

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



Modelo de Fotoionização 3D da Nebulosa Planetária NGC 2346

Aluna: Carolina Moura Carneiro

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

Projeto de Final de Curso para a obtenção do título de Astrônomo

Rio de Janeiro
Abril/2012

"O que fazemos por nós mesmos morre conosco.

Mas o que fazemos pelos outros

e pelo mundo permanece,

e é imortal."

Albert Pine, escritor americano.

Agradecimentos

Agradeço à UFRJ e ao Observatório do Valongo por oferecer aos alunos uma instituição de ensino superior de qualidade.

À minha orientadora Denise por tornar possível o desenvolvimento deste trabalho e por ter me ensinado a ser o mais independente possível na área de pesquisa.

Aos meus pais, Ilídio e Maria Conceição, sem o apoio dos quais eu não poderia ter ingressado em um curso de nível superior; 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 as minhas opiniões; por serem amigos além de pais; e principalmente pela dedicação e amor incondicional oferecidos a mim todos esses anos.

Aos meus primos Leonardo e Gleice, por serem como irmãos para mim. Ao restante da minha família, pelo apoio e preocupação. Em especial aos meus avós que eu tanto amo.

Aos funcionários do Observatório do Valongo. Aos professores da UFRJ, em especial aos do Observatório do Valongo, por transmitirem seu conhecimento aos alunos de forma agradável, e em alguns casos, por servirem como exemplo profissional.

Aos alunos e amigos do Observatório do Valongo, pelos bons momentos vividos durante os anos de graduação. Aos meus amigos Bel, Rafael e Caio Britto, pelas muitas risadas e momentos de descontração. À minha amiga Flávia por ser minha fiel escudeira. Ao meu amigo Caio Tebaldi por termos uma ligação eterna. Ao meu amigo João, agradeço pelas risadas, caronas e conselhos todos esses anos, mesmo ele não tendo a mesma cortesia por mim em sua monografia. Em especial à minha amiga Raquel, por estar presente nos momentos que preciso e também naqueles que não preciso; pelos conselhos; pelo apoio; pelos momentos de diversão ao longo desses anos; e principalmente por me deixar participar no desenvolvimento das minhas duas princesas.

Às minhas princesas Maria Eduarda e Maria Clara, por simplesmente existirem.

Resumo

Nebulosas planetárias (NPs) representam um estágio da evolução de estrelas de baixa massa e de massa intermediária, no final de suas vidas, quando estas expulsam suas camadas externas. Essa ejeção de matéria forma um envoltório brilhante, 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 são não esféricamente simétricas, devido ao fato da distribuição de densidade no entorno das estrelas não ser homogênea. 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 (temperatura e densidade eletrônicas, o estado de ionização dos elementos, as abundâncias químicas iônicas e totais, dentre outros) quanto da estrela central (temperatura e luminosidade). O presente trabalho propõe-se a criar um modelo de fotoionização tridimensional (3D) para a nebulosa planetária NGC 2346 utilizando o código MOCASSIN. Uma vez ajustadas as intensidades das linhas obtidas no modelo às intensidades do espectro óptico observado, deseja-se determinar alguns dos parâmetros que caracterizam esta nebulosa e que são dificilmente obtidos diretamente das observações (distância, por exemplo). Dentro deste escopo criamos distribuições de densidade, sem e com estratificação, baseadas nas imagens de NGC 2346 em $H\alpha+[NII]$ e em $H\alpha$. Os parâmetros da estrela central foram estimados através das correlações empíricas usuais, que baseiam-se no espectro óptico da nebulosa. Utilizou-se nos modelos seis conjuntos de abundâncias químicas totais compilados da literatura. Os melhores ajustes das intensidades das linhas às observações ocorreram utilizando baixas densidades e altas temperaturas. Apenas o modelo que faz uso da estratificação na densidade de partículas inicial foi capaz de reproduzir o fluxo $H\beta$ observado, bem como obter valores razoáveis para as intensidades das linhas de baixa ionização como $[OII]$ e $[NII]$. As demais linhas de emissão intensas no espectro óptico das nebulosas, como $HeII \lambda 4686$, $[OIII] \lambda 4959$ e $[NeIII] \lambda 3868$ foram ajustadas com discrepâncias de 1%, 4% e 6%, respectivamente. Através do estudo destes modelos é possível afirmar que a NGC 2346 é uma nebulosa planetária com baixa densi-

dade eletrônica ($\sim 290 \text{ cm}^{-3}$), temperatura eletrônica que varia de 10.000 K a 14.000 K e que possui uma estrela central com temperatura efetiva da ordem de 10^5 K. Ainda não foi possível obter resultados conclusivos sobre a luminosidade e a distância desta nebulosa, uma vez que acreditamos que as dimensões utilizadas nos modelos finais podem estar ligeiramente subestimadas.

Palavras-Chave: Nebulosas planetárias: NGC 2346 - códigos de fotoionização, MO-CASSIN - abundâncias químicas nebulares.

Abstract

Planetary nebulae represent a stage of evolution of low and intermediate mass stars, at the end of their lives, when they expel their outer layers. The matter ejected forms the bright shells of ionized gas that surround what at this stage is called the central star of the planetary nebulae. Some of these objects have spherical symmetry, however most of the planetary nebulae are not spherically symmetric, because the density distribution in the vicinity of the stars is, initially, not homogeneous. Photoionization codes intent to reproduce the interactions of the central star's radiation with the nebular gas, in order to obtain information of both, gas and central star. From the models it is possible to determine the gas electron temperature and density; the ionization state of the elements; the ionic and total chemical abundances; among other properties. And, concerning the star, its effective temperature and luminosity can also be deduced. The goal of this work is to create a 3D photoionization model for the planetary nebula NGC 2346 using the 3D code MOCASSIN. Once the intensities of the modelling lines are adjusted to the observed optical spectrum, one simultaneously gets some parameters that characterize the nebula, and which are hard to obtain directly from observations, like distance, for example. For this study we created density distributions, with and without stratification, based on NGC 2346's images in $H\alpha+[NII]$ and $H\alpha$. The central star's input parameters were estimated from usual empirical correlations based on the nebular optical spectrum. Six sets of empirical total chemical abundances, from the literature, were used in the modelling. The best fitting of the spectrum occurred using relatively low densities and high effective temperatures. Only models that make use of stratification in the initial particles' density were able to reproduce the observed $H(\beta)$ flux and give reasonable values for the intensities of the low-ionization lines like $[OII]$ and $[NII]$. Other intense emission lines in the optical spectrum of the nebula, as $HeII \lambda 4686$, $[OIII] \lambda 4959$ and $[NeIII] \lambda 3868$, were fitted with discrepancies of 1%, 4% and 6%, respectively. As the main result of the modelling we can say that NGC 2346 is a planetary nebula with a low electron density of $\sim 290 \text{ cm}^{-3}$, nebular temperature varying from 10.000 K to 14.000 K, and in which

the central star has an effective temperature of about 10^5 K. It was not possible yet to constrain the luminosity and distance of this nebula, since we believe the dimensions used in the final model may be slightly underestimated.

Keywords: Planetary nebulae: NGC 2346 - photoionization codes, MOCASSIN - nebular chemical abundances.

Lista de Figuras

1.1	Imagem da nebulosa planetária M27, conhecida como <i>Dumbbell Nebula</i> ou Nebulosa dos Halteres	2
1.2	Modelo da evolução solar de Sackmann et al. (1993)	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, segundo o esquema de Stanghellini et al. (1993)	9
1.6	Diferentes tipos de microestruturas, simétricas com relação à estrela central ou isoladas. Figura retirada de Gonçalves (2004).	10
1.7	Estrutura de ionização dos elementos nitrogênio e oxigênio projetada ao longo do eixo.	12
3.1	Imagens de NGC 2346 no óptico.	31
3.2	Imagens de NGC 2346 obtidas com os telescópios <i>XMM-Newton</i> e com o <i>HST</i>	36
4.1	Formulário do <i>Grid Maker</i> de Roger Wesson utilizado para criar as distribuições de densidade	40
4.2	Lóbulos bipolares de uma distribuição de densidade obtida com o <i>Grid Maker</i>	41
4.3	<i>Torus</i> de uma distribuição de densidade obtida com o <i>Grid Maker</i>	42
4.4	Sobreposição dos componentes lóbulo e <i>torus</i> de uma distribuição de densidade obtida com o <i>Grid Maker</i>	42
4.5	Estimativa para a temperatura da estrela central.	44

4.6	Estrutura de ionização dos principais elementos químicos das NPs para o Modelo A.	48
4.7	Imagem de NGC 2346 em $H\alpha$, por Phillips & Cuesta (2000).	49
4.8	Estrutura de ionização dos principais elementos químicos das NPs para o Modelo E.	52
4.9	Estrutura de ionização dos principais elementos químicos das NPs para o Modelo I.	55
4.10	Estrutura de ionização dos principais elementos químicos das NPs para o Modelo J.	59

Lista de Tabelas

3.1	Propriedades da estrela central de NGC 2346.	32
3.2	Classes de excitação segundo o método de Aller (1956).	33
3.3	Abundâncias químicas de NGC 2346 compiladas da literatura.	37
3.4	Intensidades das linhas de emissão no óptico - o espectro óptico de NGC 2346	38
4.1	Parâmetros das primeiras distribuições de densidade para $d = 690$ pc. . . .	46
4.2	Os parâmetros das novas distribuições de densidade para $d = 690$ pc. . . .	50
4.3	Intensidades das linhas dos modelos D, E, F e G; normalizadas por $H\beta =$ 1,00.	51
4.4	Parâmetros das distribuições de densidade para $d = 500$ pc.	53
4.5	Parâmetros de entrada do melhor ajuste obtido sem estratificação de den- sidade.	53
4.6	Intensidades das linhas do melhor modelo sem estratificação de densidade, Modelo I, em termos de $H\beta = 1,00$	54
4.7	Razões das linhas de diagnóstico do Modelo I comparadas com as obtidas do espectro observado.	54
4.8	Parâmetros da distribuição de densidade com estratificação e $d = 500$ pc. .	56
4.9	Parâmetros de entrada do melhor ajuste obtido com estratificação de den- sidade.	57
4.10	Intensidades das linhas do melhor modelo com estratificação de densidade, Modelo J, em termos de $H\beta = 1,00$	58
4.11	Razões das linhas de diagnóstico do Modelo J e razões observadas.	58

5.1 Razões das linhas de diagnóstico dos modelos I e J comparadas com as observadas por Liu et al. (1995).	62
A.1 Parâmetros das nebulosas planetárias estudadas com o MOCASSIN	67
A.2 Parâmetros das nebulosas planetárias estudadas com o código 3D de Gruenwald et al. (1997).	69

Sumário

1	Introdução	1
1.1	Nebulosas Planetárias	1
1.1.1	Perspectiva Histórica	1
1.1.2	Evolução de Estrelas de Baixa Massa e Massa Intermediária	3
1.1.3	Hipótese de Formação	7
1.1.4	Morfologia	8
1.2	Códigos de Fotoionização	10
1.3	Os Fatores de Correção de Ionização - <i>icfs</i>	11
1.4	Motivação	13
2	O Código MOCASSIN	16
2.1	O Tratamento Monte Carlo	17
2.1.1	O Início da Simulação	18
2.1.2	A Trajetória dos Pacotes de Energia	19
2.1.3	A Intensidade Média	21
2.1.4	A Emissividade do Gás e a Difusão dos Pacotes de Energia	21
2.1.5	O Processo Iterativo	23
2.2	A Inclusão da Poeira	23
2.2.1	Poeira e suas Opacidades	26
2.2.2	A Química e o Tamanho dos Grãos	26
2.2.3	Determinação das Temperaturas de Poeira	26
2.2.4	Distribuição da Energia Espectral Emergente	28
2.3	Parâmetros de Entrada	28

2.4	Parâmetros de Saída	29
3	A Nebulosa Planetária NGC 2346	30
3.1	Características Observacionais: Gerais	30
3.2	Características Observacionais Específicas: Espectroscopia Óptica.	37
4	O Processo de Modelagem	39
4.1	Parâmetros de Entrada do Modelo	39
4.1.1	A Distribuição de Densidade	39
4.1.2	A Luminosidade da Estrela Central	43
4.1.3	A Temperatura da Estrela Central	44
4.2	A Modelagem	45
4.2.1	Os Modelos sem Estratificação de Densidade	45
4.2.2	Os Modelos com Estratificação de Densidade	55
5	Discussão dos Resultados	60
6	Conclusões e Perspectivas	63
	A Nebulosas Planetárias Estudadas com Códigos 3D	66
	Bibliografia	70

Capítulo 1

Introdução

1.1 Nebulosas Planetárias

As nebulosas planetárias (NPs) representam uma fase da evolução de estrelas de baixa massa e massa intermediária, quando estas, no final de suas vidas, expõem suas camadas mais externas, que pouco a pouco se expandem e se misturam com o meio interestelar. A diversidade morfológica e complexidade desses objetos despertou e continua despertando o interesse da comunidade astronômica, que busca entender detalhadamente quais os processos físicos fundamentais envolvidos na formação e posterior fotoionização destas nebulosas. A base deste estudo são as simulações teóricas que, quando compatíveis com as observações, nos fornecem informações importantes sobre a física e a evolução desses objetos.

1.1.1 Perspectiva Histórica

Segundo Kwok (2000) a primeira observação de uma NP ocorreu em 1764, por Charles Messier. Esta foi identificada com o número 27 no catálogo de objetos nebulosos¹. Hoje esta nebulosa, mostrada na figura 1.1, é conhecida como *Dumbbell Nebula* (Nebulosa dos Halteres). A versão final deste catálogo, chamado catálogo Messier, continha 1784 objetos incluindo 4 NPs.

¹Denominava-se objeto nebuloso no século XVIII todo objeto astrofísico não pontual.

O termo nebulosa planetária foi utilizado pela primeira vez por William Herschel argumentando que esses objetos assemelhavam-se aos discos esverdeados de planetas. Com a utilização de telescópios de melhores resoluções espaciais, e a chegada da espectroscopia, tornou-se possível distinguir NPs de outros objetos nebulosos. O primeiro espectro de uma NP (NGC 6543) foi obtido por William Huggins em 29 de agosto de 1864. Diferentemente das estrelas, os espectros das NPs são dominados por linhas de emissão, característica que evidenciou que a luminosidade desses objetos não poderia ser devido à reflexão da luz estelar, como no caso de planetas, asteróides e satélites naturais. Em 1922, Hubble encontrou uma correlação entre a magnitude da estrela central e o tamanho da nebulosa, e demonstrou que o espectro de emissão das NPs resulta da radiação da estrela central que interage com o material nebuloso.

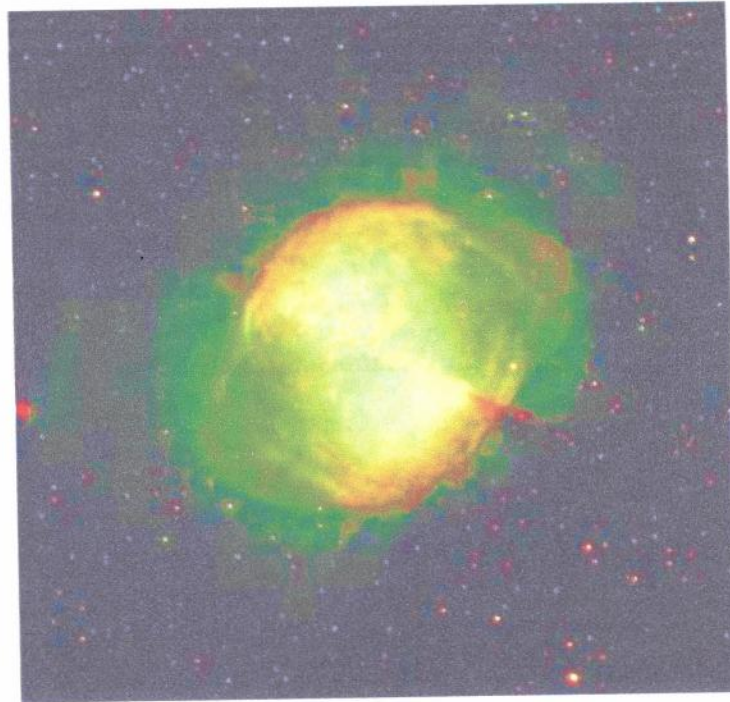


Figura 1.1: M27, *Dumbbell Nebula* (Nebulosa dos Halteres). Em verde $H\alpha + [OIII]$ e em vermelho $[NII]$. Imagem de *The IAC Morphological Catalog of Northern Galactic Planetary Nebulae* (Manchado et al. 1996).

No começo do século 20 acreditava-se que as estrelas evoluíam de temperaturas mais altas para temperaturas mais baixas, o que levava ao errôneo pensamento de que as NPs eram objetos muito jovens, por terem altas temperaturas. O conhecimento teórico da ori-

gem das NPs, tal como a entendemos hoje, teve início com Shklovsky (1956), que sugeriu serem estas progenitoras de anãs brancas e descendentes de gigantes vermelhas.

1.1.2 Evolução de Estrelas de Baixa Massa e Massa Intermediária

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 nesta fase depende, crucialmente, da sua massa. Para compreender o processo de formação de uma nebulosa planetária, é preciso entender a evolução de estrelas de baixa massa e massa intermediária. Para isto discutiremos o melhor modelo de evolução para o Sol, proposto por Sackmann et al. (1993). As figuras 1.2 (a) e 1.2 (b) abaixo auxiliarão nessa discussão.

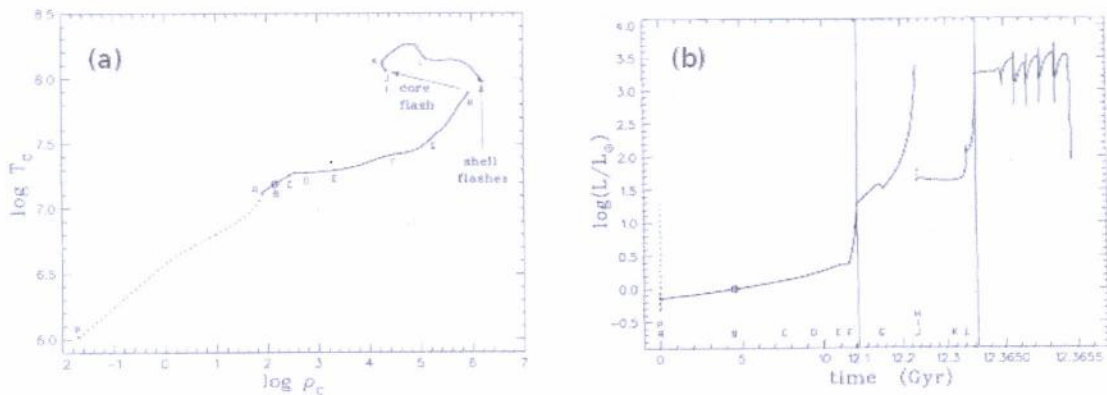


Figura 1.2: Figura de Sackmann et al. (1993). (a) Evolução da temperatura central e densidade central do Sol. (b) Evolução da luminosidade do Sol em função do tempo.

O ponto B na figura 1.2(b) representa o Sol no estágio atual ($M = 1M_\odot$; $L = 1L_\odot$), com idade de 4,55 G anos (4,50 G anos após atingir a sequência principal de idade zero, ou ZAMS). Note que a luminosidade do Sol pouco se alterou desde que este alcançou a sequência principal: no ponto A a luminosidade era 70 % do valor atual. Também na figura 1.2(b) vemos que a luminosidade continuará crescendo lentamente pelos próximos 7 G anos.

C marca o ponto onde o Sol atinge sua maior temperatura efetiva na sequência princi-

pal. No ponto D terminará a fase de queima de hidrogênio no núcleo, cerca de 4,8 G anos do ponto B. Como ainda haverá hidrogênio muito próximo ao centro, o Sol continuará evoluindo lentamente por mais 1,6 G anos, até atingir o ponto E. Neste ponto, segundo o modelo, uma camada espessa de queima de hidrogênio estará se desenvolvendo e o centro do Sol começará a se contrair mais rapidamente (contração gravitacional). O ponto E marca o fim da sequência principal. O tempo de vida total do Sol até esta fase será de aproximadamente 11 G anos. A contração no centro, depois do ponto E, fará com que o centro se aqueça, aquecendo também a camada de hidrogênio e queimando mais combustível. Esse aumento de energia resultará em uma drástica expansão da superfície fazendo com que o Sol se torne uma gigante vermelha. Essa fase de expansão (do ponto E para o F na figura 1.2(b) dura cerca de 0,7 G anos, e a luminosidade permanece praticamente constante em cerca de $2,3 L_{\odot}$. Após alcançar o ponto F, que é a base do ramo das gigantes vermelhas (RGB - *Red Giant Branch*), a expansão será ainda mais rápida, mas agora a luminosidade aumentará, enquanto que a temperatura efetiva mudará relativamente pouco. A zona convectiva do Sol atingirá sua extensão máxima com $17 L_{\odot}$ (veja seção 3.4 - Sackmann et al. 1993 para maiores detalhes), o que levará a uma descontinuidade na composição química. Quando a luminosidade atingir cerca de $34 L_{\odot}$, a camada de queima de hidrogênio encontrará essa descontinuidade resultando temporariamente em uma pequena redução na luminosidade, o que está representado pelo ponto G na figura 1.2(b). A partir deste ponto a luminosidade crescerá ainda mais rápido, como pode ser visto na figura 1.2(b), atingindo seu valor mais alto ($2349 L_{\odot}$) do RGB no ponto H. Prevê-se um tempo total no RGB de 0,6 G anos.

A contração no centro, descrita acima, tornará o núcleo quente e degenerado. Desde o término da fase de sequência principal a temperatura no centro aumentou uma ordem de magnitude e a densidade quatro ordens de grandeza. Vê-se, a partir do modelo, que quando a temperatura central aproxima-se de 10^8K inicia-se a queima de He no núcleo. Contudo, o resfriamento devido aos neutrinos faz com que a temperatura central cresça menos rapidamente do que a temperatura no entorno do núcleo, de maneira que iniciarse-á a queima de He no Sol em regiões fora do centro.

Normalmente, quando há queima excessiva em uma estrela a expansão resultante leva ao resfriamento da mesma. Esta é uma situação estável, uma vez que o resfriamento reduz a geração de energia nuclear. Contudo, sob condições degeneradas, a energia nuclear em excesso leva ao aumento da energia interna (aumentando a degenerescência) e não à expansão, e, conseqüentemente, a temperatura aumenta. Assim, a queima de He que terá início no ponto H, resultará em um fenômeno violento conhecido como *flash* do He ². A energia gerada neste processo é da ordem de $10^{10}L_{\odot}$, e, depois desse *flash*, restará apenas 3% do combustível de He inicial. O núcleo se expandirá e a luminosidade superficial diminuirá drasticamente (cerca de duas ordens de grandeza), uma vez que a expansão do núcleo provocará o resfriamento da camada de queima de hidrogênio que o cerca, gerando menos energia. Esse decréscimo na luminosidade ocorrerá muito rápido (cerca de 10^4 anos).

Do ponto J ao K, o Sol estará no ramo horizontal, onde o restante do combustível de He será queimado lentamente. O Sol manterá uma luminosidade constante ($\sim 44L_{\odot}$) por cerca de 0,1 G anos. A abundância de He no núcleo tornar-se-á cada vez menor, e mais uma vez, este contrair-se-á. A temperatura aumentará, a fim de manter a queima nuclear apenas com um pequeno suplemento de combustível. Isto fará com que a camada de hidrogênio se contraia aumentando ainda mais a temperatura, o que acelerará o processo de queima e conseqüentemente aumentará a luminosidade.

No ponto L, todo o He do núcleo já terá sofrido combustão, e iniciar-se-á a queima de He na camada em torno do núcleo. Nesse estágio haverá duas camadas de queima, a do He e a de hidrogênio. Note que no ponto L da figura 1.2(b) há uma leve queda da luminosidade superficial, devido ao fato de o início da queima de He na camada adjacente ao núcleo provocar a expansão da camada de hidrogênio e portanto seu resfriamento.

A queima de He e de hidrogênio em camadas provocará um novo aumento da luminosidade. Assim tem início a fase *early AGB* (*Assintotic Giant Branch* - Ramo Assintótico das Gigantes), que dura cerca de 0,02 G anos. O núcleo de carbono-oxigênio resultante da queima de He começará a se contrair, entretanto, a perda de energia por

² *Flash* do He é a queima instantânea de praticamente todo o combustível de He.

neutrinos tornar-se-á suficientemente alta para que a temperatura central diminua ao invés de aumentar. Como consequência o núcleo tornar-se-á degenerado. À medida que o núcleo se contrai, este comprimirá as camadas de queima a sua volta (a energia extra fornecida pela contração provocará apenas expansão local, sem diminuição da pressão) resultando em repetidos *flashes* na camada de He (pulsos térmicos), fase denominada TP-AGB (*Thermally Pulsing AGB* - AGB termicamente pulsante). Embora estes *flashes* sejam violentos, com taxas de geração de energia da ordem de $10^6 L_{\odot}$, a luminosidade superficial variará menos de uma ordem de grandeza. Primeiro a luminosidade superficial cairá rapidamente, uma vez que a expansão da camada de He causa a extinção da queima na camada de hidrogênio, o que ocorrerá em cerca de 200 anos. Depois, a luminosidade aumentará, conforme a energia produzida pelos *flashes* atinja a superfície (~ 400 anos). A luminosidade agora começará a cair lentamente (10^4 anos), devido à extinção do *flash* de He na camada. Finalmente, a luminosidade voltará a crescer lentamente, até o próximo *flash* de He ocorrer, cerca de 10^5 anos mais tarde. O melhor modelo descrito por Sackmann et al. (1993) prevê a ocorrência de 4 desses *flashes* de He e a duração da fase TP-AGB de 0,0004 G anos.

O Sol sofrerá consideráveis perdas de massa na fase AGB. Quando praticamente não houver envoltório em torno do núcleo, o Sol deixará esta fase. A temperatura efetiva aumentará de cerca de 4.000 K para aproximadamente 120.000 K, a uma luminosidade quase constante de $3500 L_{\odot}$. O modelo prevê $\sim 10^5$ anos para o Sol atravessar o diagrama HR desde o quarto *flash* até a temperatura efetiva máxima.

Durante esse estágio de alta temperatura o material expulso na fase AGB, que circundará o Sol, tornar-se-á ionizado. Nesta etapa o Sol transformar-se-á no que chamamos de nebulosa planetária, fase cuja duração dependerá da perda de massa. Tipicamente, a fase de NP dura ~ 30.000 anos (Kwok 2005). A partir deste ponto o Sol esfriará, e diminuirá sua luminosidade lentamente, até que todo material em seu entorno misture-se com o meio interestelar, e, finalmente, o Sol tornar-se-á uma anã branca.

1.1.3 Hipótese de Formação

A hipótese mais aceita para a formação das NPs foi proposta por S. Kwok, C. Purton e P. Fitzgerald em 1978. Segundo esta, as NPs resultam da interação de dois ventos estelares, um proveniente 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 deste núcleo quente e compacto, varre o material expelido previamente pelo vento lento ($\sim 10 \text{ km s}^{-1}$) do estágio anterior (AGB), dando forma à nebulosa. O envoltório (ou casca) desta nebulosa, que expande-se a uma velocidade típica de aproximadamente 25 km s^{-1} , é mais denso do que os ventos estelares das fases anteriores, com temperatura da ordem de 10.000 K , e dura cerca de 30.000 anos.

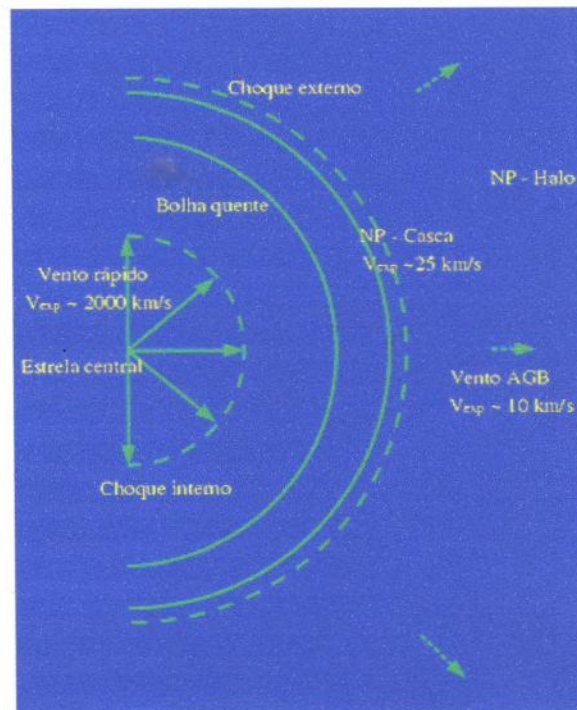


Figura 1.3: Interação dos ventos estelares que dão origem às NPs. Figura retirada de Gonçalves (2004).

O esquema da figura 1.3 acima mostra como ocorre esse processo. O gás do vento rápido (pós-AGB), ao expandir-se sobre o material do vento lento (AGB), forma uma frente de choque. Esta frente de choque é limitada pelo próprio vento rápido, na parte interna, e pelo envoltório denso (devido ao acúmulo do material varrido pelo vento rápido), externamente. Esse, quando observado no óptico, é o 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, que compõe-se do que restou do vento AGB, e devido à baixa densidade, é um dos componentes menos brilhante das NPs, no óptico.

1.1.4 Morfologia

Segundo o modelo de interação de ventos descrito na seção anterior, as NPs deveriam ser esfericamente simétricas. Sabemos, no entanto, que isto não corresponde a realidade e que as NPs apresentam morfologias distintas daquela puramente esférica (Figura 1.4).

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

Através da descrição do modelo de interação de ventos da seção anterior, também

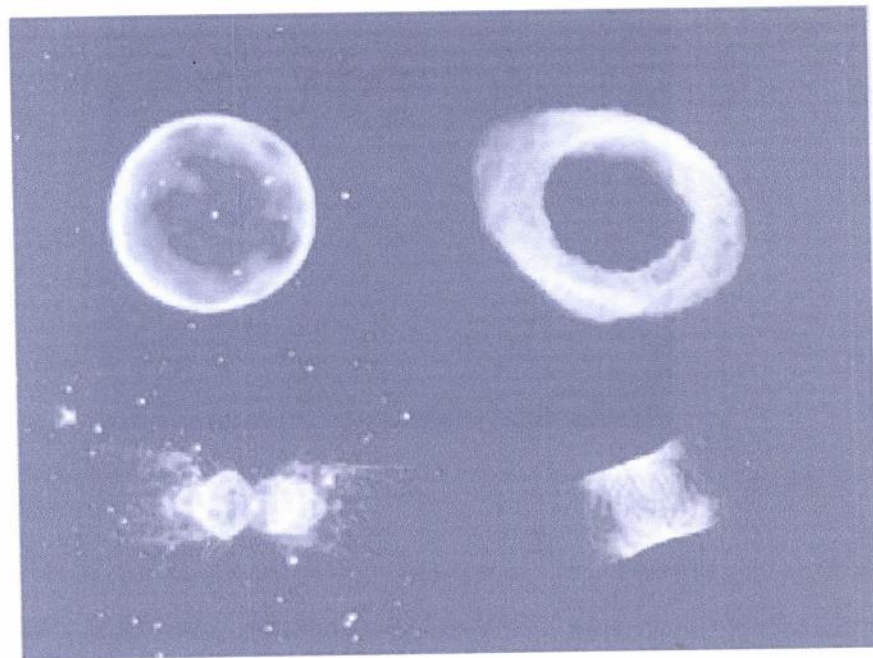


Figura 1.4: Imagens de NPs com distintas morfologias: esférica (canto superior esquerdo); elíptica (canto superior direito); bipolar (canto inferior esquerdo); e irregular (canto inferior direito). Figura retirada de Osterbrock & Ferland (2006).

vemos que as NPs são compostas por duas estruturas principais, as quais denominamos macroestruturas:

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

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

Essas duas componentes principais delimitam a geometria das NPs. Segundo Stanghellini et al. (1993) as NPs podem ser classificadas em 6 categorias morfológicas: (ver figura 1.5)

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 possuem tipo de simetria algum;

vi) Estelares: são fontes pontuais.

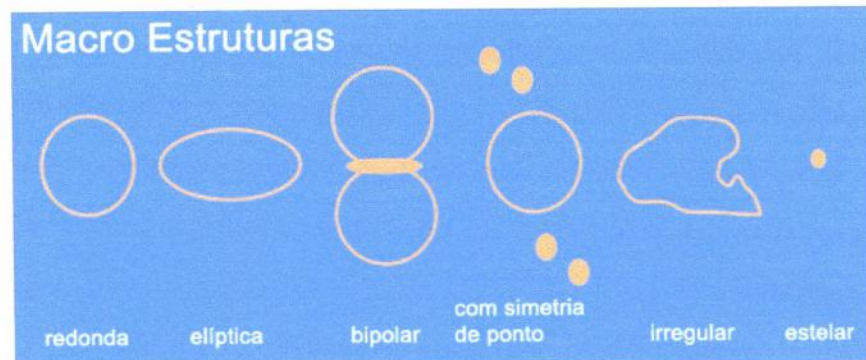


Figura 1.5: Classificação morfológica dos envoltórios das nebulosas planetárias, segundo o esquema de Stanghellini et al. (1993). Figura retirada de Gonçalves (2004).

Além das macroestruturas, muitas NPs apresentam estruturas de menor escala, que, ao contrário das macroestruturas geralmente brilhantes em [OIII], $H\alpha$ e $H\beta$, são proeminentes em linhas de baixa ionização, tais como, [NII], [OII], [OI], e [SII] (Gonçalves et al. 2001; ver figura 1.6). 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; que podem aparecer acoplados ou não à estrutura principal da NP. Os mecanismos de formação das LIS são assunto de intenso debate atual e detalhá-los aqui foge ao escopo do presente estudo.

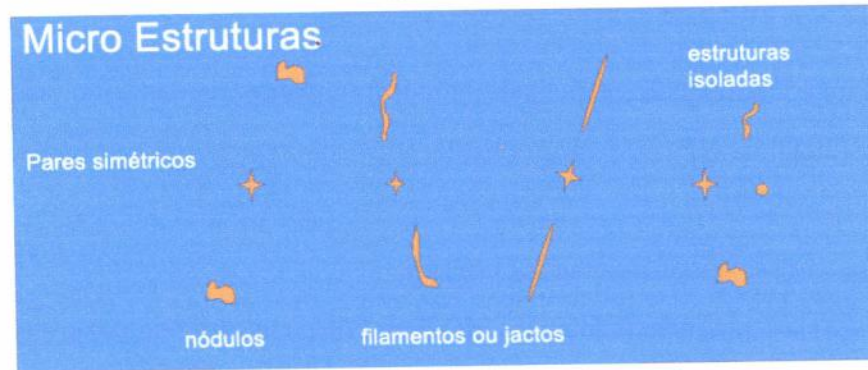


Figura 1.6: Diferentes tipos de microestruturas, simétricas com relação à estrela central ou isoladas. Figura retirada de Gonçalves (2004).

1.2 Códigos de Fotoionização

Atualmente é comum a utilização de modelos de fotoionização no estudo de objetos astrofísicos. Incorporando os cálculos envolvidos na transferência radiativa, na interação da radiação com a matéria através de diversos processos, e utilizando dados atômicos de precisão, estes 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). Pode-se determinar a temperatura e o grau de ionização, em cada ponto do objeto, através das hipóteses de equilíbrio térmico e de ionização. Na realidade, estas 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 2004).

O processo de modelagem consiste em resolver as equações de equilíbrio térmico e de ionização para o gás nebular através de um código numérico. Isto requer a utilização de parâmetros de entrada, como propriedades da estrela central (temperatura e luminosidade), as abundâncias químicas totais do gás e a distribuição de densidade do gás. Considerando esses dados de entrada os códigos são executados num processo iterativo, até que o critério de convergência imposto pelo código seja alcançado.

Existem alguns códigos de fotoionização disponíveis. Dentre estes temos os unidimensionais (1D), como o código CLOUDY (Ferland et al. 1998) e o código de Harrington (Harrington, Monk & Clegg 1988), e os tridimensionais (3D), como o código de Gruenwald et al. (1997) e o MOCASSIN (Ercolano et al. 2003). No presente trabalho utilizaremos o código MOCASSIN, sobre o qual faremos uma descrição detalhada no capítulo 2.

1.3 Os Fatores de Correção de Ionização - *icfs*

Os *icfs* são equações utilizadas para determinar as abundâncias totais dos elementos pesados mais abundantes em nebulosas fotoionizadas, tais como: O, C, N, Ne, Ar e S.

Devido às limitações observacionais, apenas algumas linhas de alguns íons podem ser medidas no espectro óptico. Assim, essas equações realizam uma aproximação para dar conta das abundâncias iônicas não observadas. Essa aproximação baseia-se na similaridade entre os potenciais de ionização (P.I.) de um íon não observado e outro observado, o que foi primeiro proposto por Torres-Peimbert & Peimbert (1977). Atualmente os *icfs* mais utilizados são os que foram propostos por Kingsburgh & Barlow (1994).

A critério de exemplificação suponha que um pesquisador possua somente o espectro óptico de uma dada nebulosa, no qual o nitrogênio uma vez ionizado (N^+) é o único estágio de ionização do elemento nitrogênio que pôde ser observado. Sendo os potenciais de ionização do N^+ (14,6 eV) e do oxigênio uma vez ionizado O^+ (13,7 eV) similares, e uma vez que no espectro óptico observa-se a maioria dos estágios de ionização do oxigênio (e portanto pode-se estimar a abundância total e iônica do elemento com relativa acurá-

cia), o icf do nitrogênio, e consequentemente sua abundância total, são calculados através das seguintes relações:

$$icf(N) = \frac{O}{O^+}$$

$$N = icf(N)N^+ \quad (1.1)$$

onde $icf(N)$ é o fator de correção de ionização para o nitrogênio e O/O^+ é a razão entre a abundância total e iônica do oxigênio.

A figura 1.7, a seguir, mostra as estruturas de ionização dos elementos nitrogênio e oxigênio obtidas com o MOCASSIN, em um dos modelos sintéticos (seção 1.4) a seguir. O modelo representa uma NP esfericamente simétrica, com abundâncias típicas de uma nebulosa classificada, quimicamente, como não-Tipo I ³, temperatura e luminosidade da estrela central de 100.000 K e $1,1 \times 10^4 L_{\odot}$, respectivamente. Podemos notar com clareza a similaridade entre as estruturas de ionização do N^+ e O^+ (em vermelho).

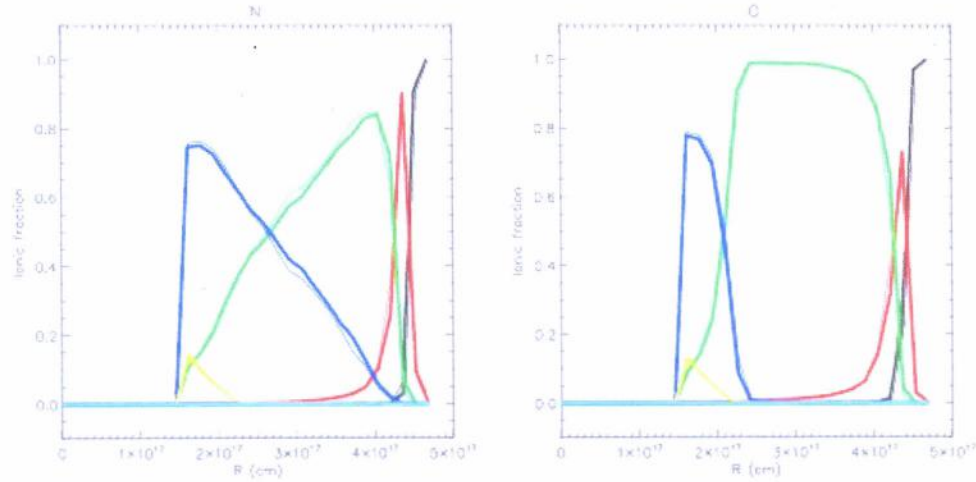


Figura 1.7: Estrutura de ionização do nitrogênio (à esquerda) e do oxigênio (à direita), obtidas com a utilização do MOCASSIN, para um modelo esfericamente simétrico. As linhas espessas (finas) representam a estrutura ao longo do eixo menor (maior) da nebulosa. No exemplo aqui mostrado, os dois eixos coincidem e as linhas aparecem sobrepostas. Preto: X^0 , vermelho: X^+ , verde: X^{2+} , azul escuro: X^{3+} , amarelo: X^{4+} , rosa: X^{5+} , azul claro: X^{6+} ; sendo que X é o elemento em questão.

³Segundo Kingsburgh & Barlow (1994), uma nebulosa não-Tipo I é aquela que não passou pela fase de conversão do carbono primário (no envoltório) em nitrogênio, e por isso sua abundância de N não excede a abundância total C + N das regiões H II da mesma galáxia, como é o caso de uma nebulosa Tipo I.

1.4 Motivação

Anos atrás, nosso grupo de pesquisa utilizou o código de fotoionização 3D MOCASSIN para estudar a NP NGC 7009 (Gonçalves et al. 2006). O modelo foi comparado com os resultados empíricos obtidos por Gonçalves et al. (2003), e a razão $(O/O^+)/(N/N^+)$, obtida pelo modelo, foi de 1.67 para o envoltório e 1.39 para os nódulos (LISs), o que está em desacordo com a razão $(O/O^+)/(N/N^+) = 1$ utilizada pelos coeficientes de correção de ionização (*icfs*)(seção 1.3).

Essa discrepância é devido, principalmente, ao fato de que a derivação dos *icfs* foi baseada em códigos de fotoionização 1D, que assumem que as NPs possuem simetria esférica. Assim, essas equações não representam de maneira realista NPs não esfericamente simétricas, como é o caso da NGC 7009, cuja morfologia é elíptica. À vista disto, o grupo decidiu iniciar um trabalho de reformulação dos *icfs*, para que estes pudessem retratar de maneira realista esses tipos de objetos, ou seja, NPs elípticas e bipolares, dentre outros tipos morfológicos. Esse tipo de reformulação requer observações ópticas de boa qualidade (tanto espectros quanto imagens) e também a modelagem de NPs de morfologias distintas utilizando códigos de fotoionização 3D.

A idéia inicial era utilizar, no procedimento acima, nebulosas para as quais houvesse modelagens prévias. Contudo, percebeu-se que, devido à baixa quantidade de NPs estudadas, tridimensionalmente, seria necessário um tempo exorbitante para concluir esse projeto, uma vez que haveria a necessidade de construir modelos 3D para uma amostra significativa de NPs de cada tipo morfológico. Decidiu-se, então, reformular os *icfs* utilizando modelos sintéticos. A obtenção das novas equações está em andamento. Uma vez concluída a fase de reformulação das *icfs* com modelos sintéticos 3D, o próximo passo será comparar as abundâncias obtidas com as novas equações com aquelas obtidas em modelos 3D que representem NPs reais (observadas). No apêndice A encontram-se duas tabelas contendo todas NPs que já haviam sido modeladas com códigos de fotoionização 3D até 2011. Na tabela A.1 estão as NPs que foram estudadas com o MOCASSIN. Na tabela A.2 aquelas cuja ferramenta de estudo foi o código de fotoionização 3D de Gruenwald et al. (1997).

O presente projeto tem por objetivo desenvolver um modelo para a NP bipolar NGC 2346 utilizando o código de fotoionização 3D MOCASSIN. Através desse modelo poderemos obter várias informações do objeto em estudo utilizando apenas alguns parâmetros de entrada que podem ser obtidos da literatura. Algumas das propriedades da nebulosa que podem ser obtidas com a modelagem são:

- i)* Abundâncias totais e iônicas;
- ii)* Temperatura e densidade eletrônicas;
- iii)* Mapas de emissão em qualquer linha;
- iv)* Distribuição da energia espectral;
- v)* Distância;
- vi)* Luminosidade da estrela central;
- vii)* Temperatura efetiva da estrela central.

Muitos dos parâmetros citados acima são, também, parâmetros de entrada do modelo. 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.

Outro aspecto importante deste trabalho é que as abundâncias obtidas com este modelo futuramente serão comparadas com aquelas obtidas com as novas equações *icfs*, ajudando-nos então a certificar que as novas equações representam de maneira realista as abundâncias das nebulosas não esfericamente simétricas.

No capítulo 2 faremos uma descrição detalhada sobre o código de fotoionização MOCASSIN 3D, 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 objetivamos determinar. Também descreveremos o código MOCASSIN que inclui poeira, apesar de que esta componente ainda não

foi utilizada em nossos modelos. No capítulo 3 apresentaremos as características gerais de NGC 2346 e os parâmetros/propriedades desta nebulosa obtidos da literatura. No capítulo 4 descreveremos o processo de modelagem de NGC 2346, desde a construção das grades de densidade, estimativas dos parâmetros da estrela central e condução dos primeiros modelos ao melhor ajuste do espectro óptico observado. No capítulo 5 discutiremos o melhor modelo obtido sem e com estratificação de densidade. E, finalmente, no capítulo 6 apresentaremos as conclusões e perspectivas deste trabalho.

Capítulo 2

O Código MOCASSIN

O MOCASSIN - *MOnte CARlo SimulationS of Ionized Nebulae* - é um código de fotoionização 3D, que foi desenvolvido para construir modelos realistas de nebulosas fotoionizadas, com geometrias e distribuições de densidade arbitrárias. Esse código foi desenvolvido usando técnicas de Monte Carlo e foi escrito utilizando a linguagem de programação FORTRAN 90. A fim de otimizar o tempo de compilação, o MOCASSIN utiliza bibliotecas padrão 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 e nos artigos Ercolano et al. (2003a) e Ercolano et al. (2005).

A compilação do código gera quatro *drivers*: *mocassin*, *mocassinWarm*, *mocassinOutput* e *mocassinPlot*. O *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 atualizados que se encontram no subdiretório *output/*. O *driver* *mocassinPlot* utiliza os arquivos da grade do subdiretório *output/* para criar mapas de emissão 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 terão um grande número de fótons que, por consequência, não terão que ser seguidos individualmente.

A luminosidade estelar total, L_* , 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:

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

onde N é o número de pacotes usados na simulação.

O uso de pacotes de energia é o caminho para impor a conservação de energia. Quando um pacote de energia, $\varepsilon(\nu_a) = \varepsilon_0$, é absorvido, este 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 lidamos com nebulosas não esfericamente simétricas, uma vez que, ao colocar a fonte no canto da grade, podemos 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 dependente da frequência (κ_ν) e emissividade dependente da frequência (j_ν) são constantes, por definição. O equilíbrio térmico e de ionização são impostos em cada elemento da grade a fim de obter, localmente, as condições físicas no 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 direção de propagação de cada pacote é aleatória. Isso é feito através da escolha de dois números aleatórios, α e β , no intervalo $[0,1]$, e do cálculo das seguintes quantidades:

$$w = 2\alpha - 1$$

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

Então, o vetor unitário aleatório, em coordenadas cartesianas, é: (u, v, w) .

Antes de começar a simulação é necessário fazer uma suposição inicial das condições físicas nas células da grade, como a estrutura de ionização, temperatura eletrônica e densidade eletrônica. O MOCASSIN foi construído de maneira que apenas uma suposição inicial, da temperatura eletrônica (inicialmente constante em toda a nebulosa), deve ser incluída no arquivo de entrada. A partir disso, o MOCASSIN pode supor 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. Os pacotes de energia são, então, excitados através da grade e suas trajetórias computadas.

2.1.2 A Trajetória dos Pacotes de Energia

Uma vez que um pacote é criado, sua trajetória deve ser computada conforme este 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 este escapa para o infinito e contribui para o espectro emergente.

Para 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 aleatório de um pacote, entre dois eventos, seja dado

por:

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

onde U_R é um número aleatório no intervalo $[0,1]$, $\tau_{\nu_p}(l)$ é a profundidade óptica 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 dependente da frequência e a densidade do elemento, respectivamente.

O método consiste, então, em checar 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 neste 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 tenham sido computadas, os estimadores Monte Carlo para a intensidade média (J_ν) do campo de radiação podem ser obtidos. Esses estimadores fornecem os meios para relacionar as quantidades que são observadas, durante o experimento Monte Carlo, com as quantidades físicas que queremos determinar.

Seguindo o argumento de Lucy (1999), um estimador para J_ν é construído admitindo-se que a densidade de energia do campo de radiação, no intervalo de frequência ($\nu, \nu + d\nu$), 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 nebular não ionizante e linhas de emissão, uma vez que estes fazem parte do balanço de energia.

A emissão contínua devido ao HI, HeI, HeII e íons pesados é considerada. O contínuo HI 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 HeI e HeII. 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 HI e HeII, e de acordo com os dados de Benjamin, Skillman & Smits (1999) para HeI.

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 dependente da frequência, j_{HeI}^l e j_{HeII}^l são as contribuições devido às linhas de recombinação HeI e HeII, 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 código.

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 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 ponto da grade. 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 nessa versão do MOCASSIN baseia-se na mudança da temperatura eletrônica local entre iterações sucessivas.

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, 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 óptica 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 este 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 que 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:

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

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

O 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 ópticas 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. Qualquer 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:

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

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, HI Ly α , CIV λ 1549, NV λ 1240, CII λ 1336, SiIV λ 1397, MgII λ 2800, entre outras, podem sofrer vários eventos de espalhamento ressonante. Isso resulta em trajetórias aleatórias muito maiores antes de atingir a borda da nebulosa e escapar, e conseqüentemente, com uma maior probabilidade 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 ob-

tida multiplicando-se esse fator pelo valor calculado utilizando a solução formal ou todo o método Monte Carlo, 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 da Energia Espectral Emergente

A distribuição da energia espectral emergente é obtida coletando todos os pacotes de energia, assim que estes atingem a borda da grade e escapam. A informação sobre frequência e direção de cada pacote é guardada, de modo que esta 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 tamanho 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. Este arquivo encontra-se no subdiretório *input/*, junto com dois outros arquivos, um contendo a distribuição de densidade que deve ser utilizada, e o outro as abundâncias totais iniciais. Esses dois arquivos devem ser especificados no arquivo "*input.in*", nos campos "*densityFile*" (para a distribuição de densidade) e "*nebComposition*" (para as abundâncias totais).

Os campos "*nx*", "*ny*" e "*nz*", do arquivo *input.in*, determinam a quantidade de elementos que deve ser utilizada na simulação. Também devemos especificar a extensão total da nebulosa no campo "*Rout*", bem como os parâmetros de entrada da estrela central, como luminosidade e temperatura, nos campos "*Lstar*" e "*TStellar*", respectivamente.

São os campos especificados acima que devem ser alterados a cada simulação até obter-se a melhor compatibilidade com o espectro e com os mapas de emissão observados.

2.4 Parâmetros de Saída

O MOCASSIN produz diversos arquivos de saída que facilitam 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 óptica, dependente da frequência, para o qual considera-se 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 seja necessário incluir poeira no modelo, o MOCASSIN 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. Este arquivo é escrito em um formato facilmente adaptável para visualização em softwares como IDL e PDL. Por último, temos o arquivo "*grid4.out*", que contém o volume de cada elemento da grade em $[10^{45} \text{ cm}^3]$.

Capítulo 3

A Nebulosa Planetária NGC 2346

Neste capítulo discutiremos as características observacionais, em particular as propriedades relevantes para nosso estudo, da NP NGC 2346 (figura 3.1). A escolha desta nebulosa para este projeto foi baseada primeiramente em sua morfologia. Escolhemos desenvolver modelos para uma NP bipolar, uma vez que só existe um modelo 3D feito para nebulosas com esta classe morfológica, aquele de NGC 6302 (Wright et al. 2011). Partindo deste princípio realizou-se 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 observamos microestruturas complexas nesta nebulosa, as quais, por ventura, poderiam dificultar o processo de modelagem.

3.1 Características Observacionais: Gerais

A nebulosa planetária NGC 2346 (PNG 251.6+03.6; $\alpha = 7^h 06^m 49^s.7$; $\delta = 00^\circ 43' 29''$; ep=J2000) foi classificada morfológicamente por Balick (1987) como *butterfly* (borboleta), com dois lóbulos bipolares abertos e um torus equatorial bilhante. A classificação descrita por Balick (1987) corresponde atualmente à morfologia que outros autores definem como bipolar (Stanghellini et al. 1993).

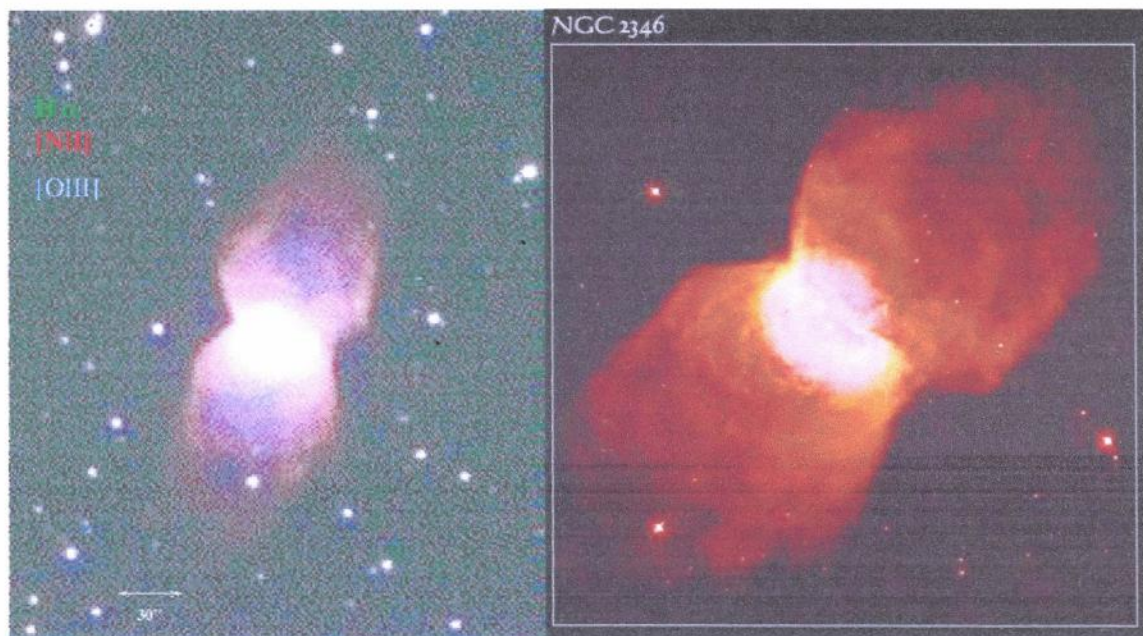


Figura 3.1: Imagens de NGC 2346. À esquerda uma composição de Arias et al. (2001) em [NII] $\lambda 6583$ (vermelho), $H\alpha$ (verde) e [OIII] $\lambda 5007$ (azul). À direita uma imagem do *HST* - *Hubble Space Telescope* - retirada do catálogo *PNIC* - *Planetary Nebulae Image Catalogue* (Manchado et al. 1996).

Estrela Central

A estrela central desta nebulosa é um sistema binário espectroscópico alinhado (V651 Mon), com período orbital de 16 dias, composto por uma anã de tipo espectral A5V muito fria para ionizar a nebulosa, e uma sub-anã quente que fornece os fótons UV do contínuo ionizante. Kohoutek & Senkbeil (1973; KS73) foram os primeiros a sugerir a binariedade da estrela central de NGC 2346 baseados na fotometria fotoelétrica¹ UBV da estrela central e em medidas da nebulosa encontradas no *Palomar Sky Atlas*. Através da interpretação das cores $B-V = +0,20$ e $U-B = +0,01$ e da magnitude absoluta no visível ($M_V = -0,70$ mag), KS73 chegaram à conclusão de que se a estrela central de NGC 2346 não fosse um conjunto binário esta deveria ser do tipo espectral B9 III, que, portanto, não pode excitar a nebulosa em questão, cuja T_e está no intervalo de 10.000 K e 20.000 K. KS73 também concluíram que, sendo a hipótese da binariedade mantida, a estrela primária da nebulosa deveria ser do tipo espectral A0 III. Contudo estes autores não puderam inferir o tipo espectral da estrela secundária devido à falta de mais informações sobre o espectro da ne-

¹Fotometria fotoelétrica é uma técnica de observação baseada no efeito fotoelétrico. A luz ao incidir em certos metais é capaz de extrair elétrons que, uma vez recolhidos em um tubo multiplicador, produzem uma corrente amplificada que pode ser medida (Galadí-Enríquez & Canudas 1998).

bulosa. Méndez (1978) fez um estudo sobre estrelas centrais de tipo espectral A de NPs, o qual incluiu três nebulosas (NGC 2346, He2-36 e NGC 3132), e estimou os tipos espectrais destas a partir de espectrogramas de estrelas padrões obtidos com o mesmo equipamento utilizado para obter os espectrogramas das estrelas centrais das NPs em estudo, e concluiu que o tipo espectral da estrela central de NGC 2346 é, na verdade, A5 V. Méndez (1978) 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 realmente um sistema binário espectroscópico alinhado² analisando imagens de Cohen & Barlow (1975), nas quais o sistema binário aparece quase exatamente no centro da nebulosa, e demonstrando que a velocidade radial do centro de massa do sistema coincide com a velocidade da nebulosa. A tabela 3.1 apresenta os parâmetros do sistema binário V651 Mon.

Tabela 3.1: Propriedades da estrela central de NGC 2346.

V651 Mon			A5 V	sdO
Período	16 dias	T_{eff}	7900 ± 100 K	~ 100000 K
Excentricidade	$0.07 \pm 0,06$	$\log g$	$4,2 \pm 0,3$	7,6 - 7,8
Separação	$\sim 37 R_{\odot}$	Massa	$1,86 M_{\odot}$	0,32 - 0,45 M_{\odot}
Distância	~ 500 pc	Luminosidade	$18 L_{\odot}$	$\sim 17 L_{\odot}$

Tabela adaptada de Smalley (1997).

Nebulosa

A classe de excitação (E) de uma NP é uma classificação que estabelece uma estimativa da temperatura da estrela central da nebulosa. A presença ou ausência de certas linhas de emissão fornece um palpite inicial da excitação, como a linha de HeII $\lambda 4686$, 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). Este sistema baseia-se na razão entre as intensidades das linhas de [OIII] ($\lambda 5007 + \lambda 4959$) e HeII $\lambda 4686$ para nebulosas de média e baixa excitação, e na razão entre as intensidades das linhas de [OIII] ($\lambda 5007 + \lambda 4959$) e H β para nebulosas

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

de baixa excitação, nas quais HeII não é detectado. A tabela 3.2 apresenta o intervalo destas razões para cada classe de excitação.

Tabela 3.2: 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).

Reid & Parker (2010) desenvolveram um novo método para determinar a classe de excitação de NPs, a partir da utilização de ambas as razões HeII $\lambda 4686/H\beta$ e OIII($\lambda 5007 + \lambda 4959$)/HeII $\lambda 4686$, para NPs de excitação média e alta. Assim, as relações para NPs de excitação média e alta são:

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

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

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

Através da análise das observações obtidas por Kaler et al. (1976) e Sabbadin (1976), Walsh (1983) argumenta que o espectro óptico de NGC 2346 apresenta muitas similaridades com aquelas de nebulosas de alta excitação, como por exemplo, a emissão em HeII $\lambda 4686$, que é moderadamente forte, e estima que a classe de excitação desta nebulosa seja ~ 6 . Walsh (1983) estimou a classe de excitação da NGC 2346 a partir do trabalho de Chopinet & Lortet-Zuchermann (1976), os quais separam as nebulosas em três categorias: as que possuem a razão $R = I(\lambda 5007 + \lambda 4959)/I(H\beta)$ menor que 1,3; entre 1,3 e 4,0; e

maior do que 4,0. Estes autores colocaram NGC 2346 na categoria $R > 4,0$. Chopinet & Lortet-Zuchermann (1976) não discutem a correlação entre o valor da razão R e a classe de excitação, de maneira que, não sabemos dizer como Walsh (1983) chegou à classe mencionada. Chegamos a cogitar a hipótese de que Walsh (1983) tivesse utilizado, na verdade, o método de Aller (1956), contudo nossa estimativa utilizando este método e as mesmas observações utilizadas por Walsh (1983) posicionam NGC 2346 entre as classes de excitação 8 (se utilizarmos as intensidades fotoelétricas) e 9 (se utilizarmos as intensidades fotográficas).

Peimbert (1978) dividiu as NPs em quatro grupos, de acordo com a composição química. Nesta 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 pela 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. Estes 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 principal³ 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

³Assume-se que as estrelas de sequência principal possuem a mesma abundância C + N das regiões HII das galáxias as quais pertencem.

bipolares, a partir de imagens ópticas de alta qualidade, e puderam inferir as seguintes características a estes 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 nas NPs de outros tipo morfológicos;
- vi*) Dimensões gigantescas.

O gás nebuloso de NGC 2346 apresenta uma velocidade de expansão de 12 km s^{-1} , em um campo de velocidade bipolar, com idade dinâmica⁴ de 3500-4700 anos (Walsh et al. 1991; Arias et al. 2001). Segundo Walsh et al. (1991) este mesmo campo de velocidades e imagens em $H\alpha + [N II]$ indicam que, na verdade, os lóbulos bipolares da NGC 2346 são fechados. As dimensões da nebulosa obtidas destas imagens em $H\alpha + [N II]$ são $3.1' \times 0.75'$. Apesar desta ser, a priori, a melhor estimativa das dimensões da NGC 2346, os modelos baseados nestas dimensões não apresentaram resultados satisfatórios. Justificaremos esta afirmação no capítulo 4.

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. Estes autores estimaram que o limite superior para a taxa de contagem nessa banda é de $4,50 \times 10^{-3}$ contagens s^{-1} . A figura 3.2 compara as observações obtidas por estes autores com uma imagem em $[NII]$, do *HST*, onde podemos notar que realmente não há emissão significativa em raio-X associada tanto à nebulosa quanto à estrela central.

Phillips & Ramos-Larios (2010) analisaram imagens e espectros de NGC 2346, no infravermelho médio, obtidos com o Telescópio Espacial Spitzer, e confirmaram a significância da poeira nesta NP, o que já havia sido evidenciado por outros autores, como Pottasch et al. (1984). Sue et al. (2004) foram os primeiros a obter imagens de NGC

⁴Assumindo-se que a velocidade da nebulosa é constante, a idade dinâmica desta é igual a razão entre a distância do gás nebuloso à estrela central e sua velocidade de expansão medida.

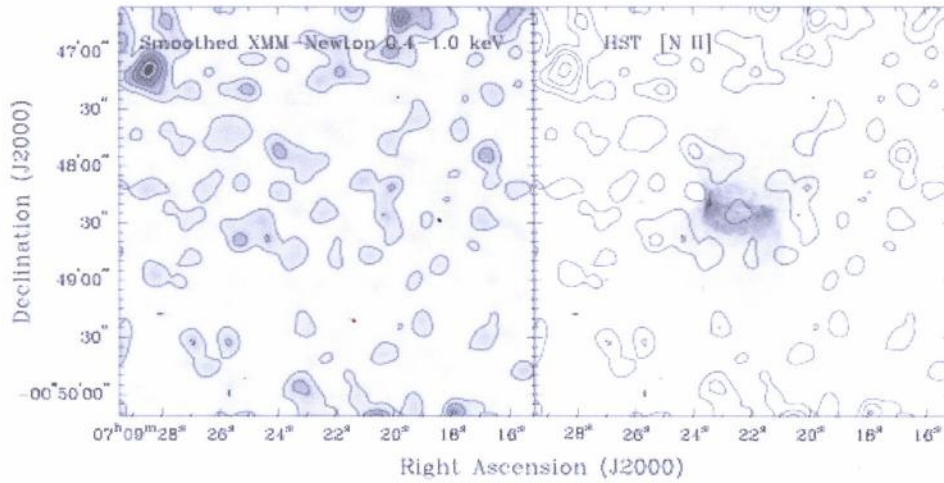


Figura 3.2: À esquerda: imagem obtida com o telescópio *XMM-Newton* na banda 0,25-1,50 eV suavizada com um perfil gaussiano. À direita: imagem do *HST* em [N II]. Os contornos em raio-X, sobrepostos às imagens, correspondem a 1, 3, 5 e 9 σ sobre o fundo. (Gruendl et al. 2006).

2346 com boa resolução espacial, no infravermelho médio e distante, também utilizando o *Spitzer Space Telescope*. Estes últimos autores alegam que a morfologia de NGC 2346 em 24 μm é fortemente similar aquela obtida de imagens ópticas, com uma componente de poeira quente adicional na região central. Imagens em 70 μm revelaram um *torus* próximo à cintura estreita da nebulosa, enquanto que imagens em 160 μm mostram um envoltório de poeira fria e extenso em torno da nebulosa.

Os parâmetros básicos desta nebulosa, compilados da literatura, variam bastante. Como grande parte das NPs, as incertezas na distância de NGC 2346 são muito grandes, uma vez que este parâmetro é, em geral, determinado através de métodos estatísticos, variando de 500 pc (Walsh 1983) até 1735 pc (Phillips 2000). Conseqüentemente, encontra-se uma extensa faixa de possibilidades para luminosidade de sua estrela central, de 14 L_{\odot} (Méndez & Niemela 1981) até 6839 L_{\odot} (Stanghellini et al. 2002). A temperatura efetiva, T_{eff} , da estrela central também é outro parâmetro com grande variação, já que em geral é obtido por métodos nebulares indiretos, e varia desde 60 kK (Stanghellini et al. 2002) até 150 kK (Vicini et al. 1999).

Neste trabalho utilizamos 7 grupos de abundâncias químicas encontradas na literatura. Estes grupos estão listados na tabela 3.3, a seguir, com as respectivas referências.

Tabela 3.3: Abundâncias químicas de NGC 2346 compiladas da literatura.

Ref.	He	C	N	O	Ne	S	Ar
1	0,102	-	$1,36 \times 10^{-4}$	$3,00 \times 10^{-4}$	$7,99 \times 10^{-5}$	-	-
2	-	$2,33 \times 10^{-4}$	-	$4,75 \times 10^{-4}$	-	-	-
3	0,130	$5,30 \times 10^{-4}$	-	$4,60 \times 10^{-4}$	-	-	-
4	0,151	-	$1,78 \times 10^{-4}$	$3,24 \times 10^{-4}$	$7,94 \times 10^{-5}$	$1,59 \times 10^{-6}$	$3,16 \times 10^{-6}$
5	0,133	-	$1,66 \times 10^{-4}$	$5,59 \times 10^{-4}$	$1,93 \times 10^{-4}$	$4,40 \times 10^{-6}$	$2,74 \times 10^{-6}$
6	0,135	-	$2,00 \times 10^{-4}$	$3,20 \times 10^{-4}$	$0,99 \times 10^{-4}$	-	$0,35 \times 10^{-6}$
7	0,136	-	$1,74 \times 10^{-4}$	$3,98 \times 10^{-4}$	-	-	-

1) Sabbadin (1976); 2) Kholtygin (1998); 3) Vicini et al. (1999); 4) Phillips (2003);
 5) Perinotto et al. (2004); 6) Stanghellini et al. (2006); e 7) Quireza et al. (2007).

3.2 Características Observacionais Específicas: Espectroscopia Óptica.

As intensidades das linhas de emissão (ou espectro óptico) que utilizamos para comparar com aquelas obtidas dos nossos modelos são as de Kaler et al. (1976) e Sabbadin (1976), que são as únicas referências espectroscópicas que encontramos, no óptico, para estas intensidades. Meatheringham et al. (1988) observaram as linhas HeII $\lambda 4686$, [OII] $\lambda\lambda 3727, 3729$ e [OIII] $\lambda 5007$ e obtiveram as velocidades radial ($< 12 \text{ km s}^{-1}$) e de expansão ($20 \pm 3 \text{ km s}^{-1}$) de NGC 2346, bem como a densidade eletrônica ($n_e = 450 \text{ cm}^{-3}$) a partir das linhas de [OII]. Contudo estes fornecem apenas os resultados e não os valores das intensidades. Note que o valor encontrado por esses autores para a velocidade de expansão de NGC 2346 é maior do que o valor mais recente encontrado por Walsh et al. (1991). Liu et al. (1995) obtiveram espectros desta nebulosa na região 3570\AA - 7400\AA , e citam que estes dados seriam publicados em um artigo separado, entretanto, não encontramos esta referência. Apesar disto, Liu et al. (1995) fornecem algumas razões de linhas ópticas, as quais são diagnósticos de densidade e temperatura eletrônicas da nebulosa e que serão discutidas no capítulo 4. O único valor de intensidade que Liu et al. (1995) apresenta é o [SIII] $\lambda 6312$, o qual também utilizamos nos ajustes (espectro modelado \times espectro observado) do presente trabalho. A tabela 3.4 contém as intensidades das linhas que serão utilizadas nos ajustes dos modelos no Capítulo 4, com os respectivos erros observacionais e referências. Estes valores são dados em termos de $I(H\beta) = 1,00$ sendo que o fluxo total de $H\beta$ é $(4,70 \pm 1,05) \times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (Kaler et al. 1976).

Tabela 3.4: Intensidades das linhas de emissão no óptico, em unidades de $I(H\beta) = 1,00$

Íon	$\lambda(\text{Å})$	I_λ	Erro(I_λ)	Referência
H β	4861	1.00	20-30%	Kaler et al. (1976)
HeI	4471	0,05	50%	Kaler et al. (1976)
HeI	5876	0,13	40%	Sabbadin (1976)
HeII	4686	0,30	40%	Sabbadin (1976)
[NII]	5755	0,11	40%	Sabbadin (1976)
[NII]	6548	1,31	40%	Sabbadin (1976)
[NII]	6584	3,95	20%	Sabbadin (1976)
[OII]	3726	1,05	20-30%	Kaler et al. (1976)
[OII]	3729	1,20	20-30%	Kaler et al. (1976)
[OIII]	4363	0,11	50%	Kaler et al. (1976)
[OIII]	4959	3,30	20%	Kaler et al. (1976)
[NeIII]	3868	0,67	50%	Kaler et al. (1976)
[SII]	6717	0,21	40%	Sabbadin (1976)
[SII]	6731	0,21	40%	Sabbadin (1976)
[SIII]	6312	0,01	-	Liu et al. (1995)

Capítulo 4

O Processo de Modelagem

Neste capítulo faremos a descrição do processo de modelagem de NGC 2346, desde o processo inicial de obtenção das distribuições de densidade, até chegarmos aos parâmetros que resultam do melhor modelo. Discutiremos o melhor modelo obtido com e sem estratificação de densidade, e compararemos as intensidades das linhas modeladas com aquelas obtidas observacionalmente. As razões de linhas utilizadas para os ajustes dos modelos são aquelas dadas na tabela 3.4, o espectro óptico da nebulosa.

4.1 Parâmetros de Entrada do Modelo

Nesta seção faremos a descrição de como obtivemos as distribuições de densidade para NGC 2346, e de como estimamos os parâmetros da estrela central, ou seja, luminosidade e temperatura.

4.1.1 A Distribuição de Densidade

Nossas distribuições de densidade foram obtidas utilizando o sítio http://www.sc.eso.org/rwesson/codes/mocassin/mocassin_gridmaker.php. Esse sítio contém o programa *Grid Maker*, o qual tem como base um código escrito em Fortran 90 desenvolvido, por Roger Wesson, especialmente para produzir as distribuições de densidade na forma requerida pelo MO-CASSIN 3D. Através do *Grid Maker* é possível criar grades de densidade esféricas, envoltó-

rios elípticos, toroidais, bipolares e qualquer superposição destas. Nas nossas distribuições utilizamos os componentes bipolar e toroidal. A figura 4.1 apresenta o formulário através do qual informa-se as propriedades das estruturas requeridas por cada modelo em particular.

A distribuição bipolar representa os lóbulos da nebulosa e é baseada em duas cascas

roger's astronomy pages :: research :: publications :: teaching :: outreach :: codes :: thesis :: other :: contact

mocassin grid maker

This grid maker can build you grids for use in mocassin, in the form of spherical or elliptical shells, toruses, or bipolar outflows, or any superposition of these.

general parameters

nx: ny: nz:
 Grid cell size proportional to $r^{wrt?}$: SymmetricXYZ?

shell component

Include shell?

Inner radii: x: y: z: Parsecs

Outer radii: x: y: z: Parsecs

Particle density proportional to $r^{wrt?}$:
 Particle density at shell inner radius 1:

torus component

For an inclination of 0, the torus lies in the XY plane and so is in the plane of the sky when viewed along the z-axis.

Include torus?

Torus radius: AU Tube radius: AU

Particle number density at inner and outer edges:

Inclination (degrees):

bipolar component

The bipolar component is modelled as a shell lying between two ellipsoids with vertices at the origin, opening out along the z-axis.

Include bipolar?

Inner ellipsoid semimajor axis: cm Semiminor axis: cm

Outer ellipsoid semimajor axis: cm Semiminor axis: cm

Particle density proportional to $r^{wrt?}$:
 Particle density at distance=semimajor axis: Cutoff at z=: cm

Figura 4.1: Formulário do *Grid Maker* de Roger Wesson utilizado para criar as distribuições de densidade.

elípticas alinhadas ao longo do eixo maior, de maneira que a distância entre os centros das elipses seja menor do que o somatório do semi-eixo maior das mesmas. Os parâmetros para este componente são:

- i) a_{in} : semi-eixo maior da elipse interna;
- ii) b_{in} : semi-eixo menor da elipse interna;

- iii) a_{out} : semi-eixo maior da elipse externa;
- iv) b_{out} : semi-eixo menor da elipse externa;
- v) n_L : densidade de partículas dos lóbulos;
- vi) z : corte perpendicular ao eixo maior que define se os lóbulos bipolares são abertos ($z < 2 a_{out}$) ou fechados ($z > 2 a_{out}$).

A figura 4.2 ilustra o componente bipolar que utilizamos nos nossos modelos.

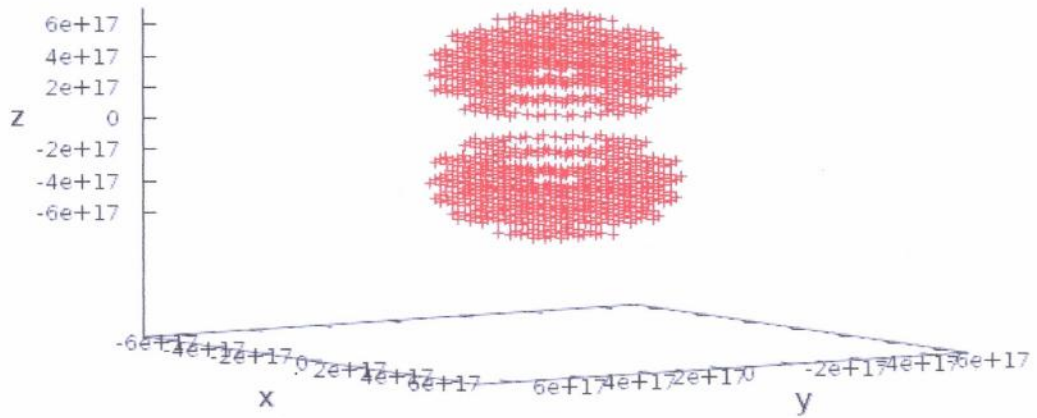


Figura 4.2: Lóbulos bipolares de uma distribuição de densidade obtida com o *Grid Maker*. A unidade nos três eixos é o centímetro.

A grade de densidade toroidal, que portanto representa o *torus* (ou cintura) da nebulosa, está ilustrada na figura 4.3 e possui os seguintes parâmetros de entrada:

- i) R_{tube} : o raio *tube* corresponde à metade da espessura *torus*;
- ii) R_{torus} : o raio *torus* é a diferença entre o raio total do *torus* e o R_{tube} ;
- iii) n_T : densidade de partículas do *torus*.

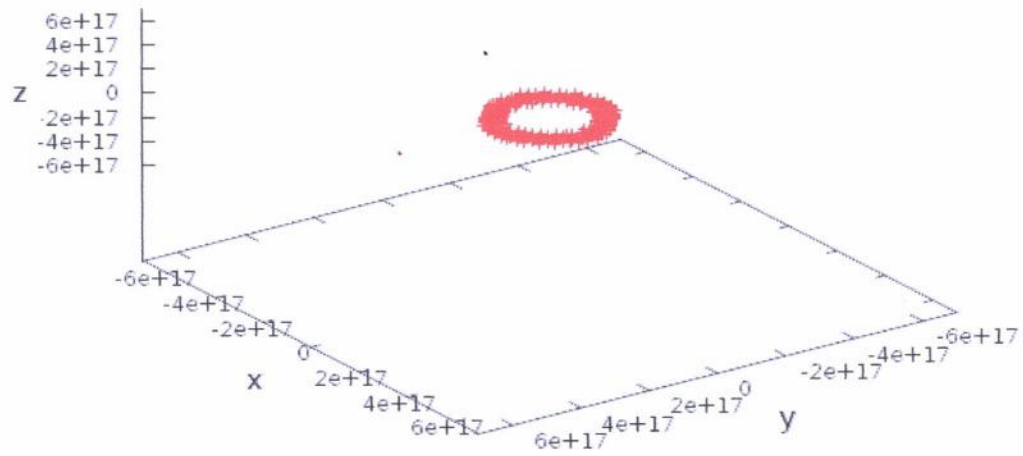


Figura 4.3: *Torus* de uma distribuição de densidade obtida com o *Grid Maker*. A unidade nos três eixos é o centímetro.

A figura 4.4 apresenta a sobreposição dos componentes lóbulo e *torus*.

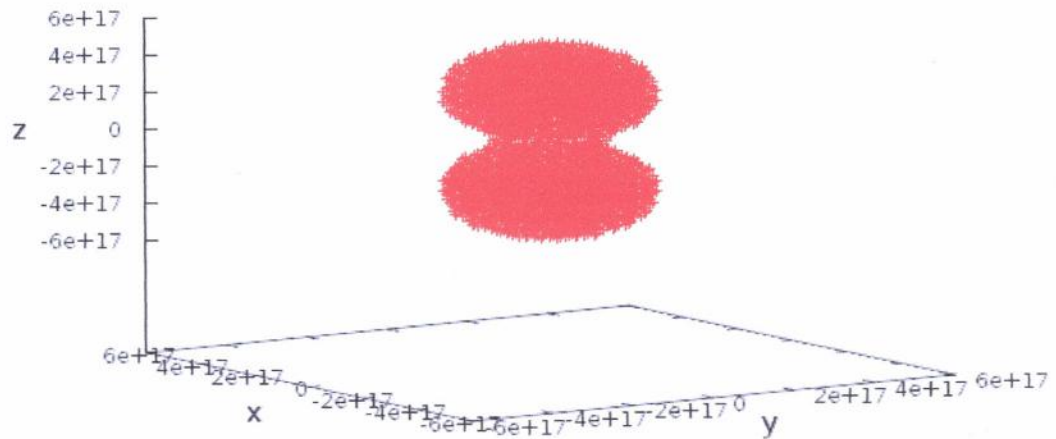


Figura 4.4: Sobreposição dos componentes lóbulo e *torus* de uma distribuição de densidade obtida com o *Grid Maker*. A unidade nos três eixos é o centímetro.

Tanto podemos definir a densidade de partículas constante ao longo dos componentes, quanto podemos utilizar uma estratificação de densidade. Para considerar a densidade constante para o componente bipolar, basta colocarmos o valor zero no campo r^{what} (veja a figura 4.1). Qualquer outro valor resultará em uma estratificação de densidade. Já para o componente toroidal, a densidade será constante se definirmos o mesmo valor nos limites interno e externo do *torus*, caso contrário haverá estratificação.

Os campos nx , ny e nz da figura 4.1 determinam a quantidade de células na grade de distribuição de densidade. Todas as nossas distribuições foram feitas com 30 células em cada um dos campos, a fim de otimizar o tempo de convergência do programa.

O campo *SymmetricXYZ* (figura 4.1) define que a distribuição de densidade corresponderá a 1/8 da nebulosa, com a estrela central posicionada em (0, 0, 0).

4.1.2 A Luminosidade da Estrela Central

A estimativa da luminosidade da estrela central foi feita através da relação empírica existente entre a luminosidade da linha [OIII] $\lambda 5007$ - $L(\lambda 5007)$ - e a luminosidade bolométrica da estrela central (L_{bol}). Esta relação é a seguinte: $L_{bol} = (10-50) \times L(\lambda 5007)$. Também há uma relação teórica entre as linhas [OIII] $\lambda 4959$ e [OIII] $\lambda 5007$, na qual $I(\lambda 5007) \simeq 3 \times I(\lambda 4959)$. Assim, a partir do valor $I(\lambda 4959)$ observado (tabela 3.4) obtemos $I(\lambda 5007)/H\beta = 9,90$, e sendo $F(H\beta) = (4,70 \pm 1,05) \times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (Kaler et al. 1976) obtemos que o fluxo da linha [OIII] $\lambda 5007$ é $F(\lambda 5007) = 4,65 \times 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. A partir desse fluxo e fixando uma distância, d , ao objeto podemos utilizar a relação luminosidade-fluxo

$$L(\lambda 5007) = 4\pi d^2 \times F(\lambda 5007)$$

para estimar a luminosidade da linha [OIII] $\lambda 5007$ e conseqüentemente a luminosidade bolométrica de NGC 2346 (ver seção 4.2).

4.1.3 A Temperatura da Estrela Central

A temperatura efetiva foi obtida a partir da relação entre este parâmetro e a intensidade da linha HeII $\lambda 4686$ - $I(\lambda 4686)$, sugerida por Kaler & Jacoby (1989), através do ajuste polinomial da curva obtida no gráfico T_{eff} versus $I(\lambda 4686)$ para uma amostra de 64 estrelas centrais de NPs. Nessa aproximação, a estrela central é considerada um corpo negro e a nebulosa é opticamente espessa em $\lambda 4686$, que é o caso muitas NPs. O ajuste da curva foi obtido pelo seguinte polinômio:

$$\begin{aligned} \log T_{eff} = & 4,905 + 1,1162 \times 10^{-2} I(\lambda 4686) \\ & - 1,10692 \times 10^{-4} I(\lambda 4686)^2 \\ & + 6,20572 \times 10^{-7} I(\lambda 4686)^3 \end{aligned} \quad (4.1)$$

A partir da equação 4.1 e do valor observado de $I(\lambda 4686)$ da tabela 3.4 chegamos ao valor de $T_{eff} = 143$ kK para a estrela central de NGC 2346. A intensidade da linha HeII $\lambda 4686$ nesta equação está normalizada por $I(H\beta) = 100$.

Nos nossos modelos representamos a estrela central da nebulosa como uma distribuição de corpo negro.

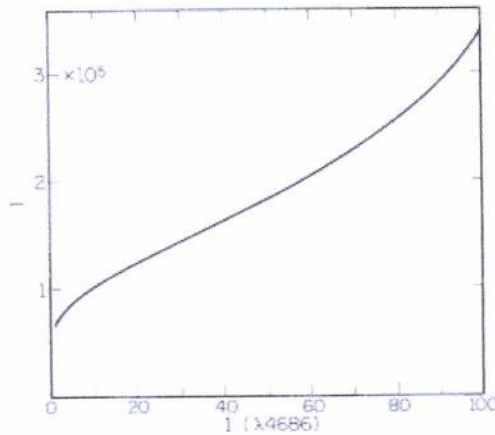


Figura 4.5: Temperatura da estrela central de NPs opticamente espessas em $\lambda 4686$ versus a intensidade de HeII $\lambda 4686$, em unidades de $I(H\beta) = 100$. Figura adaptada de Kaler & Jacoby (1989).

4.2 A Modelagem

Nesta seção descreveremos como foi obtido o melhor modelo para os casos com e sem estratificação de densidade.

4.2.1 Os Modelos sem Estratificação de Densidade

Nossas primeiras distribuições de densidade basearam-se nas dimensões de NGC 2346 publicadas por Arias et al. (2001) a partir de imagens em $H\alpha+[NII] \lambda 6584$ que já haviam sido obtidas anteriormente por Walsh et al. (1991). A escolha deste artigo como referência principal de tamanhos baseou-se no fato de que as NPs emitem $[NII] \lambda 6584$ nas regiões mais externas, de maneira que imagens nesta linha fornecem a maior extensão da NP. Arias et al. (2001) estimam, a partir da imagem de $H\alpha+[NII]$, que as dimensões de NGC 2346 sejam $3,1' \times 0,75'$. Tendo em mãos as dimensões da nebulosa em minutos de arco, apenas precisávamos conhecer também a distância (d) para obter suas dimensões (D) em parsecs (pc). Optamos por $d = 690$ pc (determinada por Terzian 1997) pelo fato de que vários autores assumem esta distância em seus trabalhos (Gruendl et al. 2006; Phillips 2005; Arias et al. 2001; Pottasch 1996; dentre outros). A conversão das dimensões de minutos de arco para parsecs fez-se através da seguinte relação (Carroll & Ostlie 1995):

$$D(pc) = d(pc) \times \frac{D(')}{60'} \times \frac{\pi}{180^\circ} \quad (4.2)$$

Utilizando $d = 690$ pc encontramos as dimensões de 0,60 pc para o eixo maior (a) e 0,15 pc para o eixo menor (b), a partir dos quais determinamos os parâmetros $a_{out} = a/4$ e $b_{out} = b/2$. Para determinar os parâmetros a_{in} e b_{in} estipulamos que a espessura da nebulosa seria de 0,058 pc ($1,80 \times 10^{17}$ cm), já que não existem vínculos observacionais para este parâmetro. Utilizando esta espessura no *Grid Maker* obtém-se uma espessura

de $\sim 3,00 \times 10^{17}$ cm para os lóbulos bipolares, típica em modelos de fotoionização de nebulosas bipolares (Gruenwald et al. 1998; Alexander & Balick 1997). Arias et al. (2001) também fornecem o raio total e a espessura do *torus*, que correspondem a 0,06 pc e 0,033 pc, respectivamente. Esses valores nos permitiram obter os parâmetros R_{torus} e R_{tube} . Contudo, utilizando esses parâmetros, o *torus* apresentava-se muito extenso. Devido a este fato, e analisando a imagem de NGC 2346 do *HST* (figura 3.1) decidimos modificar o tamanho do eixo menor da nebulosa, de forma que: $a = 2,5 \times b$. O *torus*, antes muito extenso, tornou-se subestimado para a nova dimensão do eixo menor, de maneira que aumentamos sua extensão e espessura para 0,065 pc e 0,053 pc, respectivamente.

Nos modelos iniciais foram utilizados três valores para a densidade de partículas:

- i) $n_T = 7000 \text{ cm}^{-3}$ (Arias et al. 2001);
- ii) $n_L = 1700 \text{ cm}^{-3}$ (Sabbadin 1976);
- iii) $n_L = 2360 \text{ cm}^{-3}$ (Rubin et al. 2004).

Note que cada referência fornece apenas a densidade de um dos componentes. Para obter a densidade de partículas do outro componente pode-se utilizar a relação $n_T = 5 - 10 \times n_L$ (Tafoya et al. 2009). Decidimos inicialmente utilizar a relação $n_T = 5 \times n_L$, exceto para Arias et al. (2001), cuja relação de densidade *torus*-lóbulos utilizada foi $n_T = 6 \times n_L$ para obtermos $n_L = 1180 \text{ cm}^{-3}$ de acordo com Walsh (1983). Nos primeiros modelos assumimos que a densidade era constante em cada componente. A tabela 4.1 apresenta os parâmetros das distribuições de densidade dos três primeiros modelos.

A partir da descrição feita na subseção 4.1.2, e utilizando $d = 690$ pc, obtivemos uma

Tabela 4.1: Parâmetros das três primeiras distribuições de densidade para $d = 690$ pc.

	Distribuição A	Distribuição B	Distribuição C
<i>Lóbulos Bipolares:</i>			
Semi-eixo maior interno, a_{in}	$2,83 \times 10^{17}$ cm	$2,83 \times 10^{17}$ cm	$2,83 \times 10^{17}$ cm
Semi-eixo maior externo, a_{out}	$4,63 \times 10^{17}$ cm	$4,63 \times 10^{17}$ cm	$4,63 \times 10^{17}$ cm
Semi-eixo menor interno, b_{in}	$1,90 \times 10^{17}$ cm	$1,90 \times 10^{17}$ cm	$1,90 \times 10^{17}$ cm
Semi-eixo menor externo, b_{out}	$3,70 \times 10^{17}$ cm	$3,70 \times 10^{17}$ cm	$3,70 \times 10^{17}$ cm
Densidade de partículas, n_L	1180 cm^{-3}	1700 cm^{-3}	2360 cm^{-3}
<i>Torus:</i>			
Raio <i>torus</i> , R_{torus}	$1,18 \times 10^{17}$ cm	$1,18 \times 10^{17}$ cm	$1,18 \times 10^{17}$ cm
Raio <i>tube</i> , R_{tube}	$8,20 \times 10^{16}$ cm	$8,20 \times 10^{16}$ cm	$8,20 \times 10^{16}$ cm
Densidade de partículas, n_T	7000 cm^{-3}	8500 cm^{-3}	11800 cm^{-3}

luminosidade para a estrela central de NGC 2346 de $L_{bol} = 1,35 \times 10^{35}$ erg s⁻¹, que corresponde a 35 L_{\odot} . Utilizamos inicialmente esta luminosidade e a temperatura de 143 kK estimada na subseção 4.1.3. Cada das distribuições foi empregada para cada dos grupos de abundâncias da tabela 3.3, exceto Kholtygin (1998), o qual fornece apenas a abundância de dois elementos. Para os elementos cujas abundâncias não foram determinadas pelo próprio autor foram adotadas abundâncias de Perinotto et al. (2004), com exceção do carbono, para o qual adotou-se valores de Vicini et al. (1999) e Kholtygin (1998). O objetivo de utilizar todos os grupos de abundâncias foi aprender como a variação deste parâmetro influencia as intensidades das linhas, ou seja, o espectro resultante.

Os modelos obtidos com os parâmetros descritos acima não foram capazes de reproduzir o espectro observado, tabela 3.4. Todas as intensidades estavam subestimadas e o $F(H\beta)$ estava superestimado. Não podíamos alterar a luminosidade dos modelos, uma vez que se diminuíssemos o valor deste parâmetro para tentar ajustar o $F(H\beta)$ estaríamos subestimando ainda mais as intensidades das linhas e, se aumentássemos o seu valor, o $F(H\beta)$ se distanciaria ainda mais do valor observado. O Modelo A, com abundâncias totais de Perinotto et al. (2004), e abundância de carbono de Vicini et al. (1999), dentre outros modelos, era o que ajustava melhor as intensidades das linhas. Decidimos então aumentar a T_{eff} do modelo A para 160 kK. Contudo os resultados ainda estavam muito distantes das observações. Além das intensidades das linhas estarem subestimadas, cerca de 80% das células da grade não atingiam o equilíbrio térmico e de ionização. Somando estes fatos chegamos a conclusão de que dois eventos poderiam estar acontecendo: ou os fótons estavam escapando da nebulosa sem interagir, ou os fótons não chegavam até o gás da nebulosa. Assim, resolvemos construir gráficos da estrutura de ionização do Modelo A ao longo dos eixos principais da nebulosa (figura 4.6).

Como podemos ver pela figura 4.6, os fótons do Modelo A não possuíam energia suficiente para ionizar a nebulosa. Note que os elementos estão praticamente todos neutros, e podemos observar um pouco de HeII e [NII], mas não vemos nada de [OIII], uma das linhas de emissão mais intensas em NPs. Seria necessário, então, aumentar a luminosidade (e/ou T_{eff}) da estrela central. Decidimos que a melhor solução era diminuir as dimensões

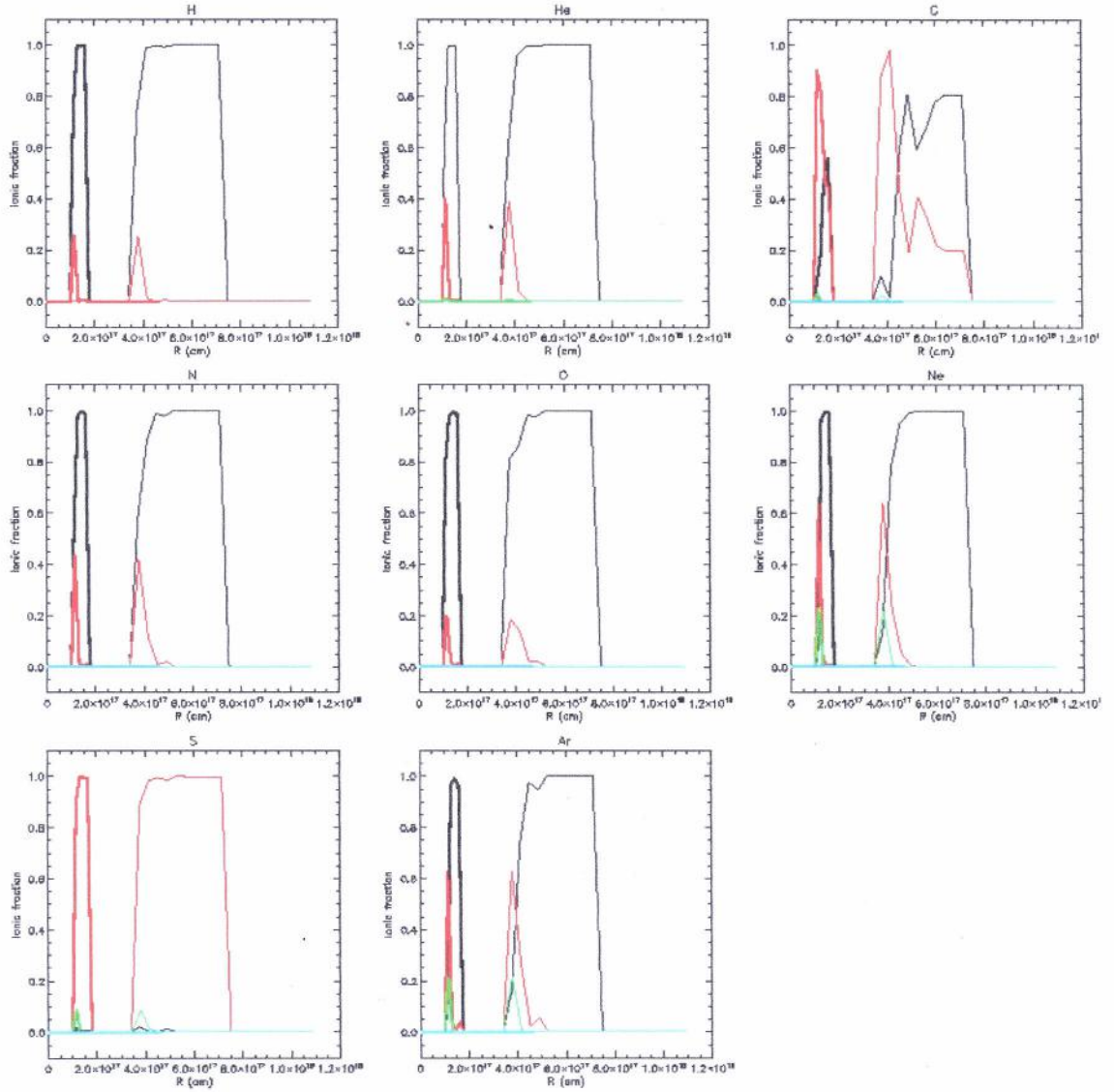


Figura 4.6: Estrutura de ionização dos principais elementos químicos das NPs para o Modelo A com abundâncias totais de Perinotto et al. (2004), abundância do elemento carbono de Vicini et al. (1999), $T = 143$ kK e $L = 36 L_{\odot}$. As linhas espessas (finas) representam a estrutura ao longo do eixo menor (maior) da nebulosa. Preto: X^0 , vermelho: X^+ , verde: X^{2+} , azul claro: X^{6+} ; X é o elemento em questão.

da nebulosa.

A fim de construir novas distribuições de densidade para NGC 2346 estimamos as dimensões da mesma a partir da imagem em $H\alpha$ de Phillips & Cuesta (2000), figura 4.7 a seguir. As dimensões da nebulosa baseadas na figura 4.7 são $2,3' \times 1,0'$. Note que, esta é uma estimativa grosseira, que baseia-se somente no tamanho da nebulosa segundo sua imagem. Na verdade, a extensão total da nebulosa é melhor determinada através da emissão em [NII] ou [OII], que aparecem nas regiões mais externas da mesma, de maneira

que as dimensões anteriores são cerca de 27% maiores do que as que são determinadas da figura 4.7.

Utilizando a equação 4.2 e mantendo a distância de 690 pc obtivemos o tamanho do

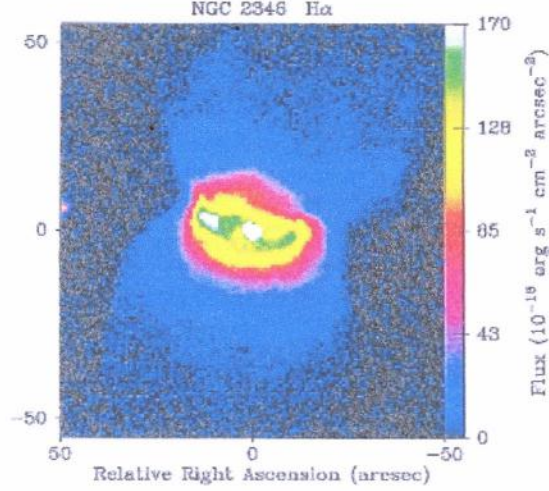


Figura 4.7: Imagem de NGC 2346 em $H\alpha$, a partir da qual as dimensões da nebulosa foram estimadas. Phillips & Cuesta (2000).

eixo maior ($a = 0,47$ pc) e do eixo menor ($b = 0,20$ pc) de NGC 2346. A partir destes determinamos os parâmetros para criar os lóbulos bipolares da nossa distribuição, ainda conservando a espessura de $0,058$ pc. Para obter os parâmetros do *torus* estipulamos que o raio total do *torus* seria 55% de b_{out} e que a espessura do *torus* seria 35% do raio total do *torus*.

Como nos modelos anteriores havíamos obtido o melhor ajuste para a menor densidade de partículas, tanto dos lóbulos quanto do *torus*, adotamos densidades mais baixas nos novos modelos. As densidades utilizadas nestes modelos foram:

- i) $n_L = 1180 \text{ cm}^{-3}$ (Walsh 1983) e $n_T = 7000 \text{ cm}^{-3}$ (Arias et al. 2001);
- ii) $n_L = 580 \text{ cm}^{-3}$ (Walsh 1983) e $n_T = 2900 \text{ cm}^{-3}$ ($5 \times n_L$ - estimada);
- iii) $n_L = 450 \text{ cm}^{-3}$ (adotada) e $n_T = 3000 \text{ cm}^{-3}$ ($7 \times n_L$ - estimada);
- iv) $n_L = 450 \text{ cm}^{-3}$ (adotada) e $n_T = 2250 \text{ cm}^{-3}$ ($5 \times n_L$ - estimada);

Assim, criamos quatro novas distribuições de densidade, cujos parâmetros encontram-se na tabela 4.2.

Através dos resultados dos primeiros modelos percebemos que a influência das abun-

Tabela 4.2: Parâmetros das novas distribuições de densidade para $d = 690$ pc.

	Distribuição D	Distribuição E	Distribuição F	Distribuição G
Lóbulos Bipolares:				
Semi-eixo maior interno, a_{in}	$1,82 \times 10^{17}$ cm	$1,82 \times 10^{17}$ cm	$1,82 \times 10^{17}$ cm	$1,82 \times 10^{17}$ cm
Semi-eixo maior externo, a_{out}	$3,62 \times 10^{17}$ cm	$3,62 \times 10^{17}$ cm	$3,62 \times 10^{17}$ cm	$3,62 \times 10^{17}$ cm
Semi-eixo menor interno, b_{in}	$1,29 \times 10^{17}$ cm	$1,29 \times 10^{17}$ cm	$1,29 \times 10^{17}$ cm	$1,29 \times 10^{17}$ cm
Semi-eixo menor externo, b_{out}	$3,09 \times 10^{17}$ cm	$3,09 \times 10^{17}$ cm	$3,09 \times 10^{17}$ cm	$3,09 \times 10^{17}$ cm
Densidade de partículas, n_L	1180 cm^{-3}	580 cm^{-3}	450 cm^{-3}	450 cm^{-3}
<i>Torus:</i>				
Raio <i>torus</i> , R_{torus}	$1,40 \times 10^{17}$ cm	$1,40 \times 10^{17}$ cm	$1,40 \times 10^{17}$ cm	$1,40 \times 10^{17}$ cm
Raio <i>tube</i> , R_{tube}	$2,98 \times 10^{16}$ cm	$2,98 \times 10^{16}$ cm	$2,98 \times 10^{16}$ cm	$2,98 \times 10^{16}$ cm
Densidade de partículas, n_T	7000 cm^{-3}	2900 cm^{-3}	3000 cm^{-3}	2250

dâncias totais constituía um ajuste secundário. Primeiro precisávamos ajustar os parâmetros da estrela central. Assim, para as novas distribuições de densidade, as abundâncias totais foram mantidas constantes (Perinotto et al. 2004). Da mesma forma feita para as primeiras distribuições utilizamos os valores estimados de $36 L_{\odot}$ e 143 kK para a luminosidade e temperatura da estrela central, respectivamente. As intensidades das linhas destes modelos estão na tabela 4.3. Os nomes dos modelos correspondem aos nomes das distribuições de densidade.

A modificação da distribuição de densidade ajudou a ajustar a intensidade da linha HeII $\lambda 4686$ para os modelos com densidades mais baixas (E, F e G). Estava claro que precisávamos utilizar densidades relativamente baixas. Cerca de 65% das células atingiram o equilíbrio térmico e de ionização. Apesar de o $F(H\beta)$ ter melhorado, este continuava superestimado e as linhas de [SII], [OII], [OIII] e [NII], as principais linhas de diagnóstico de densidade e temperatura eletrônicas das nebulosas, apresentavam valores muito discrepantes dos observados. Escolhemos utilizar nos modelos seguintes as densidades de partículas do Modelo E ($n_L = 580 \text{ cm}^{-3}$; $n_T = 2900 \text{ cm}^{-3}$), uma vez que a razão das linhas de [SII] $\lambda\lambda 6717, 6731$ mais próxima da observada foi obtida para este modelo. As linhas de [OII] $\lambda\lambda 3726, 3729$ também são linhas de diagnóstico de densidade, contudo os valores das densidades determinados pelas linhas de [SII] $\lambda\lambda 6717, 6731$ são mais confiáveis, pois como as duas linhas usadas na razão do [OII] possuem comprimentos de onda muito próximos, os erros associados às medidas das linhas são geralmente maiores.

Analizando a estrutura de ionização deste modelo (figura 4.8) vimos que realmente ha-

Tabela 4.3: Intensidades das linhas dos modelos D, E, F e G; normalizadas por $H\beta = 1,00$.

Íon	$\lambda(\text{Å})$	I_λ	Erro (I_λ)	Ref.	D	E	F	G
HeI	4471	0,05	50%	1	0,08	0,07	0,07	0,07
HeI	5876	0,13	40%	2	0,23	0,20	0,19	0,19
HeII	4686	0,30	40%	1	0,17	0,27	0,29	0,30
[NII]	5755	0,11	40%	2	0,15	0,16	0,16	0,16
[NII]	6548	1,31	40%	2	3,67	3,51	3,34	3,29
[NII]	6584	3,95	20%	2	11,11	10,76	10,21	10,04
[OII]	3726	1,05	20-30%	1	5,83	6,94	6,5	6,86
[OII]	3729	1,20	20-30%	1	3,93	5,74	5,72	5,95
[OIII]	4363	0,11	50%	1	0,02	0,04	0,04	0,04
[OIII]	4959	3,26	20%	1	0,88	1,53	1,6	1,67
[NeIII]	3868	0,67	50%	1	1,67	2,15	2,1	2,17
[SII]	6717	0,21	40%	2	1,04	0,74	0,72	0,66
[SII]	6731	0,21	40%	2	1,16	0,72	0,69	0,61
[SIII]	6312	0,01	-	3	0,01	0,02	0,02	0,02

Razões de Diagnóstico:

N_e :

[SII] $\lambda 6717/\lambda 6731$	1,02 (560)	0,89 (950)	1,03 (540)	1,04 (510)	1,16 (300)
[OII] $\lambda 3726/\lambda 3729$	0,88 (220)	1,49 (1100)	1,20 (620)	1,14 (540)	1,15 (550)

T_e :

[NII] $(\lambda 6584 + \lambda 6548)/\lambda 5755$	47,8 (14.100)	95,8 (10.100)	89,2 (10.400)	85,2 (10.600)	82,8 (10.700)
[OIII] $(\lambda 4959 + \lambda 5007)/\lambda 4363$	121,0 (12.050)	146,4 (11.260)	152,0 (11.120)	152,2 (11.120)	151,1 (11.140)
$F(H\beta)$ (10^{-12} erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$)	(4,70 \pm 1,05)	0,217	0,180	0,169	0,168
Tempo de convergência		02h 35m 21s	03h 05m 03s	02h 50m 08s	03h 30m 02s

Entre parênteses encontram-se os valores de N_e em cm $^{-3}$ e T_e em K.

1) Kaler et al. (1976); 2) Sabbadin (1976); 3) Liu et al. (1995).

via ocorrido uma melhora significativa. As intensidades de HeII, [SIII] e [NeIII] passaram a ser significativas e um pouco de [OIII] começava a surgir. Contudo era evidente que o contínuo ionizante continuava não cedendo energia suficiente para ionizar a nebulosa tanto quanto no espectro observado.

Precisávamos aproximar ainda mais o gás nebuloso da fonte ionizante, no entanto não podíamos diminuir o diâmetro angular da nebulosa sem ter como base uma referência observacional, pois assim o modelo não representaria as características da NGC 2346. A opção final foi modificar a distância, que é o parâmetro pior determinado das NPs.

Nas distribuições finais adotamos $d = 500$ pc (Liu et al. 1995), e calculamos novamente o tamanho do eixo maior (a) e do eixo menor (b) de NGC 2346, a partir da equação 4.2, considerando o tamanho angular estimado com base na imagem de Phillips & Cuesta (2000). Admitindo este novo valor para a distância e utilizando novamente a relação luminosidade-fluxo obtivemos uma luminosidade de $19L_\odot$.

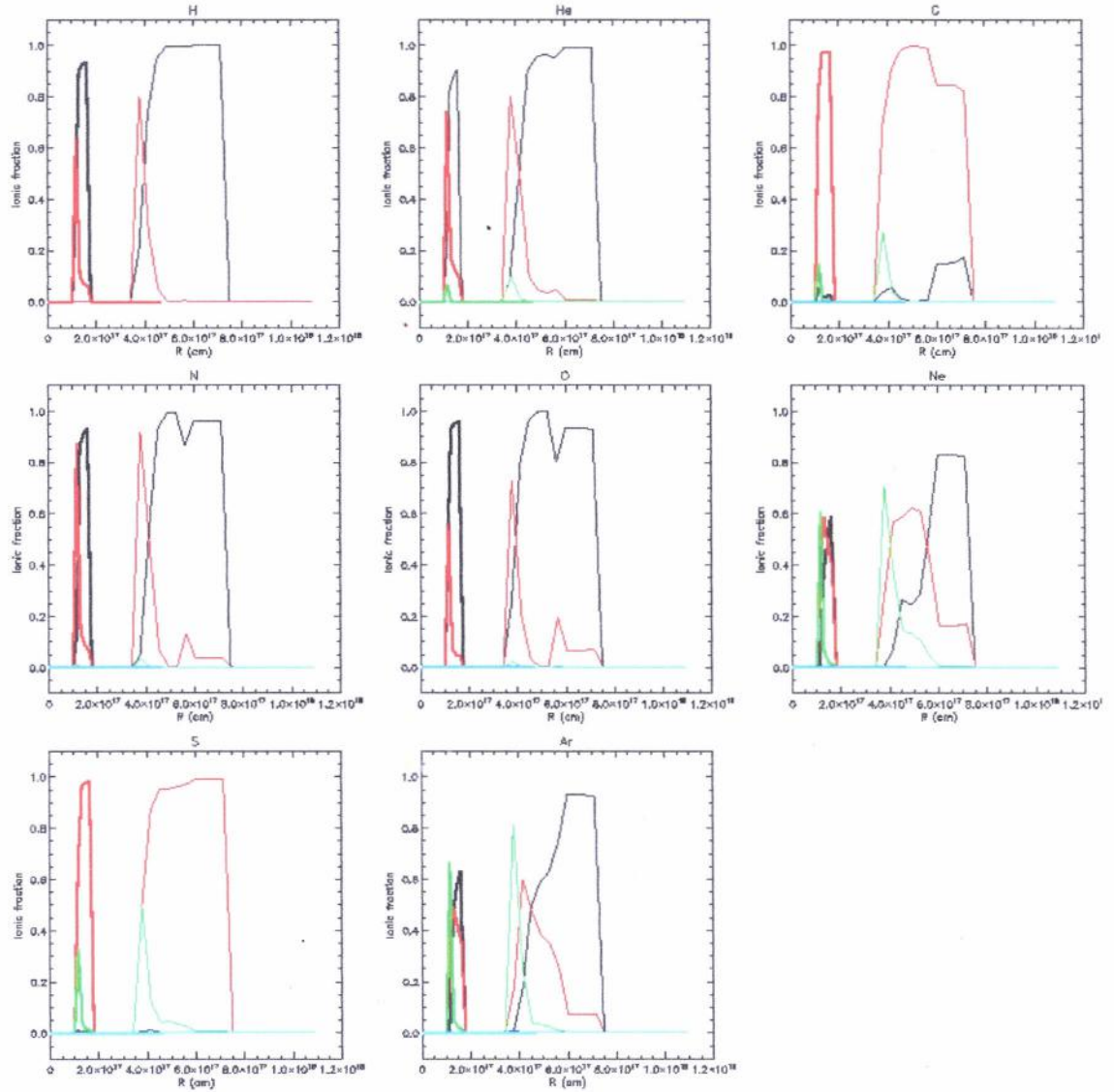


Figura 4.8: Estrutura de ionização dos principais elementos químicos das NPs para o Modelo E com abundâncias totais de Perinotto et al. (2004), abundância de carbono de Vicini et al. (1999), $T = 143$ kK e $L = 36 L_{\odot}$. As linhas espessas (finas) representam a estrutura ao longo do eixo menor (maior) da nebulosa. Preto: X^0 , vermelho: X^+ , verde: X^{2+} , azul claro: X^{6+} ; X é o elemento em questão.

Criamos duas distribuições de densidade para $d = 500$ pc, uma utilizando a densidade de partículas do Modelo E, e outra utilizando a metade do valor desta densidade. Os parâmetros dessas distribuições de densidade encontram-se na tabela 4.4 a seguir.

Inicialmente trabalhamos apenas com a Distribuição H. O objetivo era analisar a variação das intensidades das linhas com a alteração das abundâncias químicas dos elementos enxofre, nitrogênio e oxigênio. Ao invés de utilizarmos os conjuntos de abundâncias da tabela 3.3, optamos por variar a abundância do elemento em questão de acordo com a

Tabela 4.4: Parâmetros das distribuições de densidade para $d = 500$ pc.

	Distribuição H	Distribuição I
Lóbulos Bipolares:		
Semi-eixo maior interno, a_{in}	$8,17 \times 10^{16}$ cm	$8,17 \times 10^{16}$ cm
Semi-eixo maior externo, a_{out}	$2,62 \times 10^{17}$ cm	$2,62 \times 10^{17}$ cm
Semi-eixo menor interno, b_{in}	$4,43 \times 10^{16}$ cm	$4,43 \times 10^{16}$ cm
Semi-eixo menor externo, b_{out}	$2,24 \times 10^{17}$ cm	$2,24 \times 10^{17}$ cm
Densidade de partículas, n_L	580 cm^{-3}	290 cm^{-3}
<i>Torus:</i>		
Raio <i>torus</i> , R_{torus}	$1,02 \times 10^{17}$ cm	$1,02 \times 10^{17}$ cm
Raio <i>tube</i> , R_{tube}	$2,16 \times 10^{16}$ cm	$2,16 \times 10^{16}$ cm
Densidade de partículas, n_T	2900 cm^{-3}	1450 cm^{-3}

Tabela 4.5: Parâmetros de entrada do melhor ajuste obtido sem estratificação de densidade: Modelo I.

Parâmetros	Valores
Estrela central	
Luminosidade	$19 L_{\odot}$
Temperatura	143 kK
Distribuição de densidade	
Lóbulos Bipolares:	
Semi-eixo maior interno, a_{in}	$8,17 \times 10^{16}$ cm
Semi-eixo maior externo, a_{out}	$2,62 \times 10^{17}$ cm
Semi-eixo menor interno, b_{in}	$4,43 \times 10^{16}$ cm
Semi-eixo menor externo, b_{out}	$2,24 \times 10^{17}$ cm
Densidade de partículas, n_L	290 cm^{-3}
<i>Torus:</i>	
Raio <i>torus</i> , R_{torus}	$1,02 \times 10^{17}$ cm
Raio <i>tube</i> , R_{tube}	$2,16 \times 10^{16}$ cm
Densidade de partículas, n_T	1450 cm^{-3}
Abundâncias Totais	
Hidrogênio	1,00
Hélio	0,09
Carbono	$5,30 \times 10^{-4}$
Nitrogênio	$7,70 \times 10^{-5}$
Oxigênio	$9,50 \times 10^{-4}$
Neônio	$6,00 \times 10^{-5}$
Enxofre	$1,70 \times 10^{-6}$
Argônio	$2,74 \times 10^{-7}$

necessidade de aumentar ou diminuir a intensidade de uma determinada linha de emissão. Mais tarde, fizemos o mesmo para a Distribuição I. A luminosidade e a temperatura da estrela central permaneceram $19L_{\odot}$ e 143 kK, respectivamente, em todos os modelos. Como havíamos presumido, o modelo que melhor ajustou os parâmetros observacionais

Tabela 4.6: Intensidades das linhas do melhor modelo sem estratificação de densidade, Modelo I, em termos de $H\beta = 1,00$.

Íon	$\lambda(\text{\AA})$	I_λ	Erro(I_λ)	Referência	Modelo I	Discrepância
HeI	4471	0,05	50%	Kaler et al. (1976)	0,04	20%
HeI	5876	0,13	40%	Sabbadin (1976)	0,11	15%
HeII	4686	0,30	40%	Kaler et al. (1976)	0,31	3%
[NII]	5755	0,11	40%	Sabbadin (1976)	0,06	46%
[NII]	6548	1,31	40%	Sabbadin (1976)	1,30	0,8%
[NII]	6584	3,95	20%	Sabbadin (1976)	3,98	0,8%
[OII]	3726	1,05	20-30%	Kaler et al. (1976)	9,76	fator 9
[OII]	3729	1,20	20-30%	Kaler et al. (1976)	9,54	fator 8
[OIII]	4363	0,11	50%	Kaler et al. (1976)	0,06	46%
[OIII]	4959	3,26	20%	Kaler et al. (1976)	3,06	6%
[NeIII]	3868	0,67	50%	Kaler et al. (1976)	0,64	5%
[SII]	6717	0,21	40%	Sabbadin (1976)	0,21	0,001%
[SII]	6731	0,21	40%	Sabbadin (1976)	0,18	14%
[SIII]	6312	0,0047	-	Liu et al. (1995)	0,0064	27%

$F(H\beta) = 1,30 \times 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

Tabela 4.7: Razões das linhas de diagnóstico do Modelo I comparadas com as obtidas do espectro observado.

	Observações	Erro	Modelo I	Discrepância	
Razões de Linhas de Diagnóstico:					
N_e :					
	[SII] $\lambda 6717/\lambda 6731$	1,02 (560)	57%	1,16 (300)	12%
	[OII] $\lambda 3726/\lambda 3729$	0,88 (220)	42%	1,02 (390)	14%
T_e :					
	[NII] $(\lambda 6584 + \lambda 6548)/\lambda 5755$	47,8 (14.100)	60%	84,0 (10.650)	43%
	[OIII] $(\lambda 4959 + \lambda 5007)/\lambda 4363$	121,0 (12.050)	80%	196,0 (10.250)	38%

Entre parênteses encontram-se os valores de N_e em cm^{-3} e T_e em K.

foi o de menor densidade, Modelo I. Os parâmetros iniciais deste modelo estão todos na tabela 4.5, incluindo as abundâncias químicas totais. A tabela 4.6 apresenta os valores das intensidades das linhas do modelo comparadas ao espectro observado. Os ajustes de todas as intensidades das linhas encontravam-se dentro das margens de erro das observações, exceto o ajuste para linha [NII] $\lambda 5755$ e para as linhas de [OII]. Observamos uma melhora no $F(H\beta)$, entretanto este continuava superestimado. As abundâncias totais dos elementos carbono, enxofre e neônio encontraram-se no intervalo de abundâncias da tabela 3.3. O mesmo não se aplica para as abundâncias dos demais elementos.

A figura 4.9 mostra a estrutura de ionização de vários elementos ao longo dos eixos maior e menor da nebulosa, para o Modelo I. É nítido o grande avanço que obtivemos em

termos da excitação da nebulosa, principalmente com respeito ao [OIII], que neste modelo apresenta grande significância.

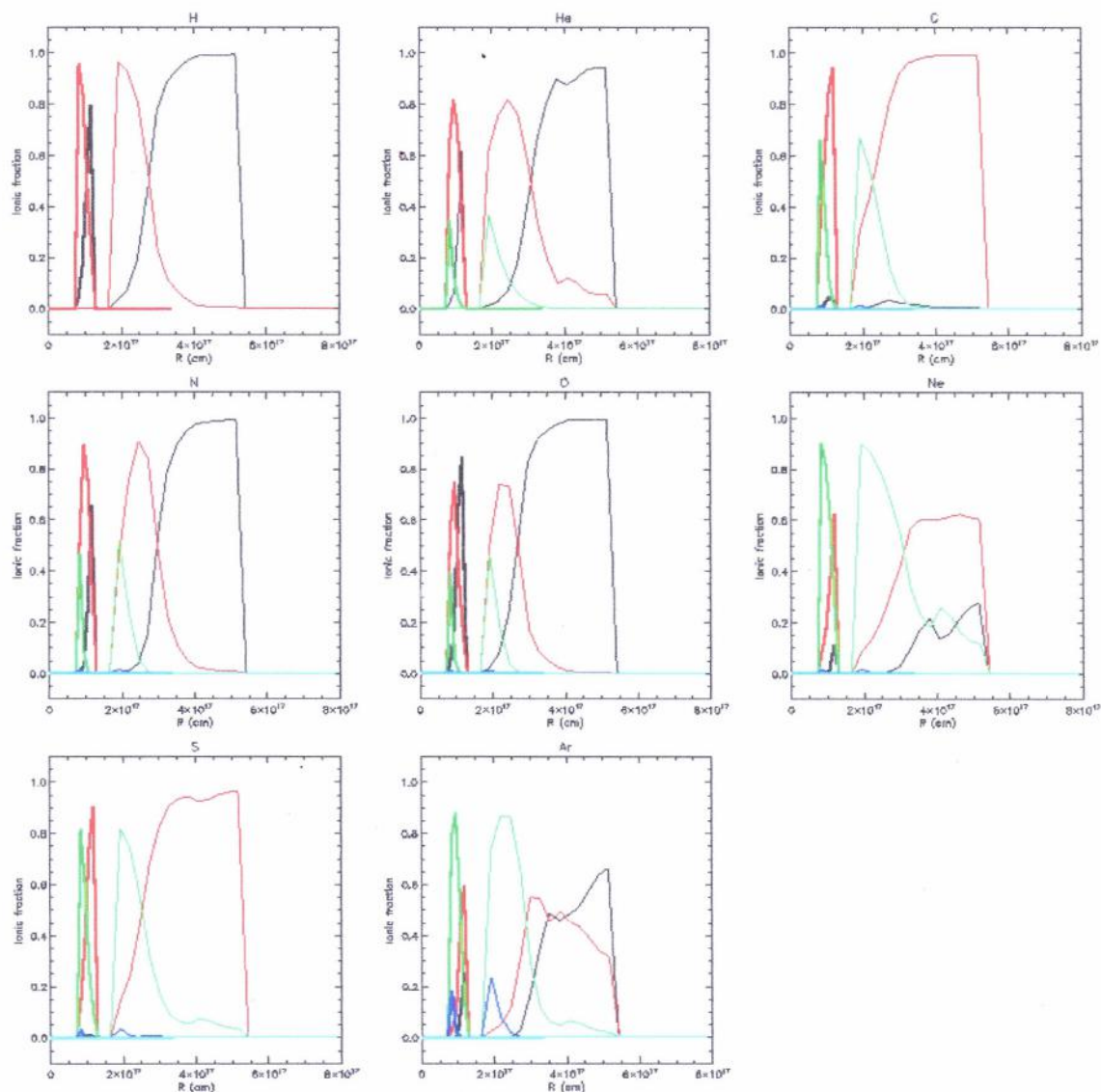


Figura 4.9: Estrutura de ionização dos principais elementos químicos das NPs para o Modelo I. As linhas espessas (finas) representam a estrutura ao longo do eixo menor (maior) da nebulosa. Preto: X^0 , vermelho: X^+ , verde: X^{2+} , azul escuro: X^{3+} , azul claro: X^{6+} ; sendo que X é o elemento em questão.

4.2.2 Os Modelos com Estratificação de Densidade

Buscando solucionar a discrepância nas linhas de [OII] obtidas com o modelo melhor ajustado até o momento, e na tentativa de melhorar as abundâncias totais, que discre-

pavam muito com aqueles da tabela 3.3, decidimos criar distribuições de densidade cujo valor, da região central para as periferias, variasse. Segundo Magrini et al. (2004), a combinação entre a densidade de partículas proporcional a r^{-2} (a densidade diminui com o aumento da distância em relação à estrela central) e a suposição de um espectro de corpo negro para a estrela central resulta em um melhor acordo entre as razões $[OIII]/[OII]$ observadas e modeladas. Assim, construímos duas distribuições de densidade utilizando as mesmas dimensões do melhor modelo sem estratificação - o Modelo I. No primeiro caso determinamos a densidade dos lóbulos variando com r^{-2} e a densidade do *torus* constante. No segundo caso as densidades dos dois componentes variam com r^{-2} . Os parâmetros utilizados para essas distribuições de densidade encontram-se na tabela 4.8. Inicialmente mantivemos os mesmos parâmetros para a estrela central, $L = 19L_{\odot}$ e $T = 143$ kK.

Tabela 4.8: Parâmetros da distribuição de densidade com estratificação e $d = 500$ pc.

Distribuição J	
Lóbulos Bipolares:	
Semi-eixo maior interno, a_{in}	$8,17 \times 10^{16}$ cm
Semi-eixo maior externo, a_{out}	$2,62 \times 10^{17}$ cm
Semi-eixo menor interno, b_{in}	$4,43 \times 10^{16}$ cm
Semi-eixo menor externo, b_{out}	$2,24 \times 10^{17}$ cm
Densidade de partículas, n_L	$290 (\propto r^{-2})$ cm $^{-3}$
<i>Torus:</i>	
Raio <i>tube</i> , R_{torus}	$1,02 \times 10^{17}$ cm
Raio <i>tube</i> , R_{tube}	$2,16 \times 10^{16}$ cm
Densidade de partículas, n_T	1450 - 1450 cm $^{-3}$

As intensidades das linhas de $[OII]$ realmente diminuíram, contudo estas ainda estavam superestimadas. Como estas intensidades estavam mais próximas aos valores observados para a Distribuição J, esta tornou-se nossa distribuição padrão para os modelos estratificados. Outro resultado positivo desse modelo foi relativo ao valor do $F(H\beta)$, o qual, agora sim ajusta-se ao $F(H\beta)$ observado, dentro das margens de erro. As linhas de HeII e $[OIII]$ ficaram superestimadas, o que nos permitiu diminuir a luminosidade e temperatura efetiva da estrela central para $17 L_{\odot}$ e 100 kK, respectivamente. A utilização desses novos parâmetros para estrela central conduziram a uma melhora ainda mais significativa nas

intensidades das linhas de [OII]. Fixados esses parâmetros, as abundâncias químicas foram variadas até obtermos o melhor ajuste de todo o espectro observado. Os parâmetros de entrada do modelo melhor ajustado com estratificação de densidade encontram-se na tabela 4.9. A tabela 4.10 apresenta as intensidades das linhas do Modelo J, enquanto que a tabela 4.11 mostra as razões das linhas de diagnóstico.

A figura 4.10 apresenta a estrutura de ionização dos elementos para o Modelo J. É possível identificar linhas de mais alta excitação nesse modelo, especialmente para os elementos enxofre e argônio.

Tabela 4.9: Parâmetros de entrada do melhor ajuste obtido com estratificação de densidade: Modelo J.

Parâmetros	Valores
Estrela central	
Luminosidade	$17 L_{\odot}$
Temperatura	100 kK
Distribuição de densidade	
Lóbulos Bipolares:	
Semi-eixo maior interno, a_{in}	$8,17 \times 10^{16}$ cm
Semi-eixo maior externo, a_{out}	$2,62 \times 10^{17}$ cm
Semi-eixo menor interno, b_{in}	$4,43 \times 10^{16}$ cm
Semi-eixo menor externo, b_{out}	$2,24 \times 10^{17}$ cm
Densidade de partículas, n_L	$290 (\propto r^{-2}) \text{ cm}^{-3}$
<i>Torus:</i>	
Raio <i>torus</i> , R_{torus}	$1,02 \times 10^{17}$ cm
Raio <i>tube</i> , R_{tube}	$2,16 \times 10^{16}$ cm
Densidade de partículas, n_T	1450 - 1450 cm^{-3}
Abundâncias Totais	
Hidrogênio	1,00
Hélio	0,107
Carbono	$5,30 \times 10^{-4}$
Nitrogênio	$1,21 \times 10^{-4}$
Oxigênio	$5,50 \times 10^{-4}$
Neônio	$6,30 \times 10^{-5}$
Enxofre	$3,60 \times 10^{-6}$
Argônio	$2,74 \times 10^{-7}$

Tabela 4.10: Intensidades das linhas do melhor modelo com estratificação de densidade, Modelo J, normalizado por $H\beta = 1,00$.

Íon	λ (Å)	I_λ	Erro(I_λ)	Referência	Modelo J	Discrepância
HeI	4471	0,05	50%	Kaler et al. (1976)	0,05	0,001%
HeI	5876	0,13	40%	Sabbadin (1976)	0,13	0,003%
HeII	4686	0,30	40%	Kaler et al. (1976)	0,30	0,003%
[NII]	5755	0,11	40%	Sabbadin (1976)	0,06	46%
[NII]	6548	1,31	40%	Sabbadin (1976)	1,30	0,8%
[NII]	6584	3,95	20%	Sabbadin (1976)	3,94	0,3%
[OII]	3726	1,05	20-30%	Kaler et al. (1976)	4,16	fator 4
[OII]	3729	1,20	20-30%	Kaler et al. (1976)	2,79	fator 2
[OIII]	4363	0,11	50%	Kaler et al. (1976)	0,07	36%
[OIII]	4959	3,26	20%	Kaler et al. (1976)	3,14	4%
[NeIII]	3868	0,67	50%	Kaler et al. (1976)	0,63	6%
[SII]	6717	0,21	40%	Sabbadin (1976)	0,21	0,001%
[SII]	6731	0,21	40%	Sabbadin (1976)	0,23	9%
[SIII]	6312	0,0047	-	Liu et al. (1995)	0,0013	72%

$F(H\beta) = 5,40 \times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

Tabela 4.11: Razões das linhas de diagnóstico do Modelo J e razões observadas.

	Observações	Erro	Modelo J	Discrepância
Razões de Linhas de Diagnóstico:				
N_e :				
	[SII] $\lambda 6717/\lambda 6731$	1,02 (560)	57%	0,92 (840) 10%
	[OII] $\lambda 3726/\lambda 3729$	0,88 (220)	42%	1,49 (1080) 41%
T_e :				
	[NII] $(\lambda 6584 + \lambda 6548)/\lambda 5755$	47,8 (14.100)	60%	83,2 (10.700) 43%
	[OIII] $(\lambda 4959 + \lambda 5007)/\lambda 4363$	121,0 (12.050)	80%	179,8 (10.530) 33%

Entre parênteses encontram-se os valores de N_e em cm^{-3} e T_e em K.

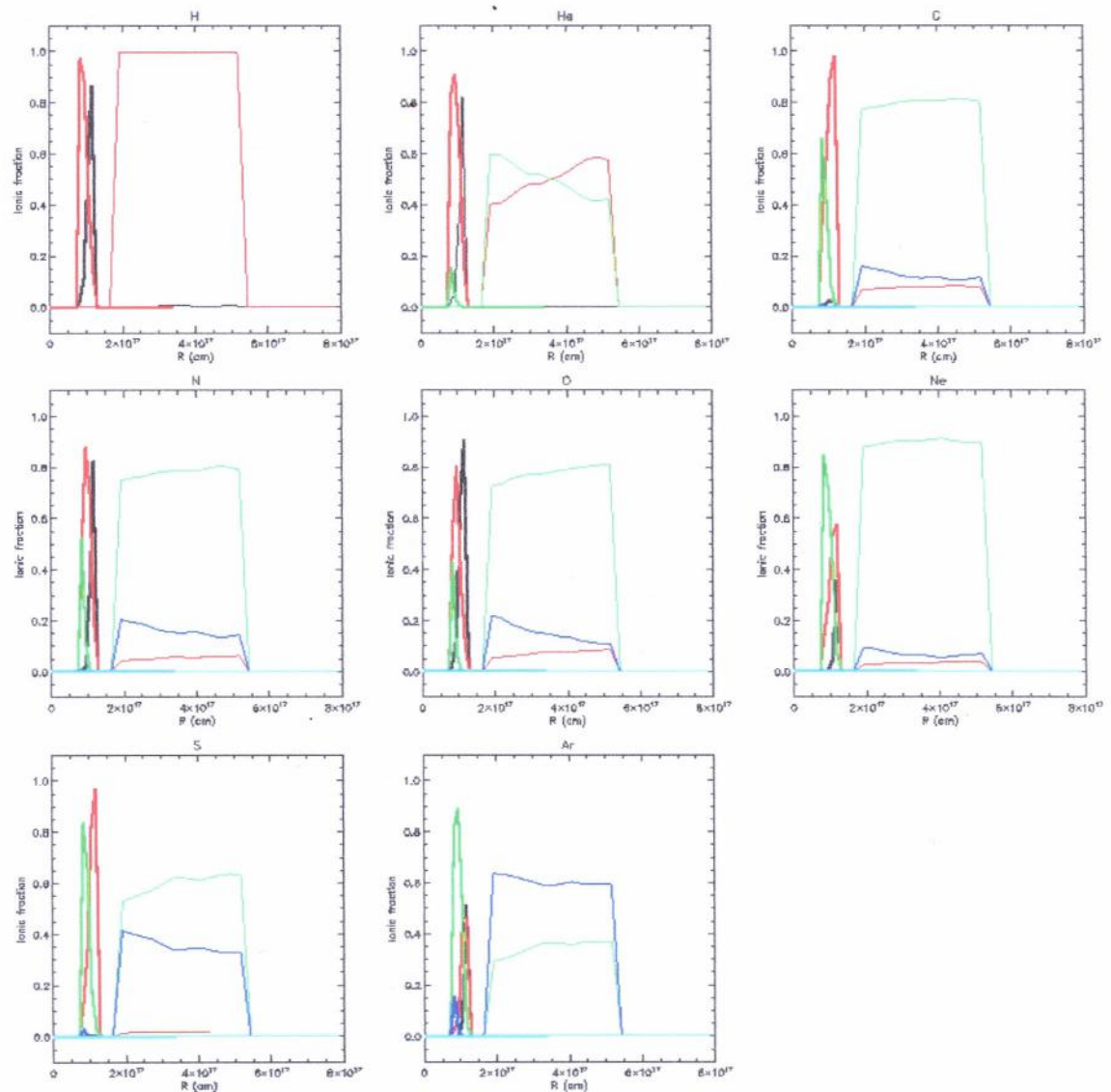


Figura 4.10: Estrutura de ionização dos principais elementos químicos das NPs para o Modelo J. As linhas espessas (finas) representam a estrutura ao longo do eixo menor (maior) da nebulosa. Preto: X^0 , vermelho: X^+ , verde: X^{2+} , azul escuro: X^{3+} , amarelo: X^{4+} , rosa: X^{5+} , azul claro: X^{6+} ; sendo que X é o elemento em questão.

Capítulo 5

Discussão dos Resultados

Das abundâncias totais utilizadas para obter o melhor ajuste sem estratificação, Modelo I (tabela 4.5), três encontram-se dentro da faixa de abundâncias compiladas da literatura (tabela 3.3), o que significa que as abundâncias dos elementos carbono, enxofre e argônio estão bem determinadas, empiricamente, para a nebulosa NGC 2346. As abundâncias de hélio, nitrogênio e neônio estão subestimadas pelo Modelo I, enquanto que a abundância de oxigênio está superestimada.

Todos os valores de intensidade do Modelo I encontram-se dentro do erro observacional de Kaler et al. (1976), exceto a linha de [NII] $\lambda 5755$ que está ligeiramente superestimada, e as linhas de oxigênio [OII] que estão superestimadas por quase uma ordem de grandeza (tabela 4.6). Esta discrepância é realmente alta, o que é, sobretudo, devido à alta abundância de oxigênio, a qual teve que ter utilizada para ajustar a linha [OIII] $\lambda 4363$. Esta última é determinística no que concerne à temperatura eletrônica da nebulosa. Os valores encontrados para as linhas de [OII] só não invalidaram este modelo porque segundo Kaler et al. (1976), os dados para estas linhas são uma aproximação, por estas se encontrarem nas extremidades do espectro observado. Kaler et al. (1976) afirma que a $I(\lambda 3727)$ observada por eles é muito baixa, mas que este efeito pode não ser um erro sistemático, e sim um efeito de estratificação. A linha HeII $\lambda 4686$ também é afetada significativamente pela estratificação, e, no entanto, pudemos ajustá-la perfeitamente.

As razões das linhas de diagnóstico do Modelo I (tabela 4.7) possuem valores discrepantes das observações, contudo, quando propagamos os erros nas medidas das linhas,

esses valores não invalidam o modelo (ver coluna 3 da tabela 4.7). A densidade eletrônica da nebulosa está melhor determinada, já que as razões observadas e modeladas são bem próximas. A temperatura eletrônica do modelo está subestimada, porém há um acordo $> 88\%$ quando comparamos a maior T_e obtida no modelo com a menor T_e obtida empiricamente.

Note que para o modelo com estratificação de densidade, Modelo J, apenas as abundâncias dos elementos nitrogênio e neônio não encontram-se no intervalo de abundâncias da tabela 3.3, e ainda assim estes valores possuem uma discrepância menor do que os valores do modelo sem estratificação. Portanto, vemos que as abundâncias totais de NGC 2346, calculadas empiricamente com o esquema de *icf* (seção 1.3; Kingsburgh & Barlow (1994)), são melhor reproduzidas utilizando-se modelos de fotoionização com estratificação de densidade.

Como pode ser observado na tabela 4.10, as intensidades das linhas de [OII], apesar de ainda estarem longe de um bom ajuste, apresentam valores muito mais razoáveis do que o modelo com densidade de partículas constante. As intensidades das demais linhas encontram-se todas dentro das margens de erro do espectro observado, com exceção das linhas [NII] $\lambda 5755$ e [SIII] $\lambda 6312$.

A partir das razões das linhas de diagnóstico do modelo em questão (Modelo J), obtém-se valores muito altos para a densidade eletrônica $(N_e)[\text{SII}] = 1.080 \text{ cm}^{-3}$. Notamos, também, que a temperatura eletrônica ($\sim 10.600 \text{ K}$) está subestimada.

Além de Kaler et al. (1976), Liu et al. (1995) também apresentam três das razões de linhas que utilizamos neste trabalho. A tabela 5.1 compara as razões de linhas de Liu et al. (1995) com as obtidas dos nossos melhores modelos. Vemos que, da comparação com as razões de linhas de diagnóstico de Liu et al. (1995), os dois modelos obtidos representam de maneira realista a temperatura eletrônica da NP NGC 2346, e que estas não estão subestimadas como havíamos pensado anteriormente. Como as observações de Kaler et al. (1976) e Sabbadin et al. (1976) são muito antigas (e portanto, provavelmente menos precisas) acreditamos que os dados de Liu et al. (1995) sejam mais confiáveis. A densidade eletrônica do Modelo J continua superestimada. Entretanto, já mencionamos

anteriormente que, dados os erros associados às intensidades das linhas e à razão das linhas [SII] $\lambda 6717/\lambda 6731$ (erro de 56%), o valor do N_e [SII] não é tão discrepante quanto aparenta.

Tabela 5.1: Razões das linhas de diagnóstico dos modelos I e J comparadas com as obtidas de Liu et al. (1995).

	Liu et al. (1995)	Modelo I	δR	Modelo J	δR
Razões de Linhas de Diagnóstico:					
N_e :					
[SII] $\lambda 6717/\lambda 6731$	1,18 (270)	1,16 (297)	2%	0,92 (839)	22%
T_e :					
[NII] $(\lambda 6584+\lambda 6548)/\lambda 5755$	82,7 (10.270)	84,0 (10.643)	1,6%	83,2 (10.688)	0,6%
[OIII] $(\lambda 4959+\lambda 5007)/\lambda 4363$	217,0 (9930)	196,0 (10.245)	10%	179,8 (10.527)	17%

Entre parênteses encontram-se os valores de N_e em cm^{-3} e T_e em K.

$\delta R :=$ discrepância.

Capítulo 6

Conclusões e Perspectivas

No presente projeto realizamos a modelagem de NGC 2346 utilizando o código de fotoionização 3D MOCASSIN. Para tanto, construímos grades de densidade através do programa *Grid Maker*, de Roger Wesson. Os tamanhos (dimensões da nebulosa) utilizados na construção destas grades foram estimados a partir de imagens de NGC 2346 em $H\alpha + [NII]$ (Arias et al. 2001) e em $H\alpha$ (Phillips & Cuesta 2000). A luminosidade e temperatura da estrela central foram obtidas de correlações empíricas que baseiam-se no espectro da nebulosa - as relações $L(\lambda 5007) - L_{bol}$ e $I(\lambda 4686) - T_{eff}$, respectivamente.

Os modelos, cujas dimensões foram estimadas a partir da imagem em $H\alpha + [NII]$ de Arias et al. (2001), não apresentam um bom ajuste com o espectro observado. Analisando as estruturas de ionização destes modelos, percebemos que o gás nebuloso deveria ser aproximado da fonte ionizante, o que foi feito utilizando-se estimativas das dimensões baseadas na imagem em $H\alpha$ de Phillips & Cuesta (2000). O mesmo ocorreu para modelos cujas distribuições foram construídas com $d = 690$ pc.

Utilizando $d = 500$ pc, foram construídas grades com densidade constante e com densidade variável (estratificada). Modelos com alta densidade de partículas não alcançaram bom ajuste, e os melhores ajustes ocorreram para n_L (lóbulos) = 290 cm^{-2} e $n_T = 1450 \text{ cm}^{-2}$ (*torus*). Uma vez definidos os parâmetros principais, um ajuste fino foi feito através da variação das abundâncias químicas totais.

O melhor ajuste para os modelos sem estratificação de densidade (Modelo I) não foi capaz de reproduzir o fluxo $H\beta$, $F(H\beta)$, observado, apesar de termos encontrado bom

acordo entre as intensidades das linhas observadas e modeladas, exceto para as linhas de [OII], que estavam superestimadas. Desse modelo também obtivemos T_e e N_e de acordo com os valores da literatura. Quatro elementos químicos (hélio, nitrogênio, oxigênio e neônio) ficaram fora do intervalo de abundâncias empíricas da tabela 3.3. Isto pode não indicar problema algum, já que abundâncias totais empíricas fazem uso de *icfs* e estas podem não ser adequadas para a nebulosa em estudo.

O modelo com estratificação de densidade (Modelo J) ajustou o $F(H\beta)$ e as intensidades das linhas dentro das margens de erro, exceto as linhas de [OII] que ainda estão superestimadas, porém com valores muito mais razoáveis do que os encontrados no modelo sem estratificação. As discrepâncias nas linhas de [OII] não são preocupantes pelos motivos discutidos no Capítulo 5. A T_e do Modelo J está em bom acordo com as estimadas das observações, entretanto a N_e está superestimada. Esta discrepância também não é preocupante, devido às incertezas nas medidas das linhas de diagnóstico de [SII].

Podemos afirmar, a partir do estudo destes modelos, que a NGC 2346 é uma nebulosa de baixa densidade (290 cm^{-3}) cuja estrela central possui uma temperatura efetiva da ordem de 10^5 K , uma vez que, independentemente da distribuição de densidade utilizada, encontramos valores mais próximos das observações com os parâmetros mencionados. A estratificação da densidade de partículas dos lóbulos é outra característica de NGC 2346 bem definida, não somente pelos resultados dos modelos, mas também porque a morfologia bipolar surge, a priori, devido à não homogeneidade do meio que circundava a estrela progenitora da nebulosa.

Não possuímos resultados suficientes para dizer com certeza se a luminosidade da estrela central e a distância da nebulosa estão bem determinadas. Ainda é preciso investigar, com maior profundidade, o porque não encontramos boa concordância entre o espectro óptico modelado e o observado quando utilizamos as dimensões de Arias et al. (2001).

Nossas perspectivas, no que tange à modelagem de NGC 2346, são descritas a seguir.

- i)* Entrar em contato com X. -W. Liu para tentar ter acesso ao espectro, não só óptico, mas também em outras faixas de comprimento de onda, que não foram publicados em seu artigo (Liu et al. 1995). Caso não seja possível obter este espectro, tentaremos conseguir

observações, pelo menos ópticas, de melhor qualidade do que aquelas de Kaler et al. (1976) e Sabbadin (1976). *ii*) Criar mapas de emissão é outra das tarefas que deveremos realizar, uma vez obtido o modelo “perfeito”; estes nos ajudarão a discernir entre modelos muito bons, como I e J, pois além do espectro, poderemos apoiar-nos em imagens da nebulosa nas linhas de emissão mais relevantes ([OIII], [NII], [OII], HeI, por exemplo). *iii*) Utilizar as dimensões de Arias et al. (2001) e criar grades de densidade com distintas relações entre n_T e n_L para densidades de partículas mais baixas do que aquelas que foram utilizadas. *iv*) Representar a estrela central por uma distribuição de energia espectral ao invés de utilizar o espectro ionizante de corpo negro; *v*) Incluir poeira, para verificar a influência dos diversos tipos de poeira no ajuste geral. *vi*) Utilizar o modelo melhor ajustado para testar a validade das novas equações *icfs* que estão sendo desenvolvidas por outros pesquisadores do grupo.

Tendo em mãos observações mais confiáveis, e modelos cujos parâmetros sejam mais realísticos, nos concentraremos em obter um modelo ainda mais representativo da nebulosa planetária NGC 2346. Assim, suas propriedades, tanto da estrela central (T_{eff} , luminosidade) quanto nebular (T_e , N_e e principalmente as abundâncias químicas totais), ficarão definitivamente determinadas de forma robusta.

Apêndice A

Nebulosas Planetárias Estudadas com Códigos 3D

Neste apêndice encontram-se duas tabelas contendo todas NPs previamente estudadas com códigos de fotoionização 3D. Na tabela A.1 estão as NPs que foram estudadas com o MOCASSIN. Na tabela A.2 estão as NPs que foram estudadas com outros códigos de fotoionização 3D.

Tabela A.1

Tabela A.1: Parâmetros das nebulosas planetárias estudadas com o MOCASSIN

	NGC 3918	Abell 30 (nódulo J3)	NGC 1501 (ECNP WR)	NGC 6781	
Parâmetros da estrela central					
$\log(L_*/L_\odot)$	3,8	3,7	3,7	2,6	
T_{eff} (K)	140.000	130.000	100.000	123.000	
$\log g$ (cgs)	7,5	6,0	6,0	7,0	
Parâmetros da nebulosa					
Morfologia	Elipsoidal	Elipsoidal/esférica	Elipsoidal	Elipsoidal	
Dist. dens. N_H	Forma de fusão utilizando uma expressão analítica	Núcleo mais denso cercado por uma região externa menos densa	Modelo de densidade diretamente derivado das observações	Forma de fusão com flutuações aleatórias de densidade	
R_{in} (pc)	0,0				
R_{out} (pc)	0,106				
LIS	jatos/nódulos	nódulos HD	nódulos	não	
Abundâncias Totais					
		<u>Core</u>	<u>ORLs</u>	<u>modelo</u>	<u>CELS</u>
		<u>Env.</u>	<u>CELS</u>		
He/H	0,107			0,110	$1,25 \times 10^{-1}$
H/He		0,0250	0,0850		
H/He		0,0250	0,0850		
C/H	$8,0 \times 10^{-4}$			$3,40 \times 10^{-1}$	$5,95 \times 10^{-4}$
C/He		0,0200	0,0389		
C/He		$1,25 \times 10^{-3}$	$1,41 \times 10^{-4}$		
N/H	$1,5 \times 10^{-4}$			$3,16 \times 10^{-4}$	$3,28 \times 10^{-4}$
N/He		0,0222	0,0229		
N/He		$1,87 \times 10^{-3}$	$6,76 \times 10^{-5}$		
O/H	$5,0 \times 10^{-4}$			$3,50 \times 10^{-4}$	$3,42 \times 10^{-4}$
O/He		0,233	0,1071		
O/He		$3,50 \times 10^{-3}$	$1,78 \times 10^{-4}$		
Ne/H	$1,2 \times 10^{-4}$			$6,35 \times 10^{-5}$	$6,98 \times 10^{-5}$
Ne/He		0,0200	0,0831		
Ne/He		$4,00 \times 10^{-3}$	$5,13 \times 10^{-4}$		
Mg/H	$1,4 \times 10^{-4}$			$3,80 \times 10^{-5}$	
Si/H	$1,0 \times 10^{-4}$			$1,00 \times 10^{-5}$	
S/H	$1,6 \times 10^{-4}$			$3,10 \times 10^{-5}$	$3,31 \times 10^{-5}$
Ag/H	$2,0 \times 10^{-4}$				$0,28 \times 10^{-5}$
Fe/H	$3,7 \times 10^{-4}$			$6,6 \times 10^{-6}$	$5,92 \times 10^{-6}$
Cl/H				$1,20 \times 10^{-7}$	$1,27 \times 10^{-7}$
Ar/H				$1,10 \times 10^{-6}$	$1,29 \times 10^{-6}$
Com poeira	não	sim		não	não
Referência	1	2		3	4

1) Ercolano et al. (2003b); 2) Ercolano et al. (2003c);
3) Ercolano et al. (2004); 4) Schwarz & Monteiro (2006).
ECNP WR := a estrela central da NP é uma Wolf-Rayet.
ORLs := linhas de recombinação no óptico.
CELS := linhas de emissão excitadas por colisões.

Tabela A.1: Continuação

	NGC 7009	NGC 6153	NGC 6302
Parâmetros da estrela central			
$\log (L_*/L_\odot)$	3,5	3,5	
T_{eff} (K)	80.000	92.000	220.000
$\log g$ (cgs)	4,9	5,8	7,0
Parâmetros da nebulosa			
Morfologia	Elipsoidal	Elipsoidal	Bipolar
Dist. dens. N_H	Coroa elipsoidal com a densidade decrescendo exponencialmente do eixo menor para o maior	Forma elipsoidal com um torus equatorial e nódulos aleatórios de maior densidade	Forma de ampulheta com um fino disco circunestellar cuja densidade possui dependência radial
R_{in} (pc)	0,0		Lóbulos 0,0 Disco $3,24 \times 10^{-3}$
R_{out} (pc)	0,126		0,1 0,0324
LIS	jatos + nódulos	nódulos	jatos
Abundâncias Totais			
He/H	0,112	0,102	0,135
C/H	$3,20 \times 10^{-4}$	$3,88 \times 10^{-4}$	$7,74 \times 10^{-4}$
N/H	$2,00 \times 10^{-4}$	$4,37 \times 10^{-4}$	$3,34 \times 10^{-4}$
O/H	$4,5 \times 10^{-4}$	$7,33 \times 10^{-4}$	$2,50 \times 10^{-4}$
Ne/H	$1,06 \times 10^{-4}$	$2,44 \times 10^{-4}$	$7,60 \times 10^{-5}$
Mg/H		$3,83 \times 10^{-4}$	
Si/H		$3,53 \times 10^{-5}$	
S/H	$0,90 \times 10^{-5}$	$1,76 \times 10^{-5}$	$5,59 \times 10^{-6}$
Ag/H			
Fe/H	$5,00 \times 10^{-7}$	$1,92 \times 10^{-6}$	
Cl/H		$2,38 \times 10^{-7}$	$9,83 \times 10^{-8}$
Ar/H	$1,20 \times 10^{-4}$	$2,93 \times 10^{-6}$	$2,19 \times 10^{-6}$
Modelo para poeira	não	não	sim
Referência	5	6	7

5) Gonçalves et al. (2006); 6) Yuan et al. (2011); 7) Wright et al. (2011)

Tabela A.2

Tabela A.2: Parâmetros das nebulosas planetárias estudadas com o código 3D de Gruenwald et al. (1997).

	IC 418	NGC 3132	NGC 6369	Mz1
		Parâmetros da estrela central		
$\log(L_*/L_\odot)$	3,9	2,2	3,9	2,2
T_{eff} (K)	36.700	90.000	91.000	120.000
$\log g$ (cgs)	3,6		5,1	
		Parâmetros da nebulosa		
Morfologia	Elipsoidal	Elipsoidal	Elipsoidal	Bipolar
Dist. dens. N_H	Dois envoltórios elipsoidais de densidades, tamanhos e espessuras distintas	Diábolo com uma rotação de 40° do eixo de simetria com relação à linha de visada	Forma de ampulheta com flutuações de densidade aleatórias	Forma de ampulheta com gradiente de densidade do equador para os pólos
R_{in} (pc)		0,0		
R_{out} (pc) menor		0,075		
R_{out} (pc) maior		0,095		
Microest. apar.	não	não	filamentos	não
		Abundâncias Totais		
He/H	0,120	0,126	0,114	0,114
C/H	$7,94 \times 10^{-4}$	$7,10 \times 10^{-4}$	$3,30 \times 10^{-4}$	$3,30 \times 10^{-4}$
N/H	$1,00 \times 10^{-4}$	$2,00 \times 10^{-4}$	$1,10 \times 10^{-4}$	$2,20 \times 10^{-4}$
O/H	$3,98 \times 10^{-4}$	$6,00 \times 10^{-4}$	$6,10 \times 10^{-4}$	$4,70 \times 10^{-4}$
Ne/H	$1,00 \times 10^{-4}$	$8,20 \times 10^{-5}$	$6,50 \times 10^{-5}$	$3,50 \times 10^{-4}$
Mg/H	$1,12 \times 10^{-5}$	$3,80 \times 10^{-7}$		
Si/H	$1,26 \times 10^{-5}$	$3,55 \times 10^{-7}$		
S/H	$4,47 \times 10^{-6}$	$1,62 \times 10^{-5}$	$7,50 \times 10^{-6}$	$1,10 \times 10^{-5}$
Fe/H	$3,98 \times 10^{-8}$	$4,70 \times 10^{-7}$		
Cl/H	$1,00 \times 10^{-7}$	$3,16 \times 10^{-7}$		
Ar/H	$1,58 \times 10^{-6}$	$3,60 \times 10^{-6}$		
Modelo para poeira	sim	não	não	não
Referência	1	2	3	4

1) Morisset & Georgiev (2009); 2) Monteiro et al. (2000);
3) Monteiro et al. (2004); 4) Monteiro et al. (2005).

Referências Bibliográficas

- [Alexander & Balick (1997)] Alexander, J. & Balick, B. 1997, *AJ*, 114, 713
- [Aller (1956)] Aller, L. H. 1956, *Gaseous Nebulae*, *New York : Wiley*
- [Arias et al. (2001)] Arias, L., Rosado, M., Salas, L., Cruz-González, I. 2001, *AJ*, 122, 3293
- [Baldwin et al. (1991)] 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 (1987)] Balick, L. 1987, *AJ*, 94, 671
- [Balick & Frank (2002)] Balick, L., Frank, A. 2002, *ARA&A*, 40, 439
- [Benjamin, Skillman & Smits (1999)] Benjamin, R. A., Skillman, E. D. & Smits, D. P. 1999, *ApJ*, 514, 307
- [Calvet & Peimbert (1983)] Calvet, N., Peimbert, M. 1983, *RMxAA*, 5, 319
- [Carroll & Ostlie 1995] Carroll, B. W. & Ostlie, D. A. 1995, *An Introduction to Modern Astrophysics*, Addison Wesley
- [Chopinet & Lortet-Zuchermann (1976)] Chopinet, M. & Lortet-Zuchermann, M. C. 1976, *A&AS*, 25, 179
- [Cohen & Barlow (1975)] Cohen, M., Barlow, M. J. 1975, *ApL*, 16, 165
- [Corradi & Schwarz (1995)] Corradi, R. L. M & Schwarz, H. E. 1995, *A&A*, 293, 871

- [Ercolano et al. (2003a)] Ercolano, B., Barlow, M. J., Storey, P. J. & Liu, X. -W. 2003a, MNRAS, 340, 1136
- [Ercolano et al. (2003a)] Ercolano, B., Morisset, C., Barlow, M. J., Storey, P. J. & Liu, X. -W. 2003b, MNRAS, 340, 1153
- [Ercolano et al. (2003c)] Ercolano, B., Barlow, M. J., Storey, P. J., Liu, X. -W., Rauch, T., & Werner, K. 2003c, MNRAS, 344, 1145
- [Ercolano et al. (2004)] Ercolano, B., Wesson, R., Zhang, Y., Barlow, M. J., De Marco, O., Rauch, T., & Liu, X. -W., 2004, MNRAS, 354, 558
- [Ercolano et al. (2005)] Ercolano, B., Barlow, M. J., Storey, P. J. 2005, MNRAS, 362, 1038
- [Ferland (1980)] Ferland G. J. 1980, PASP, 92, 596
- [Ferland et al. (1998)] Ferland G. J., Korista K. T., Verner D. A., Ferguson J. W., Kingdon J. B., Verner E. M. 1998, PASP, 110, 761
- [Galadí-Enríquez & Canudas (1998)] Galadí-Enríquez, D. & Canudas I. R. 1998, Manual Práctico de Astronomía con CCD
- [Gonçalves et al. (2001)] Gonçalves, D. R., Corradi, R. L. M., Mampaso A. 2001, ApJ, 547, 302
- [Gonçalves et al. (2003)] Gonçalves, D. R., Corradi, R. L. M., Mampaso A., Perinotto, M. 2003, ApJ, 597, 975
- [Gonçalves (2004)] Gonçalves, D. 2004, Portal do Astroônomo, Tema do Mês, em *http://www.portaldoastronomo.org/tema.php?id=3*
- [Gonçalves et al. (2006)] Gonçalves, D. R., Ercolano, B., Carnero, A., Mampaso A., Corradi, R. L. M. 2006, MNRAS, 365, 1039
- [Gruendl et al. (2006)] Gruendl, R. A., Guerrero, M. A., Chu, Y. & Williams, R. M. 2006, ApJ, 653, 339

- [Gruenwald et al. (1997)] Gruenwald, R., Viegas, S. M. & Brogrière, D. 1997, *ApJ*, 480, 283
- [Gruenwald & Viegas (1998)] Gruenwald, R. & Viegas, S. M. 1998 *ApJ*, 501, 221
- [Harrington, Monk & Clegg (1988)] Harrington, J. P., Monk, D. J., Clegg, R. E. S. 1988, *MNRAS*, 231, 577
- [Kaler et al. (1976)] Kaler, J. B., Aller, L. H. & Czyzak, S. J. 1976, *ApJ*, 203, 636
- [Kaler & Jacoby (1989)] Kaler, J. B. & Jacoby, G. H. 1989, 345, 871
- [Kallrath & Milone (2009)] Kallrath, J. & Milone, E. F. 2009, *Eclipsing Binary Star: Modeling and Analysis*, Astronomy and Astrophysics Library.
- [Kingsburgh & Barlow (1994)] Kingsburgh, R. L., Barlow, M. J. 1994, *MNRAS*, 271, 257
- [Kholtygin (1998)] Kholtygin, A. F. 1998, *A&A*, 329, 691
- [Kohoutek & Senkbeil (1973); KS73] Kohoutek, L., Senkbeil, G. 1973, *A&A*, 61, 761
- [Kwok, Purton & Fitzgerald (1978)] Kwok, S., Purton, C. R., Fitzgerald, P. M. 1978, *ApJ*, 219, 125
- [kwok 2000] Kwok, S. 2000, *The Origin and Evolution of Planetary Nebulae*, Cambridge Astrophysics Series
- [kwok 2005] Kwok, S. 2005, *JKAS*, 38, 271
- [Liu et al. (1995)] Liu, X. -W., Barlow, M.J., Danziger, I.J. & Clegg, R. E. S. 1995, *MNRAS*, 273, 47
- [Lucy (1999)] Lucy, L. B. 1999, *A&A*, 344, 281
- [Magrini et al. (2004)] Magrini, L., Perinotto, M., Mampaso, A. & Corradi, R. L. M. 2004, *A&A*, 426, 779

- [Manchado et al. (1996)] Manchado, A., Guerrero, M. A., Stanghellini, L., & Serracarricart, M. 1996, The IAC Morphological Catalog of Northern Galactic Planetary Nebulae
- [Meatheringham et al. (1988)] Meatheringham, S. J., Wood, P. R. & Faulkner, D. J. 1988, ApJ, 334, 862
- [Méndez (1978)] Méndez, R. H. 1978, MNRAS, 185, 647
- [Méndez & Niemela (1981)] Méndez, R. H., Niemela, V. S. 1981, ApJ, 250, 240
- [Monteiro (2000)] Monteiro, H. S. A., Morisset, C., Gruenwald, R. & Viegas, S. M. 2000, ApJ, 537, 853
- [Monteiro (2004)] Monteiro, H. S. A., Estrutura Espacial de Nebulosas Planetárias, Universidade de São Paulo, 2004, Tese de Doutorado.
- [Monteiro et al. (2004)] Monteiro, H. S. A., Schwarz, H. E. & Gruenwald, R. 2004, ApJ, 609, 194
- [Monteiro et al. (2005)] Monteiro, H. S. A., Schwarz, H. E., Gruenwald, R., Guenther, K. & Heathcote, S. R. 2005, ApJ, 620, 321
- [Morisset & Georgiev (2009)] Morisset, C. & Georgiev, L. 2009, A&A, 507, 1517
- [Moser 2011] Moser, D. F., Modelagem de nebulosas planetárias com morfologia bipolar, Universidade de São Paulo, 2011, Tese de Mestrado.
- [Osterbrock & Ferland (2006)] Osterbrock, D. E. & Ferland G. J. 2006, Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei, University Science Books
- [Peimbert (1978)] Peimbert, M. 1978, IAUS, 76, 215
- [Peimbert & Torres-Peimbert (1983)] Peimbert, M. & Torres-Peimbert, S. 1983. In Planetary Nebulae, IAU Symposium 103 (ed. D.R. Flower), p. 233. Reidel.
- [Perinotto et al. (2004)] Perinotto, M., Morbidelli, L. & Scatarzi, A. 2004, MNRAS, 349, 793

- [Phillips (2000)] Phillips, J. P. 2000, *AJ*, 119, 342
- [Phillips (2003)] Phillips, J. P. 2003, *MNRAS*, 340, 883
- [Phillips (2005)] Phillips, J. P. 2005, *MNRAS*, 361, 283
- [Phillips & Cuesta (2000)] Phillips, J. P. & Cuesta, L. 2000, *AJ*, 119, 335
- [Phillips & Ramos-Larios (2010)] Phillips, J. P. & Ramos-Larios, G. 2010, *MNRAS*, 405, 2179
- [Pottasch et al. (1984)] Pottasch, S. R., Baud, B., Beinteme D., Emerson J., Habing, H. J. et al. 1984, *A&A*, 138, 10
- [Pottasch (1996)] Pottasch, S. R. 1996, *A&A*, 307, 561
- [Quireza et al. (2007)] Quireza, C., Rocha-Pinto, H. J. & Maciel, W. J. 2007, *A&A*, 475, 217
- [Reid & Parker (2010)] Reid, W. A. & Parker, Q. A. 2010, *PASA*, 27, 187
- [Roger Wesson] *Grid maker site*: http://www.sc.eso.org/~rwesson/codes/mocassin/mocassin_gridmaker.php
- [Rubin et al (2004)] Rubin, R. H., Ferland, G. J., Chollet, E. E. 2004, *ApJ*, 605, 784
- [Sackmann et al. (1993)] Sackman, I. -J., Boothroyd, A. I., & Kraemer, K. E. 1993, *ApJ*, 418, 457
- [Sabbadin (1976)] Sabbadin, F. 1976, *A&A*, 52, 291
- [Schwarz & Monteiro (2006)] Schwarz, H. E. & Monteiro, H. 2006, *ApJ*, 648, 4305
- [Shklovsky (1956)] Shklovsky, I. 1956, *Astr. Zh.*, 33, 315
- [Smalley (1997)] Smalley, B. 1997, *Obs*, 117, 338
- [Stanghellini et al. (1993)] Stanghellini, L., Corradi, R. L. M., & Schwarz, H. E. 1993, *A&A*, 279, 521

- [Stanghellini et al. (2002)] Stanghellini, L., Villaver, E., Machado, A. & Guerrero, M. A. 2002, ApJ, 576, 285
- [Stanghellini et al. (2006)] Stanghellini, L., Guerrero, M. A., Cunha, K., Machado, A. & Villaver, E., 2006, ApJ, 651, 898 .
- [Storey & Hummer (1995)] Storey, P. J. & Hummer, D. G. 1995, MNRAS, 272, 41
- [Sue et al. (2004)] Su K. Y. L., Kelly, D. M., Latter, W. B., Misselt, K. A., et al. 2004, ApJS, 154, 302
- [Tafoya et al. (2009)] Tafoya, D., Gómez, Y., Patel, N. A., Torrelles, J. M., Gómez, G., et al. 2009, ApJ, 691, 911
- [Terzian (1997)] Terzian, Y. 1997, IAUS, 180, 29
- [Torres-Peimbert & Peimbert (1977)] Torres-Peimbert S., Peimbert M. 1977, Rev. Mex. Astron. Astrofis., 2, 181
- [Vicini et al. (1999)] Vicini, B., Natta, A., Marconi, A., Testi, L., Hollenbach, D., & Draine, B. T. 1999, A&A, 342, 823
- [Walsh (1983)] Walsh, J. R. 1983, MNRAS, 202, 303
- [Walsh et al. (1991)] Walsh, J. R., Meaburn, J., Whitehead, M. J. 1991, A&A, 248, 613
- [Wright et al. (2011)] Wright, N. J., Barlow, M. J., Ercolano, B., Rauch, T. 2001, MNRAS, 418, 370
- [Yuan et al. (2011)] Yuan, H. -B., Liu, X. -W., Péquignot, D., Rubin, R. H., Ercolano, B., Zhang, Y. 2011, MNRAS, 411, 1035