_{eff} = 150$ kK e $\log(g) = 6$. Azul: abundâncias solares; vermelho: $[H:He:CNO] = 0:0,33:0,67$; verde: $[H:He] = 0:1$; preto: BB.

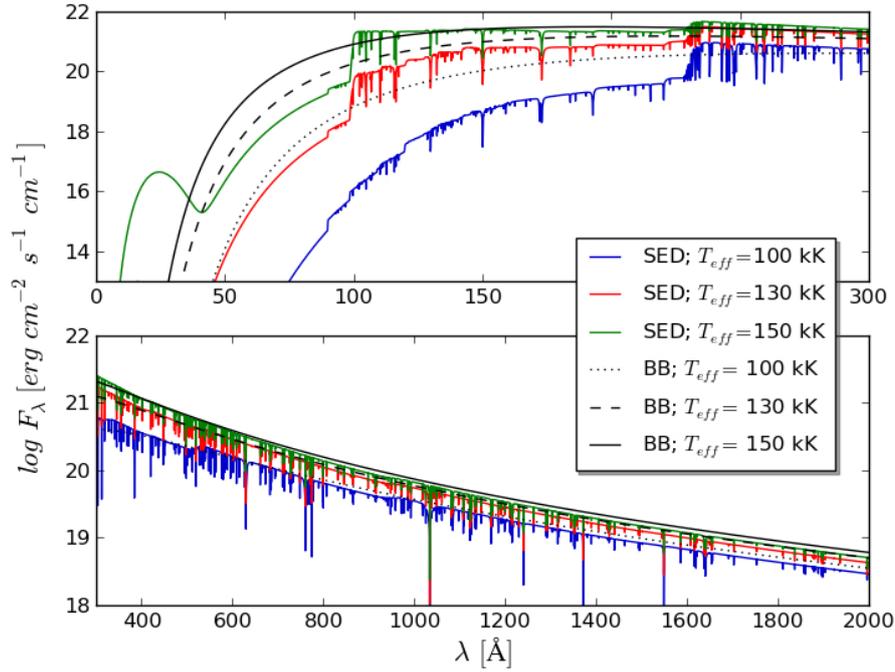


Figura 5.3: Fluxo ionizante dos modelos de atmosfera para diferentes T_{eff} . Nesses modelos: $[H:He:CNO] = 0:0,33:0,67$ e $\log(g) = 6$. Azul: $T_{eff} = 100$ kK; vermelho: $T_{eff} = 130$ kK; verde: $T_{eff} = 150$ kK; preto pontilhado: BB de 100 kK; preto tracejado: BB de 130 kK; preto contínuo: BB de 150 kK.

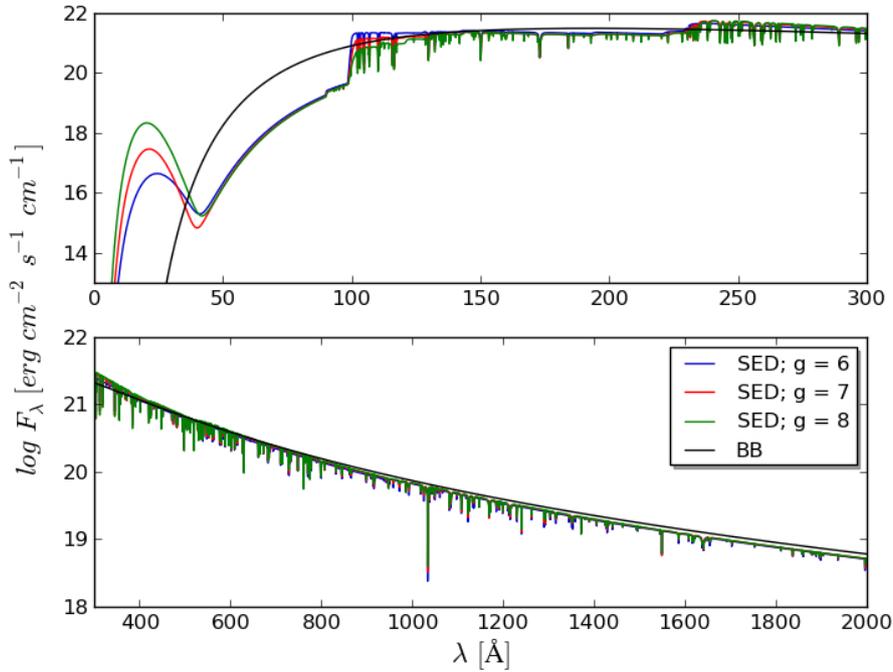


Figura 5.4: Fluxo ionizante dos modelos de atmosfera para diferentes $\log(g)$. Nesses modelos: $[H:He:CNO] = 0:0,33:0,67$ e $T_{eff} = 150$ kK. Azul: $\log(g) = 6$; vermelho: $\log(g) = 7$; verde: $\log(g) = 8$; preto: BB.

O fluxo $H\beta$ é determinado principalmente por dois fatores:

i) Parâmetros envolvidos na equação do fluxo, diz-se distância e luminosidade

$$F(H\beta) = \frac{L(H\beta)}{4\pi d^2}; \quad (5.1)$$

ii) Densidade do meio.

Mesmo a luminosidade sendo função da temperatura ($L \propto T^4$), a T_{eff} (dentro dos valores plausíveis para a estrela central de NGC 2346) possui um papel secundário na variação do fluxo $H\beta$, fornecendo uma alteração de 12% entre modelos com 100 kK e 150 kK. Os dois parâmetros mencionados anteriormente podem modificar o fluxo $H\beta$ em ordens de grandeza.

As razões de linhas de diagnóstico de densidade ([O II] e [S II], por exemplo) de NGC 2346 mostram que esta nebulosa apresenta baixa densidade (tabela 3.2). Ainda assim, realizamos testes com os limites de densidade superiores para NPs opticamente espessas (Caso B: $n_e \approx 10^4 - 10^5 \text{ cm}^{-3}$; Osterbrock & Ferland 2006). Os valores do fluxo $H\beta$ obtidos com os modelos de alta densidade foram muito maiores do que o valor observado, o que corrobora a previsão de baixa densidade obtida pelas razões de linhas observadas.

No que concerne às leis de densidades aplicadas, a utilização de leis de densidade acopladas (subseção 4.3.2), quando a densidade do *torus* não é constante, exige altas densidades para esse componente a fim de manter a relação de Tafuya et al. (2009) entre as densidades numéricas dos dois componentes da distribuição (*torus* e lóbulo)

$$\rho_T = (5 - 10) \times \rho_L, \quad (5.2)$$

o que novamente leva a valores de fluxo $H\beta$ superestimados.

Nenhum de nossos modelos foi capaz de reproduzir o fluxo $H\beta$ observado. Os possíveis motivos para tal serão discutidos mais a frente. Desta maneira, a escolha do melhor modelo foi baseada no fluxo $H\beta$ mais próximo do valor observado, nas razões de linhas (modelo/observação) e na estrutura de ionização da nebulosa.

As tabelas 5.1, 5.2 e 5.3 apresentam os parâmetros de entrada do modelo que melhor reproduz as características de NGC 2346 acima mencionadas.

Tabela 5.1: Parâmetros de entrada para a estrela central que melhor ajusta as observações.

Parâmetro	Valor
T_{eff} (kK)	150
L_* (L_\odot)	50
$\log(g)$	6
H:He:CNO	0:0,33:0,67

Tabela 5.2: Parâmetros de entrada da distribuição de densidade que melhor ajusta as observações.

Parâmetro	Valor
Distância (pc)	700
Espessura	65% R_{ext} (Fig. 4.9)
ρ_T (cm^{-3})	1500 ($h_T = 0$)
ρ_L (cm^{-3})	1500 ($h_L = -2$)
$\bar{\rho}_T/\bar{\rho}_L$	5

Tabela 5.3: Abundâncias químicas totais de nosso melhor modelo.

He/H	C/H	N/H	O/H	Ne/H	S/H	C/H
$1,115 \times 10^{-1}$	$1,00 \times 10^{-4}$	$8,00 \times 10^{-5}$	$3,28 \times 10^{-4}$	$3,27 \times 10^{-5}$	$2,05 \times 10^{-6}$	$2,74 \times 10^{-7}$

A tabela 5.4 apresenta as razões entre os fluxos das linhas obtidos no modelo e os fluxos observados. Nota-se que as razões dos fluxos no ótico em geral são satisfatórias, considerando-se os erros observacionais, principalmente para as linhas mais importantes em nebulosas planetárias (He II $\lambda 4686$, [O III] $\lambda 4363$, [O III] $\lambda 4959$, [O III] $\lambda 5007$, [N II] $\lambda 5755$, He I $\lambda 5876$, [N II] $\lambda 6548$, $H\alpha$, [S II] $\lambda 6717$ e [S II] $\lambda 6731$). As discrepâncias nas linhas de [O II] $\lambda \lambda 3726, 3729$ são justificáveis não apenas por estas linhas serem muito próximas, mas também por encontrarem-se no limite inferior da rede de difração (que cobre uma faixa espectral entre $\lambda 3726$ e $\lambda 4959$), onde a sensibilidade é menor (Kaler et al. 1976).

Acreditamos que a grande discrepância entre os fluxos $H\beta$ observado e obtido no modelo ($F(H\beta)_{\text{mod}}/F(H\beta)_{\text{obs}} = 4,76$) pode ser atribuída a 3 motivos principais:

i) As observações que fornecem o fluxo $H\beta$ fotométrico de NGC 2346 são antigas (Kaler et al. 1976), assim observações mais recentes são necessárias para comprovar a veracidade do valor desses autores. Ainda, Kaler et al. (1976) relatam que o valor do fluxo

$H\beta$ encontrado é quase uma ordem de grandeza maior que o derivado anteriormente por Cahn & Kaler (1971), o que indica que as técnicas observacionais da época não eram tão precisas. Os dados espectroscópicos de Henry et. al. (2010), mais recentes, foram descartados da análise por cobrirem somente uma faixa equatorial muito estreita da nebulosa, e somente o componente *torus*, ou seja, os autores utilizaram uma fenda orientada na direção leste-oeste.

Tabela 5.4: Comparação entre as intensidades das linhas previstas pelo melhor modelo de NGC 2346 com as observações. A razão das linhas de emissão no ótico são dadas em relação à $H\beta = 1$, enquanto que as no ultravioleta são dadas em fluxo absoluto.

Linha	Observação ($H\beta=100$)	Razão (modelo/observação)	Erro observacional	Referência
$F(H\beta)$ ($\text{erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)	$(5,75 \pm 1,07) \times 10^{-12}$	4,76		
Ultravioleta				
N v $\lambda 1239$	47,2	2,33		FA83
C IV $\lambda 1550$	47,6	19,93		FA83
N III] $\lambda 1750$	14,4	18,49		FA83
C III] $\lambda 1909$	153,5	9,60		FA83
Ótico				
[O II] $\lambda 3726$	105,0	4,40	20 - 30 %	K76
[O II] $\lambda 3729$	120,0	2,57	20 - 30 %	K76
[Ne III] $\lambda 3868$	67,0	1,04	50 %	K76
He I $\lambda 4026$	2,9	0,87	50 %	K76
H δ $\lambda 4101$	27,4	1,72	40 %	K76
H γ $\lambda 4340$	35,7	0,73	40 %	K76
[O III] $\lambda 4363$	11,0	1,48	50 %	K76
He I $\lambda 4471$	5,2	1,07	50 %	K76
He II $\lambda 4686$	30,0	0,82	40 %	K76
[O III] $\lambda 4959$	326,0	1,06	20 %	K76
[O III] $\lambda 4959$	330,1	1,05	20 %	S76
[O III] $\lambda 5007$	1001,0	1,03	20 %	S76
[N II] $\lambda 5755$	11,0	0,81	40 %	S76
He I $\lambda 5876$	13,1	1,16	40 %	S76
[O I] $\lambda 6300$	12,5	5,07	40 %	S76
[N II] $\lambda 6548$	130,5	1,05	40 %	S76
H α $\lambda 6563$	290,2	0,97	20 %	S76
[N II] $\lambda 6584$	395,0	1,06	20 %	S76
[S II] $\lambda 6717$	21,2	1,03	40 %	S76
[S II] $\lambda 6731$	20,7	1,11	40 %	S76
He I $\lambda 7065$	14,0	0,25	40 %	S76

$$F(H\beta)_{\text{mod}} = 2,77 \times 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}.$$

FA83: Feibelman & Aller (1983); K76: Kaler et al. (1976); S76: Sabbadin (1976).

ii) Apesar dos *benchmarks* demonstrarem a viabilidade de nossa instalação do MO-CASSIN, parece haver um problema de compatibilidade entre o código e o compilador fortran (atualmente gfortran) para modelos contendo gás e poeira simultaneamente, de

maneira que os resultados obtidos nesses modelos são os mesmos obtidos em modelos contendo apenas gás. Outros compiladores fortran foram testados (ifort e g95), entretando o problema permanece. Assim, não foi possível testar a influência dos grãos de poeira no modelo. Sabe-se que os efeitos da presença de poeira nas condições físicas de NPs não são negligenciáveis (Osterbrock & Ferland 2006). Existe uma competição entre o gás e os grãos de poeira pela absorção dos fótons UV, os quais são reemitidos no infravermelho, podendo não só afetar o fluxo $H\beta$, como também justificar os fluxos superestimados (do modelo) das linhas no UV. De fato um dos efeitos da poeira é a destruição de fótons $L\alpha$. Devido ao livre caminho médio desses fótons ser grande, eles possuem uma probabilidade maior de serem absorvidos pela poeira, levando a uma menor emissão de certos íons. Tal efeito é observado na linha C IV $\lambda 1550$ em NPs. Ainda, quando os grãos de poeira estão presentes, a temperatura da nebulosa é afetada, uma vez que a absorção pelos grãos aquece o gás, o que poderia justificar as discrepâncias das linhas de baixa excitação no ótico ([O I] $\lambda 6300$). Sem um modelo contendo gás e poeira, as observações no infravermelho (Liu et al. 2001) também foram descartadas. As discrepâncias entre o modelo e essas observações são de ordens de grandeza;

iii) Estudos recentes, de alta resolução espacial (~ 60 - 90 milisegundos de arco), indicam a existência de nódulos de alta densidade na região central de NGC 2346 (Manchado et al. 2014; figura 5.5). Os tamanhos dos nódulos variam de 56 a 150 UA, a distâncias de 0,0056 a 0,15 pc da estrela central. Isso implica que os nódulos precisam ter uma densidade mínima de 15000 cm^{-3} a fim de sobreviverem à passagem da frente de ionização. É inegável que essas regiões de alta densidade afetam a emissão da nebulosa (e, portanto, o fluxo $H\beta$). Para obter-se um modelo realista de NGC 2346, faz-se necessário a elaboração de modelos de distribuições de densidade mais complexos do que os adotados neste trabalho, os quais incluam tais nódulos.

Outro fator determinante para a escolha dos parâmetros do melhor modelo foi a estrutura de ionização da nebulosa. A figura 5.6 apresenta a estrutura de ionização do modelo para os elementos hidrogênio e hélio. O hidrogênio encontra-se ionizado em cerca de 70% do componente *torus* (painel superior esquerdo), e praticamente totalmente ionizado nos

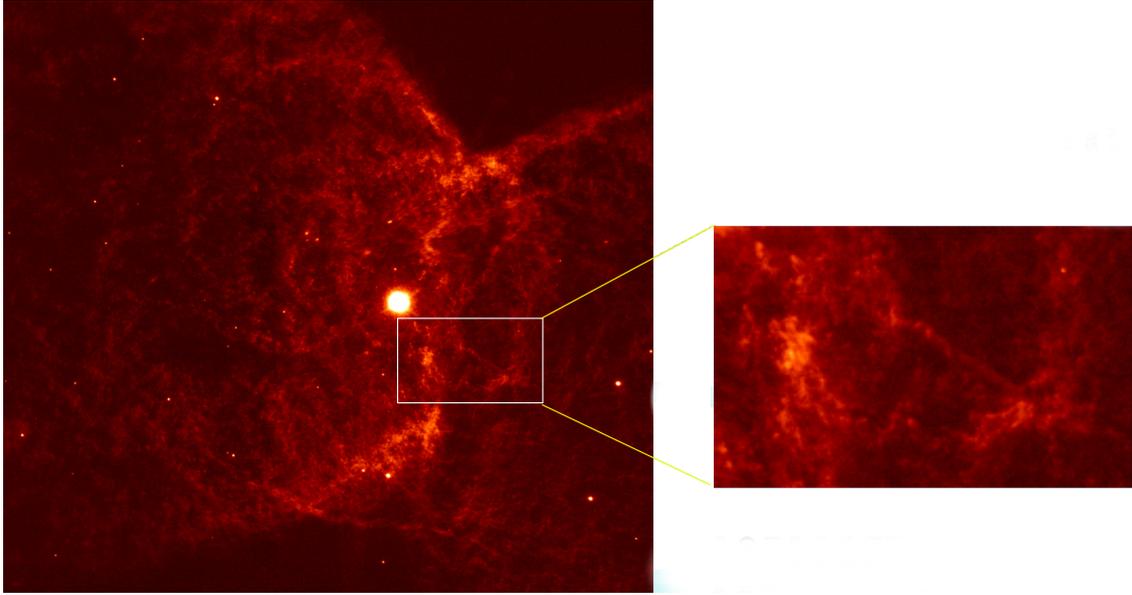


Figura 5.5: Imagem de NGC 2346 na linha de hidrogênio molecular $H_2(1-0)S(1)$ 2,122 μm . Figura adaptada de Manchado et al. (2014).

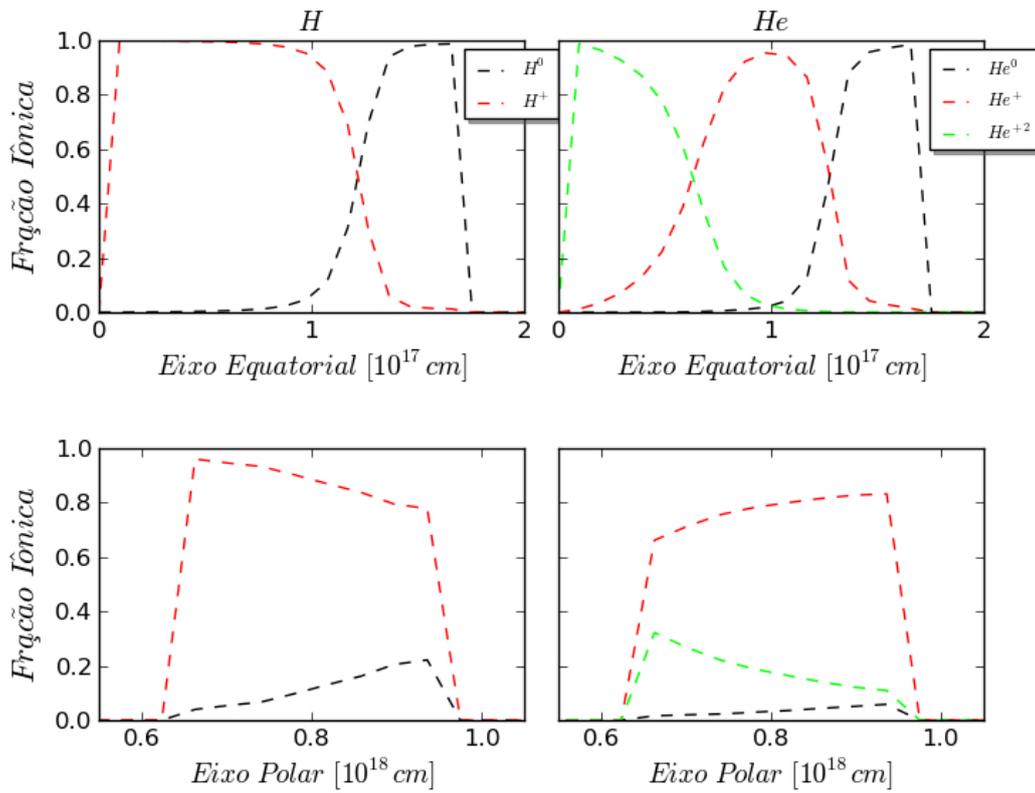


Figura 5.6: Frações iônicas dos elementos hidrogênio (esquerda) e hélio (direita) ao longo do eixo equatorial (painéis superiores) e polar (painéis inferiores). Preto: X^0 , vermelho: X^+ , verde: X^{+2} ; X: elemento.

lóbulos (painel inferior esquerdo), os quais, apesar de estarem mais distantes da estrela central, possuem menor densidade. O estado totalmente ionizado do elemento hidrogênio

é um resultado esperado em modelos de nebulosas de alta excitação, em consequência das altas temperaturas das estrelas centrais. A emissão em He II ocorre na região interna do *torus* (em verde no painel superior direito) e quase não é observada nos lóbulos (painel inferior direito), atingindo 30% da fração de ionização apenas nas regiões mais internas do componente. Devido a seu alto potencial de ionização (54,4 eV), é presumível observar He II em zonas próximas à fonte de ionização, ainda assim esperava-se uma emissão um pouco mais intensa nos lóbulos.

As figuras 5.7 e 5.8 apresentam uma composição de Arias et al. (2001) em [N II] $\lambda 6583$ (vermelho), H α (verde) e [O III] $\lambda 5007$ (azul). Nessas figuras observa-se uma extensa emissão em [N II], a qual delinea os limites externos do *torus* e dos lóbulos.

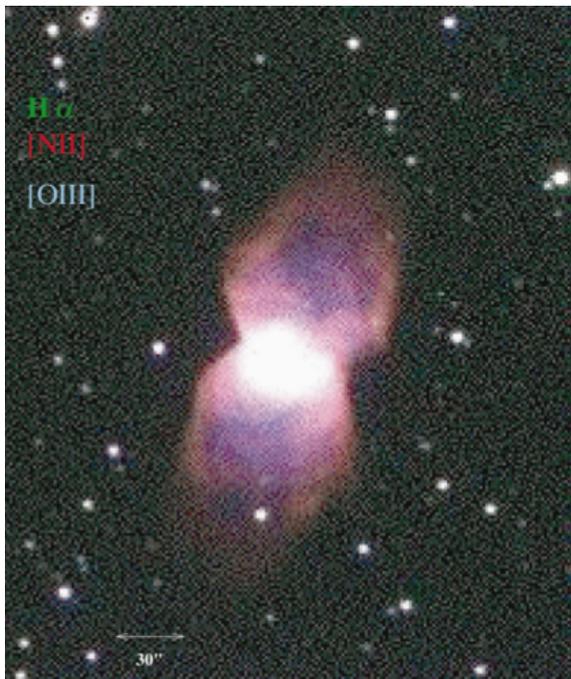


Figura 5.7: Imagem de NGC 2346 em [NII] ($\lambda 6583$; vermelho), H α (verde) e [OIII] ($\lambda 5007$; azul). Figura de Arias et al. (2001).

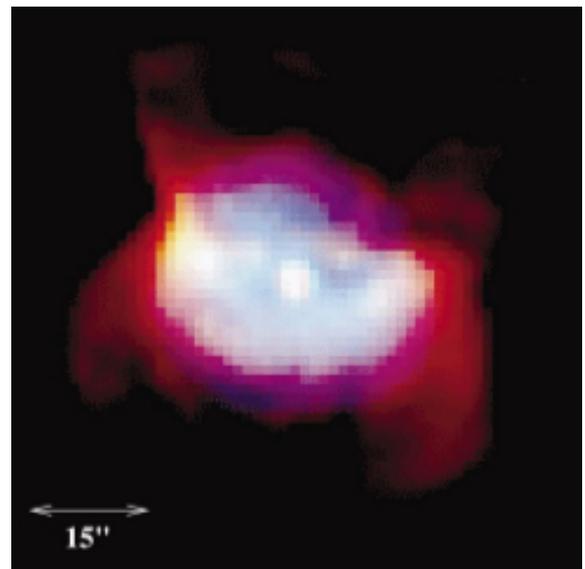


Figura 5.8: Mesma imagem de Arias et al. (2001) mostrando a região equatorial em detalhe.

A estrutura de ionização do nitrogênio (figura 5.9) realmente mostra emissão em [N II] ao longo de todo o eixo polar (em vermelho no painel inferior direito), que se intensifica nos limites da nebulosa ($\sim 90\%$ da fração de ionização do elemento). Contudo na zona equatorial (painel superior direito) encontra-se nitrogênio neutro na parte externa do *torus* (em preto), indicando que esse componente é ópticamente espesso em [N II]. Esse resultado parece indicar, entre outras coisas, que a densidade nessas regiões está superes-

timada. Adotou-se a densidade constante para o componente *torus* (1500 cm^{-3}). O uso de leis de potência para esse componente tornaria o *torus* óticamente fino, reproduzindo a emissão observada nas imagens de Arias et al. (2001). Contudo, isso implicaria que as densidades médias do *torus* e dos lóbulos fossem muito próximas, o que sabemos não ser verdade. Essas mesmas leis com maiores valores para ρ_{oT} (densidade do *torus* na região mais próxima à estrela central) reduziam a ionização dos lóbulos, uma vez que, o *torus* tornar-se-ia ainda mais óticamente espesso. Uma possível solução seria a utilização de duas leis de densidade para o componente *torus*.

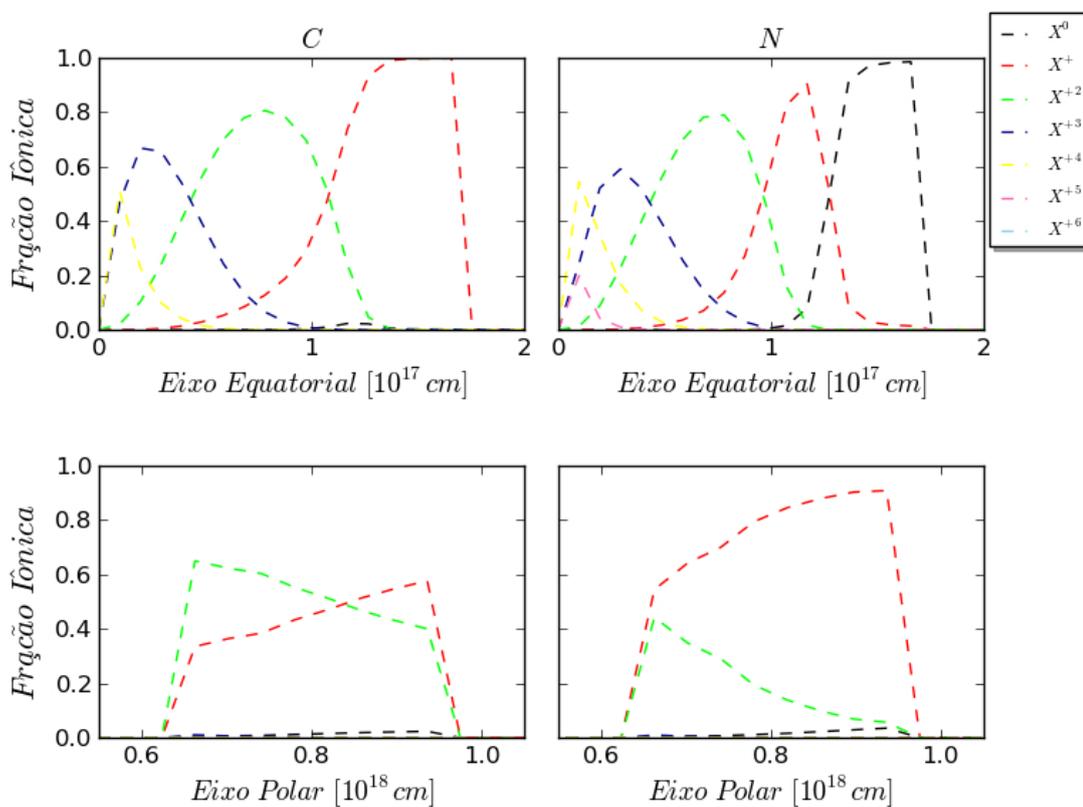


Figura 5.9: Frações iônicas dos elementos carbono (esquerda) e nitrogênio (direita) ao longo do eixo equatorial (painéis superiores) e polar (painéis inferiores). Preto: X^0 , vermelho: X^{+1} , verde: X^{+2} , azul escuro: X^{+3} , amarelo: X^{+4} , rosa: X^{+5} ; X: elemento.

A emissão em [O III] preenche os lóbulos, bem como é detectada dentro do *torus* (vide figura 5.8). Em nossa estrutura de ionização do oxigênio (figura 5.10), a emissão em [O III] (em verde) está confinada em uma região equatorial mais interna do que o esperado (painel superior esquerdo), indicando que o modelo também é óticamente espesso no componente

torus para essa emissão. Ainda, a emissão em [O III] nos lóbulos é muito baixa (painel inferior esquerdo), não chegando a 40% da fração de ionização na parte mais interna do componente, zona na qual deveria ser dominante. A fração de ionização nos lóbulos é dominada pela emissão em [O II], permanecendo entre 60% e 80% ao longo de todo o componente.

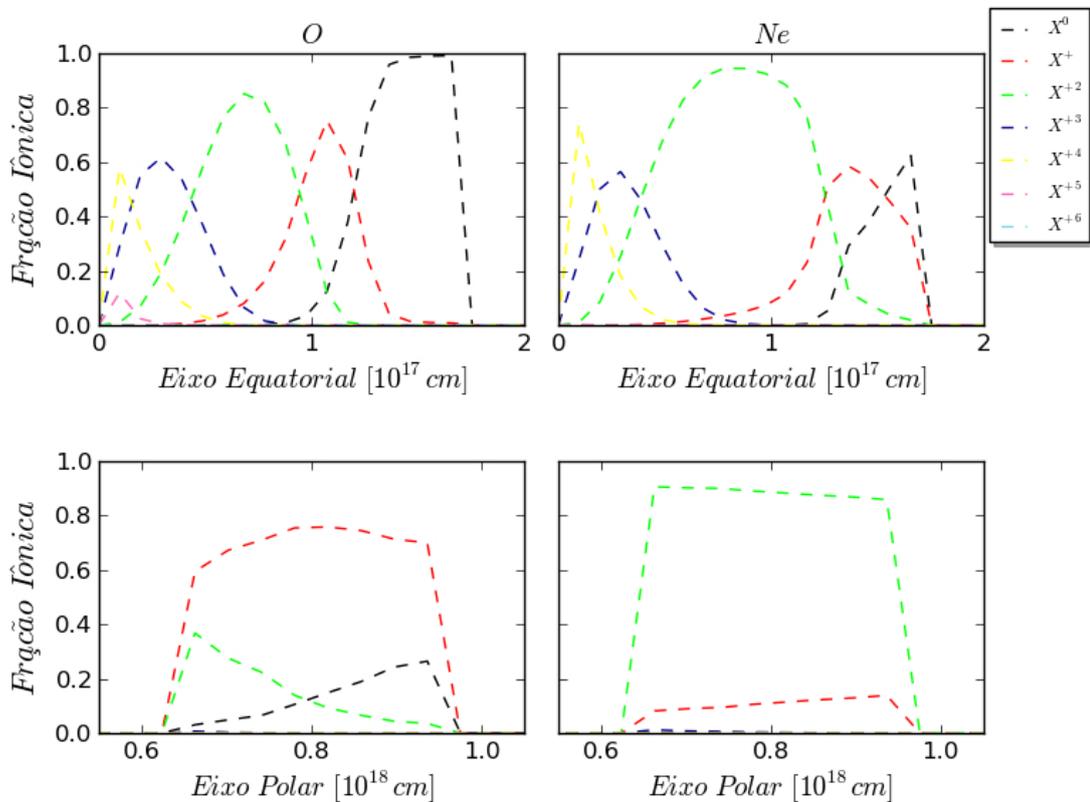


Figura 5.10: Frações iônicas dos elementos oxigênio (esquerda) e neônio (direita) ao longo do eixo equatorial (painéis superiores) e polar (painéis inferiores). Preto: X^0 , vermelho: X^{+1} , verde: X^{+2} , azul escuro: X^{+3} , amarelo: X^{+4} , rosa: X^{+5} ; X: elemento.

A figura 5.11 apresenta uma imagem de NGC 2346 em [S II] $\lambda\lambda 6716,6731$, também de Arias et al. (2001). Nota-se que a emissão nessa linha aparece principalmente na região central da nebulosa, e em algumas condensações nos lóbulos.

A figura 5.12 apresenta as estruturas de ionização dos elementos enxofre e argônio. O modelo indica que a emissão em [S II] domina a fração de ionização nas zonas externas da região equatorial (em vermelho no painel superior esquerdo). Devido ao efeito de projeção, não há como saber se a emissão em [S II] observada nas imagens de Arias et al. (2001)

ocorre apenas na zona externa do *torus*, ou se ocorre ao longo de todo o componente.

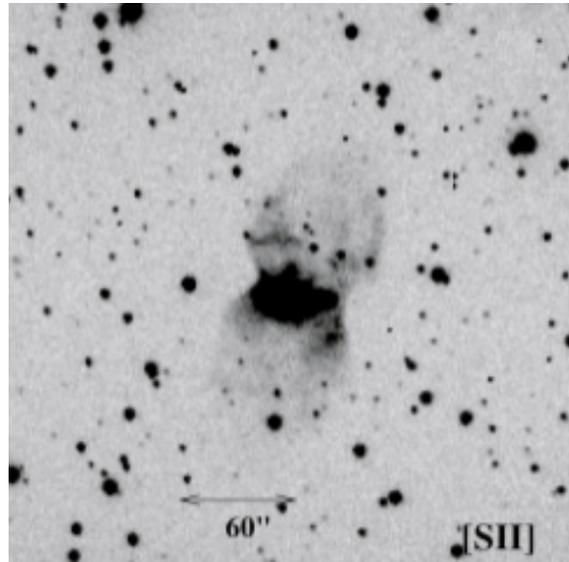


Figura 5.11: Imagem de NGC 2346 em [S II] $\lambda\lambda 6716,6731$ (Arias et al. 2001).

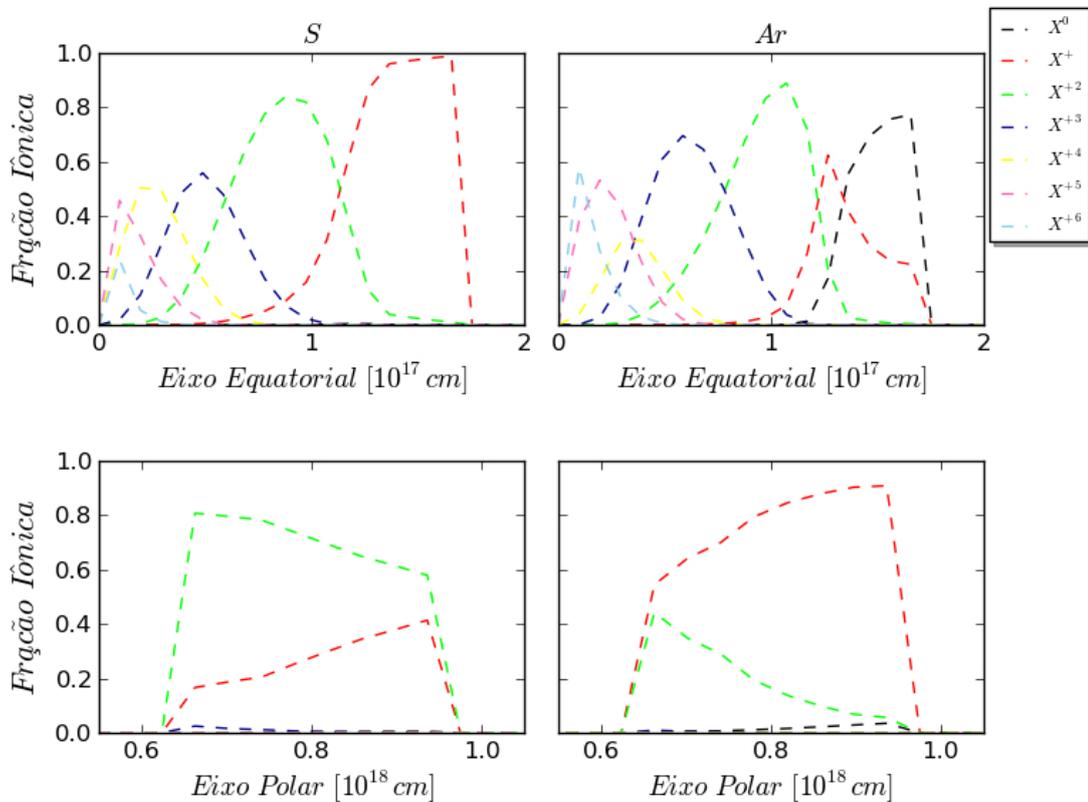


Figura 5.12: Frações iônicas dos elementos enxofre (esquerda) e argônio (direita) ao longo do eixo equatorial (painéis superiores) e polar (painéis inferiores). Preto: X^0 , vermelho: X^+1 , verde: X^+2 , azul escuro: X^+3 , amarelo: X^+4 , rosa: X^+5 , ciano: X^+6 ; X: elemento.

Ainda que a emissão em [S III] domine a fração de ionização nos lóbulos, a estrutura de ionização mostra o aumento da emissão em [S II] nas regiões mais distantes da fonte de ionização (painel inferior esquerdo), enquanto que na figura 5.11 observa-se o contrário.

As estruturas de ionização de todos os elementos exibem mais altos estágios de ionização no *torus*. Nas zonas centrais desse componente, a fração de ionização desses íons é significativa: $\sim 50\%$ de C^{+4} (em amarelo no painel superior esquerdo da figura 5.9), $\sim 50\%$ de N^{+4} (em amarelo no painel superior direito da figura 5.9), $\sim 60\%$ de O^{+4} (em amarelo no painel superior esquerdo da figura 5.10), $\sim 70\%$ de Ne^{+4} (em amarelo no painel superior direito da figura 5.10), $\sim 50\%$ de S^{+5} (em rosa no painel superior esquerdo da figura 5.12) e $\sim 60\%$ de Ar^{+6} (em ciano no painel superior direito da figura 5.12).

Foram apresentadas as estruturas de ionização dos elementos mais abundantes das NPs. NGC 2346 não possui mapas de emissão em linhas de outros elementos disponíveis na literatura, o que não nos permite fazer uma análise mais robusta acerca das frações de ionização do carbono, neônio e argônio.

A tabela 5.5 apresenta as densidades e temperaturas eletrônicas obtidas no modelo e compará-las com as obtidas diretamente das observações de Kaler et al. (1976) e Sabbadin (1976).

Tabela 5.5: Comparação entre as densidades e temperaturas eletrônicas estimadas nas observações e no modelo.

Razão de Linhas	K76	S76	Modelo
N_e (cm^{-3}):			
[O II] $\lambda 3726/\lambda 3729$	0,88 (220)		1,50 (1100)
[S II] $\lambda 6716/\lambda 6731$		1,02 (560)	0,95 (740)
T_e (K):			
[O III] $(\lambda 4959 + \lambda 5007)/\lambda 4363$	118,54 (12200)		90,72 (13850)
[N II] $(\lambda 6548 + \lambda 6584)/\lambda 5755$		47,77 (14200)	64,24 (12150)
K76: Kaler et al. (1976); S76: Sabbadin (1976)			

Como pode ser observado, as densidades eletrônicas obtidas no modelo estão superestimadas em relação às observações. A maior discrepância ocorre para a densidade obtida da razão de linhas do [O II], contudo, conforme foi discutido anteriormente, as medidas observacionais dessas linhas não estão bem determinadas. Também foi exposto anteriormente que a emissão em [S II] ocorre principalmente no *torus*. O fato de a densidade eletrônica

estar superestimada no modelo ressalta a necessidade de uso de uma lei de densidade não constante para esse componente. As temperaturas eletrônicas do modelo diferem em apenas 15% das obtidas nas observações. Krabbe & Copetti (2005) realizaram um estudo sobre flutuações de temperatura e densidade eletrônicas em 10 NPs da Galáxia. Esses autores obtiveram duas relações diferentes entre a temperatura eletrônica e a densidade eletrônica, as quais estão associadas às morfologias das nebulosas. NPs esféricas apresentaram uma anti-correlação entre esses dois parâmetros, ou seja, a temperatura eletrônica aumenta com o decréscimo da densidade eletrônica. Devido à presença de uma cavidade na região central de nebulosas desse tipo morfológico, espera-se densidades mais altas no envoltório e densidades mais baixas próximo à estrela central, onde a temperatura é maior. Já para NPs bipolares existem uma correlação (a temperatura eletrônica aumenta com o acréscimo da densidade eletrônica), uma vez que suas regiões centrais são mais densas. Dessa forma, esperava-se que a temperatura eletrônica estimada a partir das linhas de [O III] seja maior que a estimada a partir das linhas de [N II] para NGC 2346 (bipolar). De fato isso ocorre no modelo, mas não nos valores empiricamente determinados.

Nos modelos iniciais foram adotadas as abundâncias químicas apresentadas na tabela 3.4 (obtidas da literatura). Os valores dessas abundâncias foram variados a medida que foi necessário para ajustar as intensidades das linhas dos modelos às observações, sempre dentro da faixa de valores típicos em NPs.

Realizamos um total de 638 simulações, de maneira que, os resultados acima descritos são, sem sombra de dúvidas, os melhores que poderíamos obter dadas tanto as limitações observacionais quanto computacionais, as quais se mostraram definitivas no sucesso da modelagem.

Capítulo 6

Conclusões

No presente trabalho foi apresentado o processo de modelagem da nebulosa planetária NGC 2346 utilizando o código de fotoionização 3D MOCASSIN. A fim de representar a morfologia de NCC 2346 com maior acurácia, uma distribuição de densidade foi desenvolvida especificamente para essa nebulosa, reproduzindo as dimensões angulares das imagens em $H\alpha + [N II]$ de Arias et al. (2001), linhas nas quais a nebulosa exibe sua maior extensão.

Devido às incertezas associadas na determinação de certos parâmetros de NPs (distância e luminosidade da estrela central), uma ampla gama de valores foi explorada nos modelos. Esses valores corresponderam tanto a dados observacionais de NGC 2346 obtidos na literatura, quanto a valores típicos em NPs. Foram utilizados valores de 500 a 800 pc para a distância, e de 50 a 500 L_{\odot} para a luminosidade.

A classe de excitação de NGC 2346 sugere que essa seja uma nebulosa de alta excitação. Desta forma, a T_{eff} da estrela central foi restringida a valores altos (100-150 kK).

Além de distribuições de corpo negro, modelos de atmosferas de Thomas Rauch, com diferentes abundâncias químicas, foram testados como forma do contínuo ionizante.

Apesar de estudos mostrarem a relevância dos grãos de poeira em NGC 2346, não foi possível analisar modelos contendo ambos gás e poeira, aparentemente devido a um problema de comunicação entre o compilador fortran e as bibliotecas MPI.

Nenhum dos modelos foi capaz de reproduzir o fluxo $H\beta$ observado. Os possíveis motivos para tal foram atribuídos a: *i*) fluxo $H\beta$ fotométrico pouco preciso (determinação

muito antiga Kaler et al. 1976); *ii*) ausência de poeira nos modelos; e *iii*) existência de nódulos de alta densidade no componente *torus* que não foram incorporados à distribuição de densidade.

O modelo que melhor representa as propriedades de NGC 2346 foi capaz de reproduzir a maior parte das intensidades das linhas no ótico, com algumas discrepâncias em linhas de baixa excitação, o que geralmente é um indicador de que a T_{eff} está superestimada. Entretanto, T_{eff} s mais baixas diminuem a fração de ionização dos elementos, de forma que esse resultado provavelmente é consequência das leis de densidades adotadas. As intensidades das linhas no ultravioleta estão superestimadas no modelo, o que foi associado à ausência de poeira.

As estruturas de ionização apresentaram algumas discrepâncias com relação as características de emissão de NGC 2346. O *torus* é óticamente espesso em [N II] no modelo. Entretanto, as observações mostram que esse componente é óticamente fino para essa emissão, uma vez que nas regiões mais externas observa-se [N II]. A emissão em [O III] é observada em zonas mais externas do que as apresentadas pelo modelo, o que indica que a nebulosa também deva ser óticamente fina em [O II]. A emissão em [N II] nos lóbulos está em acordo com as observações, enquanto que, esperava-se um comportamento contrário ao obtido para a emissão em [S II], ou seja, que essas emissões diminuíssem conforme nos afastamos da estrela central. As estruturas de ionização também indicam que os íons de alta excitação, em geral, estão confinados na zonas centrais da nebulosa. Apesar de ter-se desenvolvido um sofisticado código para a distribuição de densidade, a não-homogeneidade de densidade da nebulosa ainda exige melhor ajustes dessa distribuição.

As densidades eletrônicas obtidas no modelo estão superestimadas com relação às determinadas nas observações, sendo a melhor estimativa (através das linhas de [S II]) discrepante em 30%. As temperaturas eletrônicas do modelo e das observações estão em bom acordo, diferindo apenas em 15%.

É evidente a necessidade de obter-se novas estimativas do fluxo $H\beta$ para NGC 2346. Se confirmado o valor existente para esse dado, saber-se-á que as discrepâncias do modelo são realmente uma questão de ajuste da não-homogeneidade da distribuição de densidade

e da inclusão de poeira no modelo. Somente a partir de novas observações os parâmetros da nebulosa poderão ser determinados com a devida acurácia através de modelos 3D de fotoionização. Os resultados deste trabalho poderão ser utilizados para restringir os parâmetros de entrada para futuros modelos, o que facilitará o processo de modelagem.

Apêndice A

Nebulosas Planetárias Estudadas com Códigos de Fotoionização 3D

Neste apêndice encontram-se duas tabelas contendo todas NPs previamente estudadas com códigos de fotoionização 3D. As tabelas apresentam o tipo morfológico de cada nebulosa, os parâmetros da estrela central e as abundâncias nebulares do modelo que melhor ajusta as observações de cada nebulosa. Na tabela A.1 estão as NPs que foram estudadas com o MOCASSIN. Na tabela A.2 estão as NPs que foram estudadas com o código de Gruenwald et al. (1997).

Tabela A.1: Nebulosas planetárias estudadas com o MOCASSIN

	NGC 3918	Abell 30 (nódulo J3)	NGC 1501 (ECNP WR)	NGC 6781	NGC 40
Morfologia	Elipsoidal	Elipsoidal/Esférica	Elipsoidal	Elipsoidal	Elipsoidal
Parâmetros da Estrela Central					
$\log(L_*/L_\odot)$	3,8	3,7	3,7	2,6	3,2
T_{eff} (K)	140000	130000	100000	123000	50000
$\log g$ (cgs)	7,5	6,0	6,0	7,0	7
Abundâncias Nebulares					
Hélio	0,107	0,0250 (H/He)	0,110	0,125	0,120
Carbono	$8,0 \times 10^{-4}$	0,0200 (C/He)	$3,40 \times 10^{-4}$	$5,95 \times 10^{-4}$	$6,9 \times 10^{-4}$
Nitrogênio	$1,5 \times 10^{-4}$	0,0222 (N/He)	$3,16 \times 10^{-4}$	$9,75 \times 10^{-5}$	$8,5 \times 10^{-5}$
Oxigênio	$5,0 \times 10^{-4}$	0,0233 (O/He)	$3,50 \times 10^{-4}$	$3,50 \times 10^{-4}$	$4,9 \times 10^{-4}$
Neônio	$1,2 \times 10^{-4}$	0,0200 (Ne/He)	$6,35 \times 10^{-5}$	$7,10 \times 10^{-5}$	
Magnésio	$1,4 \times 10^{-5}$		$3,80 \times 10^{-5}$		
Silício	$1,0 \times 10^{-5}$		$1,00 \times 10^{-5}$		
Enxofre	$1,6 \times 10^{-5}$		$3,10 \times 10^{-5}$	$2,80 \times 10^{-6}$	$2,6 \times 10^{-6}$
Argônio	$2,0 \times 10^{-6}$		$1,10 \times 10^{-6}$	$2,26 \times 10^{-6}$	
Cloro					$8,1 \times 10^{-8}$
Ferro	$3,7 \times 10^{-7}$		$6,60 \times 10^{-6}$		
Referência	E03b	E03c	E04	SM06	M11

E03b: Ercolano et al. (2003b); E03c: Ercolano et al. (2003c); E04: Ercolano et al. (2004);
E03c: Schwarz & Monteiro (2006); M11: Monteiro & Falceta-Gonçalves (2011)

	NGC 6153	SuWt 2	Abell 48	NGC 7009
Morfologia	Elipsoidal	Anel Elíptico	Esférica	Elipsoidal
Parâmetros da Estrela Central				
$\log(L_*/L_\odot)$	3,5	2,8	3,7	3,5
T_{eff} (K)	92000	140000	70000	80000
$\log g$ (cgs)	5,8	7,0		4,9
Abundâncias Nebulares				
Hélio	0,102	0,090	0,120	0,112
Carbono	$3,88 \times 10^{-4}$	$4,00 \times 10^{-4}$	$3,00 \times 10^{-3}$	$3,20 \times 10^{-4}$
Nitrogênio	$4,37 \times 10^{-4}$	$2,44 \times 10^{-4}$	$6,50 \times 10^{-5}$	$2,00 \times 10^{-4}$
Oxigênio	$7,33 \times 10^{-4}$	$2,60 \times 10^{-4}$	$1,40 \times 10^{-4}$	$4,50 \times 10^{-4}$
Neônio	$2,44 \times 10^{-4}$	$1,10 \times 10^{-4}$	$6,00 \times 10^{-5}$	$1,06 \times 10^{-4}$
Magnésio	$3,83 \times 10^{-5}$			
Silício	$3,53 \times 10^{-5}$			
Enxofre	$1,76 \times 10^{-5}$	$1,57 \times 10^{-6}$	$6,00 \times 10^{-6}$	$9,00 \times 10^{-6}$
Argônio	$2,93 \times 10^{-6}$	$1,35 \times 10^{-6}$	$1,20 \times 10^{-6}$	$1,20 \times 10^{-6}$
Ferro				$5,00 \times 10^{-7}$
Referência	Y11	D13	D14	G06

Y11: Yuan et al. (2011); D13: Danehkar et al. (2013)

D14: Danehkar et al. (2014); G06: Gonçalves et al. (2006)

Tabela A.2: Nebulosas planetárias estudadas com o código de Gruenwald et al. (1997).

	IC 418	NGC 3132	NGC 6369	Menzel 1	NGC 7293 (Nódulos)
Morfologia	Elipsoidal	Elipsoidal	Elipsoidal	Bipolar	Esférica
Parâmetros da Estrela Central					
$\log (L_*/L_\odot)$	3,9	2,2	3,9	2,2	2,0
T_{eff} (K)	36700	90000	91000	120000	120000
$\log g$ (cgs)	3,6		5,1		
Abundâncias Nebulares					
Hélio	0,120	0,126	0,114	0,114	0,120
Carbono	$7,94 \times 10^{-4}$	$7,10 \times 10^{-4}$	$3,30 \times 10^{-4}$	$3,30 \times 10^{-4}$	$4,00 \times 10^{-4}$
Nitrogênio	$1,00 \times 10^{-4}$	$2,00 \times 10^{-4}$	$1,10 \times 10^{-4}$	$2,20 \times 10^{-4}$	$2,48 \times 10^{-4}$
Oxigênio	$3,98 \times 10^{-4}$	$6,00 \times 10^{-4}$	$6,10 \times 10^{-4}$	$4,70 \times 10^{-4}$	$4,60 \times 10^{-4}$
Neônio	$1,00 \times 10^{-4}$	$8,20 \times 10^{-5}$	$6,50 \times 10^{-5}$	$3,50 \times 10^{-5}$	$1,52 \times 10^{-4}$
Magnésio	$1,12 \times 10^{-5}$	$3,80 \times 10^{-7}$			$3,80 \times 10^{-7}$
Silício	$1,26 \times 10^{-5}$	$3,55 \times 10^{-4}$			$3,50 \times 10^{-7}$
Enxofre	$4,47 \times 10^{-6}$	$1,62 \times 10^{-5}$	$7,50 \times 10^{-6}$	$1,10 \times 10^{-5}$	$1,48 \times 10^{-6}$
Argônio	$1,58 \times 10^{-6}$	$3,60 \times 10^{-6}$			$3,10 \times 10^{-6}$
Ferro	$3,98 \times 10^{-7}$	$4,70 \times 10^{-7}$			$4,70 \times 10^{-7}$
Referência	MG09	Mon00	M04b	Mon05	A11

MG09: Morisset & Georgiev (2009); Mon00: Monteiro (2000);
M04b: Monteiro et al. (2004b); Mon05: Monteiro et al. (2005);
A11: Aleman et al. (2011).

Referências Bibliográficas

- Aleman, I., Zijlstra, A. A., Matsuura, M., Gruenwald, R. & Kimura, R. K. 2011, MNRAS, 416, 790
- Aller, L. H. 1956, *Gaseous Nebulae*, *New York : Wiley*
- Arias, L., Rosado, M., Salas, L. & Cruz-González, I. 2001, AJ, 122, 3293
- Baldwin, J. A., Ferland, G. J., Martin, P. G., Corbin, M. R., Cota, S. A., Peterson, B. M. & Slettebak, A. 1991, ApJ, 374, 580
- Balick, L. 1987, AJ, 94, 671
- Balick, L., Frank, A. 2002, ARA&A, 40, 439
- Barral J. F., Canto J., Meaburn J. & Walsh J. R. 1982, MNRAS, 199, 817
- Beintema, D. A. & Pottasch, S. R. 1999, A&A, 347, 942
- Benjamin, R. A., Skillman, E. D. & Smits, D. P. 1999, ApJ, 514, 307
- Cahn, J. H., & Kaler, J. B. 1971, ApJS, 22, 319
- Calvet, N. & Peimbert, M. 1983, RMxAA, 5, 319
- Casassus, S., Roche, P. F. & Barlow, M. J. 2000, MNRAS, 314, 657
- Carroll, B. W. & Ostlie, D. A. 2006, *An Introduction to Modern Astrophysics*, Addison Wesley, 2^a edição, p.463
- Corradi, R. L. M., Manso, R., Mampaso, A. & Schwarz, H. E. 1996, A&A, 313, 913

- Corradi, R. L. M & Schwarz, H. E. 1995, A&A, 293, 871
- Costero, R., Tapia, M., Mendez, R. H., Echevarria, J., Roth, M., Quintero, A. & Barral, J. F. 1986, Rev. Mex. AA, 13, 149
- Curtis, H. D. 1918, *Publ. Lick Obs.*, Vol. XVIII, *Part III*, p. 57
- Danehkar, A., Parker Q. A., & Ercolano, B. 2013, MNRAS, 434, 1513
- Danehkar, A., Todt, H., Ercolano, B. & Kniazev, A. Y. 2014, MNRAS, 439, 3605
- Danziger, I. J., Frogel, J. A. & Persson, S. E. 1973, ApJ, 184, L29+
- Ercolano, B., Barlow, M. J., Storey, P. J. & Liu, X. -W. 2003a, MNRAS, 340, 1136
- Ercolano, B., Morisset, C., Barlow, M. J., Storey, P. J. & Liu, X. -W. 2003b, MNRAS, 340, 1153
- Ercolano, B., Barlow, M. J., Storey, P. J., Liu, X. -W., Rauch, T., & Werner, K. 2003c, MNRAS, 344, 1145
- Ercolano, B., Wesson, R., Zhang, Y., Barlow, M. J., De Marco, O., Rauch, T., & Liu, X. -W., 2004, MNRAS, 354, 558
- Ercolano, B., Barlow, M. J. & Storey, P. J. 2005, MNRAS, 362, 1038
- Ercolano, B., Young, P.R., Drake, J. J. & Raymond, J. C. 2008, ApJS, 175, 534
- Ferland G. J. 1980, PASP, 92, 596
- Feibelman, W. A. & Aller, L. H. 1983, 270, 150
- Ferland G. J., Korista K. T., Verner D. A., Ferguson J. W., Kingdon J. B. & Verner E. M. 1998, PASP, 110, 761
- Ferland G. J., Porter, R. L., van Hoof, P. A. M., Williams, R. J. R., Abel, N. P., Lykins, M. L., Shaw, G., Henney, W. J. & Stancil, P. C. 2013, RMxAA, 49, 137
- Frew, D. J., Bojicčić, I. S. & Parker, Q. A. 2013, MNRAS, 431, 2

- Gonçalves, D. 2004, Portal do Astrônomo, Tema do Mês, em *http* :
//www.portaldoastronomo.org/tema.php?id = 3
- Gonçalves, D. R., Corradi, R. L. M. & Mampaso A. 2001, *ApJ*, 547, 302
- Gonçalves, D. R., Corradi, R. L. M., Mampaso A. & Perinotto, M. 2003, *ApJ*, 597, 975
- Gonçalves, D. R., Ercolano, B., Carnero, A., Mampaso A. & Corradi, R. L. M. 2006,
MNRAS, 365, 1039
- Greig, W. E. 1971, *A&A*, 10, 161
- Groves, B., Dopita, M. A., Williams, R. E. & Hua, C.-T. 2002, *Publications of the
Astronomical Society of Australia*, 19, 425
- Gruendl, R. A., Guerrero, M. A., Chu, Y. & Williams, R. M. 2006, *ApJ*, 653, 339
- Gruenwald, R., Viegas, S. M. & Brogrière, D. 1997, *ApJ*, 480, 283
- Harrington, J. P., Monk, D. J., Clegg, R. E. S. 1988, *MNRAS*, 231, 577
- Henry, R. B. C., Kwitter, K. B., Jaskot, A. E, Balick, B. & Morrison, M. A. 2010, *ApJ*,
724, 748
- Herwig, F. 2005, *ARA&A*, 43, 435
- Howarth I.D. 1983, *MNRAS*, 203, 301
- Hummer D.G. & Storey P.J. 1987, *MNRAS*, 224, 801
- Iben, Jr. I. & and Renzini, A. 1983, *ARA&A*, 21, 271
- Kaler, J. B., Aller, L. H. & Czyzak, S. J. 1976, *ApJ*, 203, 636
- Kaler, J. B. & Jacoby, G. H. 1989, 345, 871
- Kallrath, J. & Milone, E. F. 2009, *Eclipsing Binary Star : Modeling and Analysis*,
Astronomy and Astrophysics Library.
- Kato, T., Nogami, D., & Baba, H. 2001, *PASJ*, 53, 901

- Kingsburgh, R. L. & Barlow, M. J. 1994, MNRAS, 271, 257
- Kholtygin, A. F. 1998, *A&A*, 329, 691
- Kohoutek, L. & Senkbeil, G. 1973, 18° *Liège Colloquium (Les Nébuleuses Planétaires)*,
Mém. Soc. Roy. Liège, 6^a série, 5, 485
- Krabbe, A. C. & Copetti, M. V. F. 2005, *A&A*, 443, 981
- Kwok, S. 2000, *The Origin and Evolution of Planetary Nebulae*, Cambridge Univ.
Press
- Kwok, S. 1994, PASP, 106, 344
- Kwok, S. 2002, ASPC, 260, 245
- Kwok, S. 2005, JKAS, 38, 271
- Kwok, S., Purton, C. & Fitzgerald, P. 1978, ApJ, 219, 125
- Leene, A. & Pottasch, S. R. 1988 *A&A*, 202, 203
- Liu, X. -W., Barlow, M.J., Danziger, I.J. & Clegg, R. E. S. 1995, MNRAS, 273, 47
- Liu, X. -W., Barlow, M. J., Cohen, M., Danziger, I. J., Luo, S.-G., Baluteau, J. P., Cox,
P., Emery, R. J., Lim, T. & Péquignot, D. 2001, MNRAS, 323, 343
- Lucy, L. B. 1999, *A&A*, 344, 281
- Manchado, A., Guerrero, M. A., Stanghellini, L., & Serra-Ricart, M. 1996, *The IAC
Morphological Catalog of Northern Galactic Planetary Nebulae*, (IAC:Tenerife)
- Manchado, A., Stanghellini, L., Villaver, E., Garcia-Segura, G., Shaw, R. & Garcia-
Hernandez, D. A. 2014, *Asymmetric Planetary Nebulae VI Conference*, COD:
2014apn6.confE..56M
- Méndez, R. H. 1978, MNRAS, 185, 647
- Méndez, R. H., Niemela, V. S. 1981, ApJ, 250, 240

- Monteiro, H. S. A., Morisset, C., Gruenwald, R. & Viegas, S. M. 2000, *ApJ*, 537, 853
- Monteiro, H. S. A., *Estrutura Espacial de Nebulosas Planetárias*, Universidade de São Paulo, 2004a, Tese de Doutorado.
- Monteiro, H. S. A., Schwarz, H. E. & Gruenwald, R. 2004, *ApJ*, 609, 194
- Monteiro, H. S. A., Schwarz, H. E., Gruenwald, R., Guenthner, K. & Heathcote, S. R. 2005, *ApJ*, 620, 321
- Monteiro, H. S. A., Falceta-Gonçalves, D. 2011, *ApJ*, 738, 174
- Morisset, C. & Georgiev, L. 2009, *A&A*, 507, 1517
- Moser, D. F., *Modelagem de nebulosas planetárias com morfologia bipolar*, Universidade de São Paulo, 2011, Tese de Mestrado.
- Neri, R., Kahane, C., Lucas, R., Bujarrabal, V., & Loup, C. 1998, *A&A*, 130, 1
- Osterbrock, D. E. & Ferland G. J. 2006, *Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei, University Science Books*
- Pascucci I., Wolf S., Steinacker J., Dullemond C. P., Henning T., Niccolini G., Woitke P. & Lopez B. 2004, *A&A*, 417, 793
- Peimbert, M. 1978, *IAUS*, 76, 215
- Peimbert, M. & Torres-Peimbert, S. 1983. *In Planetary Nebulae*, IAU Symposium 103 (ed. D.R. Flower), p. 233. Reidel.
- Perinotto, M., Morbidelli, L. & Scatarzi, A. 2004, *MNRAS*, 349, 793
- Peterson, C. J. 2000, *CliffsQuickReview Astronomy, Houghton Mifflin Harcourt*, 1ª Edição, p. 178
- Phillips, J. P. 2000, *AJ*, 119, 342
- Rauch, T. 2003, *IAUS*, 209, 191

- Reid, W. A. & Parker, Q. A. 2010, PASA, 27, 187
- Rowlands, N., Houck, J. R. & Herter, T. 1994, ApJ, 427, 867
- Sabbadin, F. 1976, A&A, 52, 291
- Sackman, I. -J., Boothroyd, A. I., & Kraemer, K. E. 1993, ApJ, 418, 457
- Sahai, R., Morris, M. R. & Villar, G. G. 2011, AJ, 141, 134
- Schwarz, H. E. & Monteiro, H. 2006, ApJ, 648, 4305
- Shklovsky, I. 1956, Astr. Zh., 33, 315
- Stanghellini, L., Corradi, R. L. M., & Schwarz, H. E. 1993, A&A, 279, 521
- Stanghellini, L., Villaver, E., Manchado, A. & Guerrero, M. A. 2002, ApJ, 576, 285
- Stanghellini, L., Guerrero, M. A., Cunha, K., Manchado, A. & Villaver, E. 2006, ApJ, 651, 898
- Storey, P. J. & Hummer, D. G. 1995, MNRAS, 272, 41
- Su K. Y. L., Kelly, D. M., Latter, W. B., Misselt, K. A., Frank, A., Volk, K., Engelbracht, C. W., Gordon, K. D., Hines, D. C., Morrison, J. E., Muzerolle, J., Rieke, G. H., Stansberry, J. A. & Young, E. 2004, ApJS, 154, 302
- Tafoya, D., Gómez, Y., Patel, N. A., Torrelles, J. M., Gómez, G., et al. 2009, ApJ, 691, 911
- Tsamis, Y. G., Barlow, M. J., Liu, X. -W., Danziger, I. J. & Storey, P. J. 2003, MNRAS, 345, 186
- Torres-Peimbert S., Peimbert M. 1977, Rev. Mex. Astron. Astrofis., 2, 181
- Vicini, B., Natta, A., Marconi, A., Testi, L., Hollenbach, D., & Draine, B. T. 1999, A&A, 342, 823
- Walsh, J. R. 1983, MNRAS, 202, 303

Walsh, J. R., Meaburn, J. & Whitehead, M. J. 1991, A&A, 248, 613

Wright, N. J., Barlow, M. J., Ercolano, B. & Rauch, T. 2001, MNRAS, 418, 370

Yuan, H. -B., Liu, X. -W., Péquignot, D., Rubin, R. H., Ercolano, B., Zhang, Y. 2011,
MNRAS, 411, 1035

Zuckerman, B. & Aller, L. H. 1986, ApJ, 301, 772