

Patricia Maria dos Santos

**Estudos de Variação Espacial de Abundâncias:
O Caso da Nebulosa Planetária Menzel 1**

Brasil

Outubro de 2020

Patricia Maria dos Santos

Estudos de Variação Espacial de Abundâncias: O Caso da Nebulosa Planetária Menzel 1

Universidade Federal de Itajubá – UNIFEI

Instituto de Física e Química – IFQ

Programa de Pós-Graduação em Física

Orientador: Hektor Sthenos Alves Monteiro

Brasil

Outubro de 2020

Patricia Maria dos Santos

Estudos de Variação Espacial de Abundâncias: O Caso da Nebulosa Planetária Menzel 1/ Patricia Maria dos Santos. – Brasil, Outubro de 2020-
55 p. : il. (algumas color.) ; 30 cm.

Orientador: Hektor Sthenos Alves Monteiro

Dissertação (Mestrado) – Universidade Federal de Itajubá – UNIFEI
Instituto de Física e Química – IFQ
Programa de Pós-Graduação em Física, Outubro de 2020.

1. Nebulosas Planetárias. 2. Modelos Tridimensionais. 2. Variação de Abundância.
I. Hektor Monteiro. II. Universidade Federal de Itajubá. III. Instituto de Física e
Química. IV. Estudos de Variação Espacial de Abundâncias: O Caso da Nebulosa
Planetária Menzel 1.

Patricia Maria dos Santos

Estudos de Variação Espacial de Abundâncias: O Caso da Nebulosa Planetária Menzel 1

Trabalho aprovado. Itajubá, 26 de Julho de 2019:

Hektor Sthenos Alves Monteiro
Orientador

Paulo Jakson Assunção Lago
Convidado 1

Alan Bendasoli Pavan
Convidado 2

Brasil
Outubro de 2020

À memória da minha mãe.

Agradecimentos

Agradeço primeiramente o meu pai, Seu Zé, por sempre respeitar as minhas decisões mesmo não concordando com elas. Por todo apoio e força que sempre me dá, pois foram fundamentais para que eu conseguisse chegar até aqui.

Ao Hektor, que já há um tempo tem sido mais que um orientador, e sim um amigo, agradeço sim por todo suporte como orientador, mas agradeço principalmente por sempre ser muito compreensivo comigo, respeitado o meu tempo e por sempre ter sido paciente com minhas crises de ansiedade. Por sempre acreditar em mim mais do que eu mesma. Por me forçar a fazer coisas que eu não quero, mas que no fim são sempre melhores pra mim. Obrigada por não desistir de mim!

Aos meus amigos, Eric, Everson, Carlinhos, André e astroamigos Bárbara, Monique, Giuana, Luan e Lipe por aturarem meu mau humor diário, por estarem sempre do meu lado, pelos roles. Vocês tornaram toda essa experiência mais especial e trouxeram muita alegria pra minha vida. Obrigada pelo privilégio de dividir esse tempo com vocês!

A CAPES por ter tornado esse sonho possível!

*“Your preparation for the real world is not in the answers you’ve learned,
but in the questions you’ve learned how to ask yourself. ”*

Bill Watterson

Resumo

As Nebulosas Planetárias (NP's) são objetos de morfologias bastante complexas e os detalhes da formação de suas estruturas espaciais são ainda objeto de investigação. São poucos os trabalhos que levam em consideração o caráter tridimensional dos objetos. Além da estrutura esférica, os modelos mais antigos também supõem que a abundância dos elementos é uniforme em toda a extensão das NP's. Poucos trabalhos exploram a hipótese de haver variações nas abundâncias. Neste trabalho, apresentamos um modelo para a nebulosa planetária Menzel 1 feito com o código MOCASSIN. Foi levada em consideração sua estrutura bipolar e abundâncias homogêneas com objetivo de analisar como estas podem influenciar nos resultados obtidos. Mostramos que os resultados obtidos com o modelo atualizado levam a valores significativamente diferentes quando comparados a modelos anteriores para o mesmo objeto. Discutimos a influência de dados atômicos e do tratamento detalhado da radiação difusa nas discrepâncias encontradas. Com o código NEAT, foram determinadas abundâncias integradas e bidimensionais a partir dos mapas de fluxo derivados do modelo. Os mapas de abundâncias mostram discrepâncias com relação aos parâmetros iniciais do modelo. Concluimos que o método empírico cria variações não reais dado que tal método não leva em consideração a complexidade tridimensional da estrutura do objeto.

Palavras-chave: Abundância química; MOCASSIN; nebulosa planetária; NEAT.

Abstract

Planetary Nebulae (PNe) are objects of very complex morphologies and the details of their spatial structure formation are still object of investigation. There are few works that take into account the three-dimensional character of objects. In addition to the spherical structure, the older models also assume that the abundance of elements is uniform throughout the PNe. Just few studies explore the hypothesis that there are variations in abundances. In this work, we present a model for the planetary nebula Menzel 1 made with the code MOCASSIN. Its bipolar structure and homogeneous abundances were taken into account in order to analyze how they can influence the results obtained. We show that the results obtained with the updated model lead to significantly different values when compared to previous models for the same object. We discuss the influence of atomic data and the detailed treatment of diffuse radiation on the discrepancies found. With the NEAT code, integrated and bidimensional abundances were determined from the flux maps derived from the model. The abundance maps show discrepancies with respect to the initial parameters of the model. We conclude that the empirical method creates non-real variations since this method does not take into account the three-dimensional complexity of the object's structure.

Keywords: Chemical abundance; MOCASSIN; planetary nebula; NEAT.

Lista de ilustrações

Figura 1 – Diagrama esquemático da evolução de uma estrela de $1M_{\odot}$	14
Figura 2 – Halo de material gasoso na NGC 6543.	16
Figura 3 – Posições observadas para Mz 1.	25
Figura 4 – Diagrama posição velocidade.	25
Figura 5 – Mapa de He/H empírico.	26
Figura 6 – Distribuição de valores produzidos por 1 000 000 de números gerados aleatoriamente, com um ajuste de uma distribuição Gaussiana.	30
Figura 7 – Incerteza dos parâmetros de uma Gaussiana ajustada a uma função de distribuição do NEAT para uma temperatura T.	31
Figura 8 – Estrutura de densidade.	32
Figura 9 – O espectro da Estrela 1 (linha preta) é um espectro sintético de uma estrela do tipo H-Ni, com temperatura de 120 kK e $\log g = 6$. O espectro da Estrela 2 (linha vermelha) também é um espectro sintético de uma estrela do tipo H-Ni, mas com temperatura de 100 kK e $\log g = 5$	35
Figura 10 – Cortes das estruturas de densidades dos quatro principais modelos.	36
Figura 11 – Cortes das estruturas de temperatura dos quatro principais modelos.	37
Figura 12 – Gráfico de comparação dos fluxos das principais linhas de emissão.	38
Figura 13 – Corte na estrutura de densidade usada para gerar os modelos.	38
Figura 14 – Contorno da linha [S II] 6731 sobre uma imagem de nebulosa feito com um filtro de $\lambda_c = 6718$	39
Figura 15 – Mapa da linha He II 4686. A imagem da esquerda foi obtida dos dados empíricos e, a imagem da direita, do modelo.	40
Figura 16 – Mapa da linha proibida [O III] 5007. A imagem da esquerda foi obtida dos dados empíricos e, a imagem da direita, do modelo.	41
Figura 17 – Mapa da linha proibida [S II] 6718. A imagem da esquerda foi obtida a partir dos dados empíricos e, a imagem da direita, do modelo.	41
Figura 18 – Mapa da linha do $H\beta$. A imagem da esquerda foi obtida dos dados empíricos e, a imagem da direita, do modelo.	42
Figura 19 – Cantos superior esquerdo e direito: Mapas de densidade e temperatura obtidos a partir do espectro observado; Cantos inferior esquerdo e direito: Mapas de densidade e temperatura obtidos a partir dos mapas de fluxos do modelo.	42
Figura 20 – Mapa da abundância do He. À esquerda, temos a distribuição bidimensional do He/H, e, à direita, temos o resíduo da abundância com relação ao valor de abundância de entrada para gerar o modelo.	43

Figura 21 – Mapa da abundância do N. À esquerda, temos a distribuição bidimensional do N/H, e, à direita, temos o resíduo da abundância com relação ao valor de abundância de entrada para gerar o modelo.	44
Figura 22 – Mapa da abundância do O. À esquerda, temos a distribuição bidimensional do O/H, e, à direita, temos o resíduo da abundância com relação ao valor de abundância de entrada para gerar o modelo.	44
Figura 23 – Mapa da abundância do S. À esquerda, temos a distribuição bidimensional do S/H, e, à direita, temos o resíduo da abundância com relação ao valor de abundância de entrada para gerar o modelo.	45

Lista de tabelas

Tabela 1 – Exemplo de equações para calcular abundâncias químicas.	21
Tabela 2 – Parâmetros de entrada dos modelos deste trabalho.	33
Tabela 3 – Valores de fluxos das principais linhas para os quatro principais modelos e do modelo gerado por Monteiro et al. (2005) (M05).	34
Tabela 4 – Comparação entre os parâmetros físicos e químicos dos modelos e das observações.	39
Tabela 5 – Comparação entre valores de abundâncias integradas obtidas pelos nossos modelos e dados observacionais da literatura.	46

Sumário

1	INTRODUÇÃO	13
1.1	A Origem das Nebulosas Planetárias	13
1.2	A Física das NP's	16
1.3	Abundâncias Químicas nas Nebulosas Planetárias	20
1.3.1	Determinação das Abundâncias	20
1.3.2	O Fator de Discrepância das Abundâncias	21
1.4	Modelos de Fotoionização	23
1.5	A nebulosa Menzel 1	24
1.6	Objetivos	26
2	METODOLOGIA	27
2.1	O MOCASSIN	27
2.2	O NEAT	29
3	RESULTADOS	32
3.1	Estrutura	32
3.2	Escolhendo o Melhor Modelo	33
3.3	O Novo Modelo da Nebulosa Planetária Menzel 1	36
3.3.1	Comparação dos Mapas de Fluxo	39
3.3.2	Comparação dos Mapas Diagnósticos	40
3.4	Abundância Química	43
4	CONCLUSÃO	47
	REFERÊNCIAS	48
	APÊNDICES	51
	APÊNDICE A – APÊNDICE	52
A.1	Código usado para criar a estrutura de densidade	52

1 Introdução

As nebulosas planetárias (NP's) são objetos de estruturas bastante complexas cujos detalhes de formação ainda são objetos de investigação. São poucos os trabalhos que levam em consideração o caráter tridimensional dos objetos, sendo a maioria ainda considerada como simetricamente esférica em muitos estudos.

Além da estrutura esférica, os modelos mais antigos também supõem que a abundância dos elementos é uniforme em toda a extensão das NP's. Alguns estudos mais recentes sugerem que pode haver variações nessas abundâncias, no entanto ainda são poucos os trabalhos que levam essa hipótese em consideração. Um dos indicativos de que as NP's não possuem abundância homogênea são os fatores de discrepância de abundância, ou ADF (do inglês *Abundance Discrepancy Factor*) entre as abundâncias determinadas a partir das linhas de colisão com as determinadas a partir das linhas de recombinação.

Esses ADF's já são conhecidos há alguns anos, mas foram determinados a partir de valores de fluxo integrado, ou seja, desprezando a distribuição espacial. Atualmente, ainda não foi possível detectar variação de abundâncias nas NP's apesar dos avanços nas observações.

Neste capítulo serão apresentados alguns conceitos a respeito da origem e dos aspectos da física nas NP's, sobre a determinação de abundância química nesses objetos e sobre o ADF. Também será falado brevemente sobre os códigos de modelos de fotoionização. Por fim, na seção 1.5 abordaremos sobre o objeto de estudo deste trabalho, a NP Menzel 1.

1.1 A Origem das Nebulosas Planetárias

As estrelas passam a maior parte de suas vidas em equilíbrio hidrostático, queimando hidrogênio (H) em hélio (He), fase que é chamada de sequência principal. A evolução após a sequência principal para estrelas de massa baixa e intermediária começa quando cessa a queima de hidrogênio no núcleo, passando a ocorrer em uma casca externa ao núcleo. Neste estágio a estrela entra no chamado Red-Giant-Branch (RGB, ramo das gigantes vermelhas) no diagrama de Hertzsprung-Russel (H-R)(ver Figura 1).

As NP's são resultados da evolução de estrelas de massa baixa e intermediária, ou seja, estrelas com até $8M_{\odot}$. Eventualmente, essas estrelas na fase RGB possuem um núcleo degenerado de Carbono (C) e Oxigênio (O), queimando He em uma casca ao redor do núcleo e começam sua evolução ao longo da região conhecida como Asymptotic Giant Branch (AGB, ramo assintótico das gigantes). A estrela atinge a fase de gigante vermelha com a temperatura aumentando no núcleo. Esta fase é também conhecida como Early-AGB

(E-AGB), o estágio anterior ao início da fase de pulsações térmicas, sendo estas separadas pelo primeiro pulso térmico (Iben JR.; Renzini, 1983). A trajetória evolutiva posterior da estrela depende fortemente de sua massa, que neste estágio será reduzida por processos de perda de massa causados pelas pulsações térmicas. Tipicamente, a estrela evolui para formar uma nebulosa planetária, ionizada pelo núcleo compacto e quente remanescente.

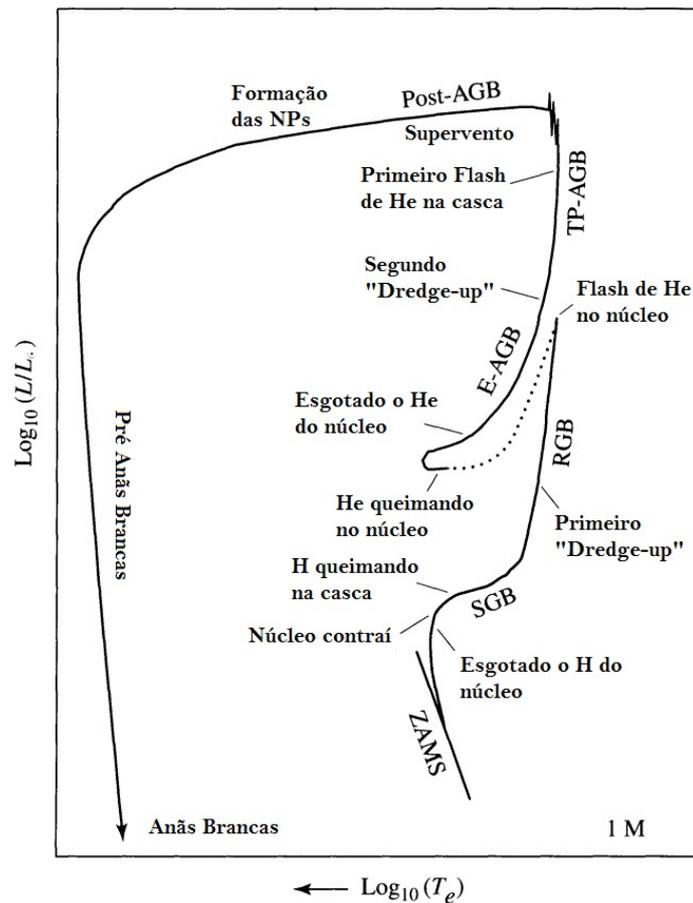


Figura 1 – Diagrama esquemático da evolução de uma estrela de $1M_{\odot}$ da seqüência principal até a formação de uma anã branca. A linha pontilhada representa uma rápida evolução após o flash de He no núcleo.

Na fase AGB, a estrela tem uma grande taxa de perda de massa para o meio interestelar, algo em torno de $10^{-5} M_{\odot} yr^{-1}$ (KWOK, 2007). Essa perda de massa foi associada à formação das NP's por Shklovskii (1956). No entanto, quando comparados os dados das nebulosas com a perda de massa mínima na fase AGB necessária para que a formação destas seja decorrente desse processo, nota-se que esse valor mínimo é superior aos observados na fase AGB e aos limites teóricos. Surge então a necessidade de um processo mais intenso que provoque uma perda de massa superior a $10^{-5} M_{\odot} yr^{-1}$. A esse processo foi dado o nome de *supervento* e detalhes de sua natureza ainda estão em discussão. Nessa fase de *supervento*, devido à grande opacidade das camadas mais externas,

o pico de emissão do espectro da estrela fica na faixa do infravermelho.

Enquanto as camadas externas são ejetadas por conta do *supervento*, o núcleo da estrela evolui para uma anã branca. A transição para fase de anãs brancas pode gerar um vento estelar com velocidades da ordem de 10^3 km s^{-1} (KWOK, 2007). O estudo da interação entre esses ventos de diferentes fases evolutivas de uma estrela é conhecido como a *teoria dos ventos interagentes* (TVI) e é uma das explicações mais aceitas para a formação das estruturas das NP's.

A TVI consegue explicar muitas características das NP's como a densidade, a velocidade de expansão e sua estrutura, no entanto, também faz algumas previsões importantes (KWOK, 2007). A primeira delas é que deve haver um halo fraco decorrente da fase AGB em torno da casca nebulosa de alta densidade. A segunda delas é que pode ser comum ventos de alta velocidade nas estrelas centrais das NP's. E, por último, que pode surgir uma emissão de raio-x a partir da "bolha quente".

Com a descoberta do perfil *P-Cygni* em 1978, foi confirmado a segunda predição da TVI. O perfil *P-Cygni* é o nome dado a presença tanto de uma linha de absorção quanto de emissão no perfil de uma mesma linha espectral. Essa característica indica a existência de um envelope expandindo para longe da estrela. A linha de emissão surge devido ao vento estelar intenso próximo a estrela, e a linha de absorção deslocada para o azul é devido a radiação que atravessa o material em volta da estrela que se move rapidamente na direção do observador.

O halo fraco, envolto da casca nebulosa de alta densidade, decorrente da fase AGB já era conhecido a muito tempo, no entanto apenas com o desenvolvimento das câmeras CCD's foi constatado que eram bastante comuns nas NP's. Com observações espectroscópicas desses halos foi possível determinar de maneira direta sua cinemática e compara-la aos resultados previstos pela TVI. Outras evidências da presença do envelope remanescente da AGB é a presença de perfis de linhas moleculares nas NP's bastante semelhantes aos perfis observados no envelope AGB, sugerindo uma origem comum entre elas (KWOK, 2007). A Figura 2 (*esquerda*) exibe um exemplo desse halo.

Segundo Marcolino (2006), a comprovação da presença da "bolha quente" através de sua emissão de raio-x foi feita pela primeira vez com o satélite ROSAT (Roentgen Satellite). No entanto, devido a sua baixa resolução angular, nem sempre era possível determinar se a emissão de raio-x vinha da estrela central ou das partes internas das nebulosa. Essa dúvida foi esclarecida com o telescópio Chandra, lançado em 1999, com o trabalho de Kastner et al. (2000) com a nebulosa *BD + 303639*. Na Figura 2 (*direita*) e possível ver emissões de raio-x nas nebulosas planetárias NGC 6543, mais conhecida como Olho de Gato, NGC 7662, NGC 7009 e NGC 6826.



Figura 2 – (*Esquerda*) A Nebulosa *Olho do Gato* (NGC 6543), uma das mais brilhantes no céu, exibe um enorme halo de material gasoso. (Fonte: <https://apod.nasa.gov/apod/ap140601.html>) (*Direita*) Composições de emissão de raio-x do Chandra (colorido de roxo) com emissão óptica do Telescópio Espacial Hubble (colorido de vermelho, verde e azul). (Fonte: <http://chandra.harvard.edu/photo/2012/pne/>)

1.2 A Física das NP's

O processo no qual um átomo perde um ou mais de seus elétrons é chamado de *ionização*. Os átomos ionizados são denominados *íons*. A física estatística mostra que os níveis de energia de um determinado íon são preenchidos de maneira inversamente proporcional a sua energia, ou seja, os níveis de baixa energia são mais povoados que os de maior energia.

Os elétrons podem ser excitados para níveis de energia mais elevados através de dois processos: pela energia obtida durante a colisão de um átomo com outra partícula (excitação colisional) ou por absorção de um fóton. Quando o fóton tem energia suficiente para ionizar o átomo ou íon, denomina-se fotoionização.

Os principais processos de interação da radiação com a matéria são:

(i) *transição ligado-ligado*: ocorre entre dois níveis de diferente energias ligados ao mesmo átomo. Um elétron em um dado nível de energia absorve um fóton e é excitado para um outro nível de maior energia, ou é desexcitado para um nível mais baixo de energia emitindo um fóton.

(ii) *transição ligado-livre*: ocorre entre um nível ligado ao átomo e o contínuo. Neste caso, o elétron recebe energia suficiente para escapar do átomo.

(iii) *transição livre-livre*: ocorre entre dois estados de energia do contínuo. Neste caso, se um elétron absorve um fóton, aquele passa para uma trajetória de maior energia. Se o elétron é desacelerado, passa para uma trajetória de menor energia e emite um fóton.

Supondo que as nebulosas fotoionizadas (NF) estão em equilíbrio termodinâmico (ET), algumas equações importantes são definidas da seguinte maneira:

- *Equação de Boltzmann*: relação entre as populações relativas de dois níveis de energia j e k dada por

$$\frac{n_j^*(X^r)}{n_k^*(X^r)} = \frac{g_{rj}}{g_{rk}} \exp[-(E_{rj} - E_{rk})/kT],$$

onde g_{rj} e g_{rk} são os pesos estatísticos dos níveis j e k e E_{rj} , E_{rk} são as energias desses níveis.

- *Equação de Saha*: relação que define a distribuição de átomos de um dado elemento X em seus diversos estágios de ionização e é dada por

$$\frac{n^*(X^{r+1})}{n^*(X^r)} = \frac{f_{r+1}f_e}{f_r}$$

onde f_r e f_{r+1} são as funções de partição dos átomos e f_e é a função de partição dos elétrons livres.

- *Transporte radiativo*: essa relação é dada por

$$\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = I_\nu - \frac{j_\nu}{k_\nu}$$

onde j_ν e k_ν são os coeficientes de emissão e absorção, I_ν é a intensidade específica de radiação e τ_ν é a profundidade óptica.

No entanto, em ET a taxa de energia emitida pela fonte ionizante deveria ser igual à taxa de energia absorvida, ou seja, nenhuma energia deveria escapar da NF. O fato de podermos observar esses objetos implica que o gás não está em ET. Porém, um estudo sobre esses objetos considerando o ET é uma boa aproximação.

Uma condição menos restrita que o ET é o equilíbrio estatístico (EE), que assume que a densidade de um dado nível de energia é invariante no tempo. Ou seja, a quantidade de transições que levam partículas para esse nível é igual a quantidade de transições que retiram partículas desse nível (MACIEL, 2002). Portanto, a equação de EE é dada da seguinte maneira:

$$\frac{dn_j}{dt} = -n_j \sum_y \sum_k (R_{jk})_y \sum_y \sum_k n_k (R_{kj})_y = 0,$$

onde R_{jk} e R_{kj} são a probabilidade de que uma partícula vá do nível j para o nível k e a probabilidade de que uma partícula vá do nível k para o nível j , respectivamente.

Nas NF's, os processos de colisionais são muito importantes devido a suas altas temperaturas. As probabilidades de colisão por unidade de tempo por partícula de campo nos processos de excitação e desexcitação são descritas pelos coeficientes de excitação e desexcitação, que são dados pelas seguinte relações:

i. *Processo de excitação:*

$$\gamma_{jk} = \langle u\sigma_{jk} \rangle,$$

onde u é a velocidade relativa entre as partículas e σ_{jk} é a seção de choque de colisão.

ii. *Processo de desexcitação:*

$$\gamma_{kj} = \frac{h^2\Omega(j, k)}{g_k(2\pi m_e)^{3/2}(kT)^{1/2}},$$

onde $\Omega(j, k)$ é a força de colisão.

Nas NF's, as emissões dos íons O II e O III são muito intensas devido à grande abundância do oxigênio, à disposição dos níveis de energias desses íons e à baixa densidade dessas nebulosas. As energias desses níveis são da mesma ordem da energia cinética dos elétrons livres devido à ionização do H nessas regiões (MACIEL, 2002).

Outro processo importante em NF é a ionização. Se considerarmos que as ionizações nestes objetos são feitos por absorção de fótons (fotoionização) e que as recombinações (elétron recombina com um íon) são radiativas, a equação de EE pode ser reescrita da seguinte maneira:

$$\sum_j n_j(X^r)\beta_{jf} = \sum_j n(X^{r+1}n_e\alpha_j),$$

onde β_{jf} é a probabilidade de uma transição radiativa do estado j para o contínuo e α_j é o coeficiente de recombinação. Essa equação é a *equação de equilíbrio de ionização*.

O equilíbrio de ionização em cada ponto da nebulosa é determinado pelo balanço entre os íons produzidos pela fotoionização e a recombinação de elétrons.

Considerando uma nuvem de H^0 (puro) em torno de uma única estrela quente, a equação de ionização é dada por

$$\begin{aligned} n(H^0) \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{4\pi J_{\nu}}{h\nu} a_{\nu}(H^0) d\nu &= \int_{\nu_0}^{\infty} \phi_{\nu} a_{\nu}(H^0) d\nu \\ &= n_e n_p \alpha(H^0, T) [cm^{-3} s^{-1}] \end{aligned}$$

onde J_ν é a intensidade media de radiação, ϕ_ν é o número de fótons incidentes, $a_\nu(H^0)$ é a seção de choque de fotoionização do H por fóton de energia $h\nu$, $\Gamma(H^0)$ é o número de fotoionização por átomo de H por unidade de tempo, $n(H^0)$ é a densidade de H^0 , n_e é a densidade de elétrons, n_p é a densidade de prótons e $\alpha(H^0, T)$ é o coeficiente de recombinação.

Em uma primeira aproximação, a intensidade media de radiação (J_ν) é simplesmente a radiação emitida pela estrela reduzida pelo efeito do inverso do quadrado da diluição geométrica, ou seja,

$$4\pi J_\nu = \frac{R^2}{r^2} \pi F_\nu(0) = \frac{L_\nu}{4\pi r^2} [\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{Hz}^{-1}],$$

onde R é o raio da estrela, $\pi F_\nu(0)$ é o fluxo na superfície da estrela, r é a distância da estrela ao ponto em questão e L_ν é a luminosidade da estrela por unidade do intervalo de frequência.

É preciso também descrever como a radiação emitida pela estrela chega a um dado ponto da nebulosa. O modo pelo qual a energia se propaga em um dado meio é denominado transferência radiativa e é escrito da seguinte forma:

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -n(H^0)a_\nu I_\nu + j_\nu \quad (1.1)$$

onde I_ν é a intensidade específica do campo de radiação e j_ν é o coeficiente de emissão local dado em $[\text{erg cm}^{-3} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{Hz}^{-1}]$.

O campo de radiação é constituído por duas partes, $I_{\nu s}$ (estelar), resultante da radiação emitida pela estrela, e $I_{\nu d}$ (difusa), resultante da radiação emitida pelo gás ionizado. A radiação estelar decresce à medida que se afasta da estrela devido à diluição geométrica e à absorção. Considerando que a estrela é a única fonte de radiação, podemos escrevê-la da seguinte maneira:

$$4\pi J_{\nu s} = \pi F_{\nu s}(r) = \pi F_{\nu s}(R) \frac{R^2 \exp(-\tau_\nu)}{r^2} [\text{erg cm}^{-3} \text{s}^{-1} \text{Hz}^{-1}] \quad (1.2)$$

onde $\pi F_{\nu s}(r)$ é a notação astronômica padrão para fluxo de radiação estelar em r , $\pi F_{\nu s}(R)$ é o fluxo no raio R da estrela e τ_ν é a profundidade ótica em r .

A profundidade ótica em r é dada da seguinte maneira:

$$\tau_\nu(r) = \int_0^r n(H^0) a_\nu ds. \quad (1.3)$$

A equação para a transferência radiativa para a parte difusa é

$$\frac{dI_{\nu d}}{ds} = -n(H^0) a_\nu I_{\nu d} + j_\nu \quad (1.4)$$

e para $kT \ll h\nu$ a única fonte de radiação de ionização difusa é a recaptura de elétrons para o primeiro nível de energia. Portanto, o coeficiente de emissão dessa radiação é:

$$j_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \left(\frac{h^2}{2\pi mkT} \right)^{3/2} a_\nu \exp[-h(\nu - \nu_0)/kT] n_p n_e \quad (1.5)$$

para $\nu \geq \nu_0$, que é máximo quando $\nu = \nu_0$. O número total de fótons gerados pela recombinação para o primeiro nível de energia é dado pelo coeficiente de recombinação.

1.3 Abundâncias Químicas nas Nebulosas Planetárias

1.3.1 Determinação das Abundâncias

As abundâncias nas NP's traçam tanto a abundância do meio interestelar em que se formou a estrela progenitora, como efeitos da nucleossíntese durante a evolução da mesma. Elementos como He, C e N são produzidos durante a evolução estelar e o estudo da abundância destes elementos pode fornecer vínculos importantes para testar os modelos de evolução estelar. Os elementos mais pesados, como O e Fe, não são sintetizados em estrelas de baixa massa e intermediária e o estudo de suas abundâncias irá traçar a metalicidade da região em que a estrela progenitora foi formada (KWOK, 2007). Portanto, uma determinação precisa da abundância química em NP's é uma poderosa ferramenta para o estudo não apenas da evolução e nucleossíntese estelar, mas também da evolução química da Galáxia.

Para calcular a abundância química da NP é necessário, primeiramente, calcular densidade e temperatura eletrônica através de linhas de emissão específicas. As abundâncias de vários íons relativos ao H são obtidas exigindo o *equilíbrio estatístico* no meio, levando em conta todos os processos físicos relevantes que levam a excitações e recombinações. As abundâncias totais dos elementos são então obtidas a partir da soma das abundâncias iônicas. No entanto, em geral, não é possível observar linhas de emissão provenientes de todos os estágios de ionização de um dado elemento, o que impede a obtenção de sua abundância total. As abundâncias elementares totais são então obtidas através da aplicação dos *fatores de correção de ionização* (ICFs) (Kingsburgh e Barlow (1994); Perinotto e Corradi (1998); Delgado-Inglada (2016)), usados para estimar a contribuição dos íons não observados. Esses ICFs são baseados em potenciais de ionização similares (DELGADO-INGLADA, 2016). As incertezas relativas a este último passo podem ser melhoradas incluindo as linhas no ultravioleta. Por exemplo, combinando linhas ópticas e UV, pode-se observar todas as três etapas de ionização do Carbono (KWOK, 2007).

As flutuações de cada parâmetro físico na nebulosa podem gerar efeitos importantes na determinação das abundâncias. Este problema é um reflexo do fato da NP ser um sistema dinâmico em que os parâmetros físicos mudam tanto em espaço quanto no tempo. De um

modo geral, a abundância química acurada pode apenas ser obtida com um tratamento auto-consistente de dinâmica e processos de fotoionização (PERINOTTO; CORRADI, 1998).

A depleção de átomos em grãos é outra grande incerteza, pois a poeira circum-estelar da estrela AGB composta de O ou C e os restos da casca de poeira da fase AGB ainda podem ser observados na NP. Se a razão poeira-gás (por massa) for baixa, então a depleção em poeira introduzirá apenas um pequeno erro na determinação da abundância (KWOK, 2007).

As abundâncias químicas nebulares podem ser calculadas de duas maneiras:

- i) Métodos empíricos: calcula-se abundâncias iônicas das linhas encontradas no espectro por meio de um modelo atômico simples e, em seguida, estima-se as abundâncias elementais totais correspondentes através da aplicação dos ICFs, de modo que possa levar em conta os íons não observados;
- ii) Modelos de fotoionização: é feita a comparação entre as observações com modelos teóricos, e, através da derivação de um melhor ajuste entre estes, são obtidas as abundâncias.

Na Tabela 1 são colocados dois exemplos de relações com ICF usadas para a determinação de abundâncias totais do elemento O de um gás fotoionizado, como descrito em detalhes em Kingsburgh e Barlow (1994).

Tabela 1 – Exemplo de equações para calcular abundâncias químicas.

Total	Equação
<i>He</i>	$A(He) = (He^+ + He^{2+})/H^+$
<i>O</i>	$A(O) = ICF(O)(O^+ + O^{2+})/H^+$
	$ICF(O) = ((He^+ + He^{2+})/(He^+))^{2/3}$

1.3.2 O Fator de Discrepância das Abundâncias

Para determinar a composição química das nebulosas ionizadas, são usadas, geralmente, as fortes linhas proibidas dos íons do O, N, S, e Cl, onde são comparadas com as linhas de recombinação do H. Tais linhas proibidas são formadas através da colisão entre as partículas do gás e se formam em ambiente de altas temperaturas. No entanto, linhas de recombinação destes mesmos elementos são observadas nos espectros das NP's e essas linhas são mais comuns em regiões de baixa temperatura (TORRES-PEIMBERT, 2015).

O fator de discrepância das abundâncias é a razão entre as abundâncias iônicas obtidas das linhas de recombinação (RLs) com as abundâncias iônicas obtidas das linhas de colisão (CEs). Seu valor varia entre 1.5 e 3 na maioria das NP's, no entanto, em algumas seu valor é de ~ 100 . Segundo [Delgado-Inglada \(2016\)](#), este problema já é conhecido há cerca de 80 anos e permanece não resolvido. Atualmente, é amplamente aceito que essa discrepância é real e não causada por, por exemplo, erros em dados atômicos ou incertezas observacionais ([LIU, 2006](#)).

Uma das interpretações usadas para explicar essa discrepância da abundância foi proposta por [Peimbert e Peimbert \(2006\)](#). Nessa interpretação prevista por modelos de fotoionização, foi assumido que a nebulosa era composta por um gás quimicamente homogêneo com flutuações na temperatura relativamente grandes. Para justificar essa flutuação da temperatura, eles listaram sete mecanismos como possíveis causas:

Transferência de energia mecânica: A estrela central da NP fornece energia mecânica às cascas em expansão por meio do vento estelar, dos fluxos bipolar e multipolar e das ejeções assimétricas. Estes processos produzem *shocks*, turbulência e acréscimo na velocidade de expansão do material em expansão com o tempo.

Composição química não homogênea: Será descrito com mais detalhes logo abaixo.

Ionização dependente do tempo: O equilíbrio térmico leva um tempo para ser atingido depois que uma frente de fotoionização atravessa a nebulosa aquecendo o gás. Caso haja variação na densidade ou haja um gradiente de densidade, será produzido uma grande variação de temperatura que poderia explicar a presença de halos externos quentes nas NP's. Se o fluxo da estrela ionizante diminui ou a distribuição da densidade ao longo da linha de visada muda, pode acontecer das regiões externas da nebulosa ficarem isoladas e resfriarem antes de se recombinar completamente, criando regiões externas frias parcialmente ionizadas.

Variação da densidade: Em muitas NP's é possível observar grandes variações da densidade, mas essas variações não são muito importantes nos modelos de fotoionização. No entanto, em processos dependentes do tempo, regiões de alta densidade podem entrar em equilíbrio mais rápido que regiões de baixa densidade.

Transferência de energia magnética: Ainda nenhum modelo específico foi proposto para este mecanismo.

Aquecimento de poeira: Este efeito pode ser importante em nebulosas com grande variação de densidade, mas ainda não foi testado em nenhum modelo de fotoionização.

Regiões sombreadas: Estas regiões se formam devido à presença de glóbulos moleculares. A ionização dessas regiões pode produzir uma radiação difusa, e, por

consequência disso, a temperatura nelas será alguns milhares de graus mais baixa que nas outras regiões.

Outra interpretação supõe que a abundância química do meio é não homogênea, de modo que as linhas proibidas são produzidas principalmente nas regiões com abundância química "normal" e alta temperatura, enquanto as linhas de recombinação se formam nas regiões de alta densidade, baixa temperatura e uma maior abundância dos elementos pesados (LIU, 2006). Nesse trabalho, Liu aponta alguns problemas nas suposições de grande flutuação de temperatura:

- i - O valor de ADF encontrado não está correlacionado com a energia de excitação ou com a densidade crítica das linhas de colisões envolvidas; uma correlação poderia ser esperada se as flutuações na temperatura ou densidade inhomogênea são as raízes do problema.
- ii - Linhas de estrutura fina na faixa do infravermelho como [O III] 52– e 88– μm , que tem $E_{ex} \gtrsim 1000$ K e não são sensíveis à temperatura e à flutuação da temperatura, produzem abundâncias iônicas comparáveis às das linhas de colisão nas faixas do óptico e do ultravioleta. Este comportamento é observado em todas as NP's analisadas até agora, incluindo aquelas com densidades menores que as densidades críticas das linhas e estrutura fina na faixa do infravermelho.
- iii - As flutuações da temperatura não explicam $ADF > 5$.
- iv - O cenário de flutuações na temperatura requer implicitamente abundância de elementos pesados na nebulosa para ter altos valores das linhas de recombinação. No entanto, essas abundâncias são frequentemente muito mais altas do que a solar, o que dificulta reconciliar com os valores teóricos de evolução estelar para estrelas de baixa massa e intermediária.
- v - Imageamento e observações espectroscópicas espacialmente resolvidas têm fornecido pequenos valores de flutuações da temperatura.

1.4 Modelos de Fotoionização

Códigos de fotoionização são basicamente um resumo quantitativo detalhado do nosso conhecimento das interações entre a radiação e a matéria no meio interestelar. Esses códigos resolvem equações de ionização, equilíbrio térmico do gás e poeira e calcula a transferência radiativa. Tudo isso através da determinação das frações iônicas, temperatura eletrônica e a emissão linear e contínua em cada uma das células do modelo. Para gerar um modelo de fotoionização, é necessária uma descrição da nebulosa a ser modelada

em termos do campo de radiação ionizante e das propriedades do gás ionizado. Para o campo de radiação, pode ser um simples espectro de corpo negro, ou pode ser um espectro estelar sintético que leva em conta a temperatura efetiva, a gravidade e a metalicidade da estrela ionizante. Para o gás ionizado, é normalmente usada a densidade do hidrogênio neutro, a abundância dos elementos, a razão de poeira/gás e a massa total do gás da nebulosa (MORRISSET, 2017).

Atualmente, um dos códigos mais usados para modelar nebulosas fotoionizadas é o CLOUDY (FERLAND et al., 1998), que é um código aberto usado para simular condições físicas em um gás e prever seu espectro (FERLAND et al., 2013). Morisset (2006) desenvolveu um código de fotoionização pseudo-3D baseado no Cloudy, que executa o código várias vezes alterando a cada iteração os parâmetros de entrada de acordo com uma lei angular descrita pela morfologia do objeto.

Outro código de fotoionização bastante usado é o MOCASSIN (ERCOLANO et al., 2003), que é um código de transferência radiativa tridimensional que faz uso da técnica de Monte Carlo. Foi desenvolvido para gerar modelos de nebulosas fotoionizadas mais realísticos, com estrutura de densidade e geometria arbitrária. Este código faz um tratamento auto-consistente da radiação estelar e difusa e também é capaz de usar uma ou mais estrelas ionizantes não centralizadas.

1.5 A nebulosa Menzel 1

A Mz 1 é uma nebulosa planetária que, apesar de brilhante, é um objeto pouco estudado. Este objeto possui uma morfologia bipolar com um anel brilhante em sua região mais interna. Cahn, Kaler e Stanghellini (1992), Zhang (1995) e Phillips (2004), entre outros, determinaram distâncias estatísticas para ela, com valores entre 2.0 kpc e 2.85 kpc. Stanghellini, Corradi e Schwarz (1993) obtiveram uma temperatura de 139 kK e uma luminosidade de 147 L_{\odot} para sua estrela central.

Por meio da razão das intensidades das linhas do [S II] $\lambda 6717, 6731\text{\AA}$, Marston et al. (1998) obtiveram valores para as densidades do anel principal no valor de 1700 cm^{-3} e, para a estrutura bipolar, 400 cm^{-3} . Estes resultados sugerem que o anel observado ocorre devido a uma forte emissão de uma região de alta densidade e não devido a um efeito de projeção de zonas com diferentes graus de ionização em uma casca com densidade uniforme. Os autores também determinaram um ângulo em relação à linha de visada de 42 graus. Com isso, foi obtida uma velocidade de expansão do anel de $23 \pm 2\text{ km/s}$. Na Figura 3 são exibidas as posições que foram observadas nesse objeto e, na Figura 4, são exibidos os perfis de velocidade resultante obtidos pelos autores.

Um estudo detalhado espacialmente resolvido das propriedades físicas e químicas dessa NP é feito por Santos (2017). Os dados utilizados nesse trabalho foram obtidos

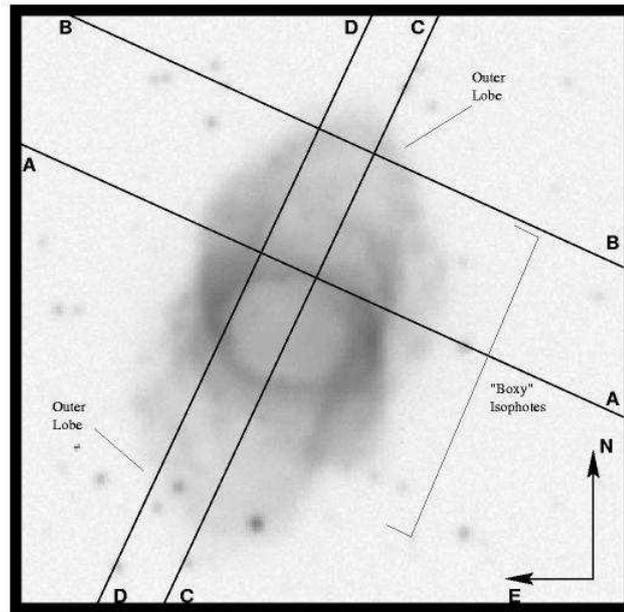


Figura 3 – Posições observadas por [Marston et al. \(1998\)](#) para Mz 1.

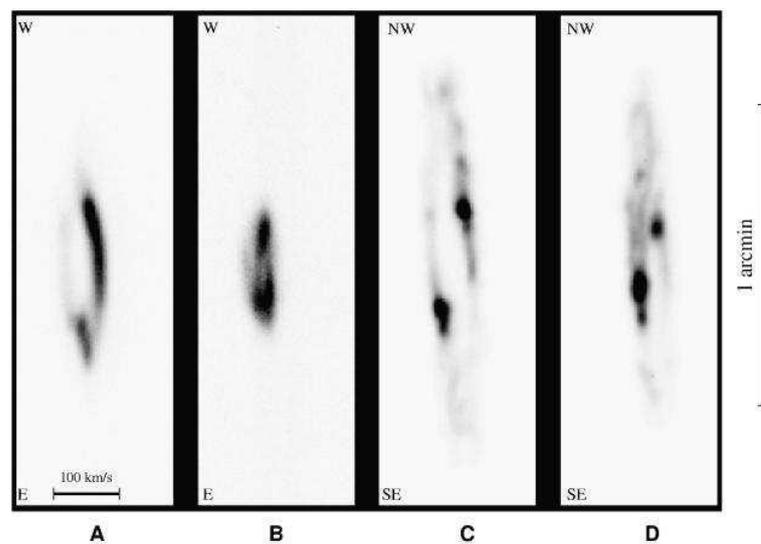


Figura 4 – Diagrama posição velocidade para as fendas indicadas na figura anterior na linha de $[\text{N II}] 6584$, observada para a nebulosa Mz 1.

através de espectroscopia de fenda longa para várias posições paralelas ao longo do objeto com o intuito de mapear a nebulosa. O mapa de densidade apresentou uma variação de $200 - 900 \text{ cm}^{-3}$, e o mapa de temperatura apresentou um comportamento homogêneo em torno de 10 kK . Os mapas de abundância mostram que os elementos se distribuem praticamente homogênea-mente ao longo da nebulosa. Com exceção da abundância do He/H (Figura 5), apresenta uma pequena variação ao longo da NP.

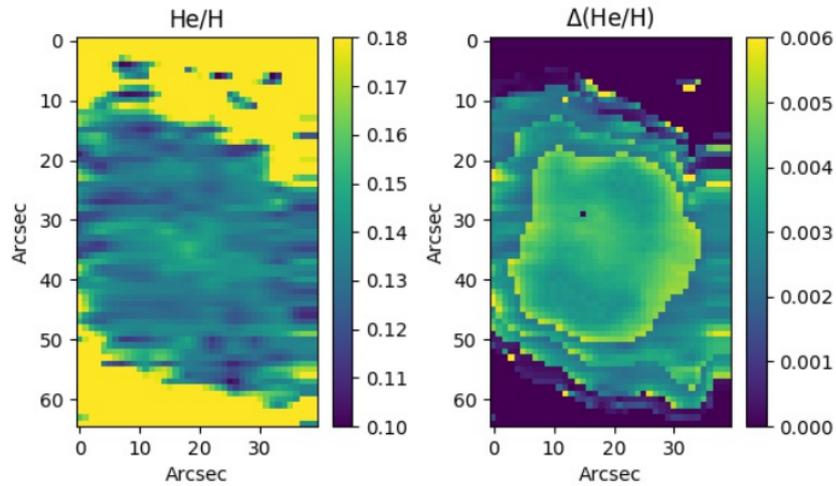


Figura 5 – Mapa de He/H empírico obtido por Santos (2017) para Mz 1.

1.6 Objetivos

Neste trabalho, temos como primeiro objetivo determinar um novo modelo tridimensional para a NP Menzel 1 utilizando o código MOCASSIN. A partir desse modelo, iremos extrair mapas de fluxo para comparar com os mapas de fluxo empíricos obtidos por Santos (2017). Com os mapas de fluxo do modelo calcularemos as abundâncias totais de alguns elementos por meio do código NEAT, a fim de comparar as abundâncias obtidas através do método empírico e, tentar recuperar as abundâncias usadas inicialmente para a determinação do modelo.

2 Metodologia

Neste capítulo apresentaremos as metodologias abordadas para o estudo da NP Mz 1.

Iniciamente, usamos a mesma estrutura utilizada por [Monteiro et al. \(2005\)](#) para obter um melhor modelo que se ajustasse às observações da NP Mz 1. O intuito dessa etapa era verificar as possíveis diferenças entre os modelos, já que foram usados códigos diferentes para obtê-los.

Foram iniciados ajustes na estrutura e nos dados iniciais usados para gerar os modelos, para assim conseguir obter um novo modelo que se ajustasse aos dados observacionais.

Obtido o melhor modelo, seguimos para a última etapa, que consistia em tentar recuperar os valores de abundância usados para gerar os modelos utilizando o método empírico. O intuito dessa etapa era avaliar a eficácia dos métodos empíricos e, caso houvesse, detectar possíveis problemas nesse método.

2.1 O MOCASSIN

O código MOCASSIN foi desenvolvido com a finalidade de fornecer modelos tridimensionais de nebulosas assimétricas e inomogêneas, assim como, se necessário, estrelas centrais não centralizadas e/ou múltiplas.

O código faz uso do método de Monte Carlo que simula uma grade de energia sendo absorvida através de pacotes de energia viajantes. A cada interação de um pacote de energia, essa energia é depositada em um dado local através da absorção do pacote, e o meio local é aquecido. Daí, uma nova temperatura local é calculada e um novo pacote é reemitido. Como os pacotes de energia sofrem espalhamentos (absorção seguida de reemissão) ao longo de seus caminhos, a temperatura é aumentada a cada evento até que o pacote escape da nebulosa.

A distribuição de frequência dos pacotes reemitidos não será corrigida até que a temperatura tenha convergido. Isso força naturalmente o equilíbrio radiativo em cada ponto da nebulosa e, naturalmente, fornece a conservação da energia. Isso não resulta apenas em um código simples, mas também faz a temperatura do gás convergir mais facilmente.

O princípio do tratamento de uma nebulosa fotoionizada consiste em simular localmente os processos individuais de ionização e recombinação. Os pacotes de energia são $\epsilon(\nu) = nh\nu$, e todos eles têm energia constante ϵ_0 .

Nesse código, a região gasosa é aproximada por uma grade cartesiana tridimensional, onde a fonte ionizante pode ser colocada no centro ou em qualquer outro lugar da grade. Isso é muito útil quando lidamos com nebulosas assimétricas colocando a fonte em um canto da grade.

A frequência, ν , de cada pacote individual emitido é derivado do espectro da fonte de ionização de acordo com a função de densidade de probabilidade

$$p(\nu) = \frac{F_\nu d\nu}{\int_{\nu_{min}}^{\nu_{max}} F_{\nu'} d\nu'}.$$

As fontes emitem energia isotropicamente, a direção da viagem de todos os pacotes de energia emitidos é escolhida aleatoriamente.

A trajetória dos pacotes de energia é descrita por uma sucessão de absorção e reemissão destes devido aos processos ligado-livre e livre-livre. Ela termina quando os pacotes chegam à borda da nebulosa.

São usados dois métodos para determinar essa trajetória e determinar os locais onde ocorrem esses eventos. Considerando um pacote de frequência ν_p , emitido na direção \hat{u} , o primeiro método consiste em determinar a profundidade óptica para este pacote de energia no local onde ele é emitido à borda da região ionizada ao longo da direção \hat{u} . A probabilidade cumulativa normalizada é dada por

$$P(l) = 1 - e^{-\tau_{\nu_p}},$$

onde τ_{ν_p} , a profundidade óptica, é dada então por

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

onde U_R é um número aleatório entre 0 e 1.

O segundo método, que assume o caminho aleatório dos pacotes entre os eventos, é dado por

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

cujo deslocamento físico correspondente, l , é dado por $\tau_{\nu_p} = \kappa_\nu \rho l$, onde τ_{ν_p} é o coeficiente de absorção dependente da frequência e ρ é a densidade referente à célula do pacote.

O método confere se l é maior que a célula atual. Se isso for verdade, o pacote se move na direção de \hat{u} para a borda com a célula adjacente, onde um novo valor de U_R é calculado. Se não for maior, o pacote sofre absorção e reemissão na célula atual.

O sucesso de um modelo Monte Carlo depende muitas vezes de uma escolha cuidadosa de estimadores apropriados. Esses estimadores de Monte Carlo fornecem medidas para relacionar as quantidades que observamos durante nosso experimento com as quantidades físicas que queremos determinar. Em modelos de fotoionização, o estimador necessário é a intensidade média, J_ν .

A expressão para o estimador da intensidade média é

$$\frac{4\pi J_\nu d\nu}{c} = \frac{\epsilon_0}{\Delta t V} \sum_{d\nu} \frac{l}{c},$$

que não depende do sistema de coordenadas usado.

Resumindo, o método considera que o pacote atravessando a borda da célula é um evento, portanto, mesmo que o pacote não seja absorvido e reemitido, ele contribui para o campo de radiação local. Depois que um pacote de energia é absorvido, um novo pacote é reemitido do mesmo local em uma direção aleatória. A frequência do pacote reemitido é calculada pela distribuição espectral amostral da emissividade local total.

Para um entendimento mais detalhado do código, veja ([ERCOLANO et al., 2003](#)).

2.2 O NEAT

Para obter os parâmetros químicos neste trabalho foi utilizado o software NEAT, do inglês *Nebular Empirical Analysis Tool* ([WESSON; STOCK; SCICLUNA, 2012](#)), que é um código desenvolvido para calcular as abundâncias químicas de nebulosas fotoionizadas. O código faz uma análise padrão das linhas de emissão para determinar a extinção interestelar, temperatura, densidade e abundância iônica para linhas colisionalmente excitadas e linhas de recombinação. Por fim, calcula as abundâncias totais dos elementos usando um esquema de correção de ionização ICF.

A principal motivação para o desenvolvimento desse código é a dificuldade de se propagar incertezas para os cálculos mencionados anteriormente usando técnicas analíticas. No entanto, ter conhecimento dessas incertezas é de extrema importância na hora de comparar os resultados com as previsões teóricas.

Para determinar as incertezas propagadas nos parâmetros calculados, o NEAT cria uma distribuição para o fluxo de uma linha de emissão. Essa distribuição é gerada a partir de uma amostra criada usando um gerador de números aleatórios (ver Figura 11). O valor médio do fluxo e a variância são fornecidos no arquivo de entrada do programa. Os parâmetros físicos são então calculados para todos os valores da amostra criada. Os valores dos parâmetros, por sua vez, têm sua própria distribuição e, conseqüentemente, sua incerteza, que é obtida através deste procedimento.

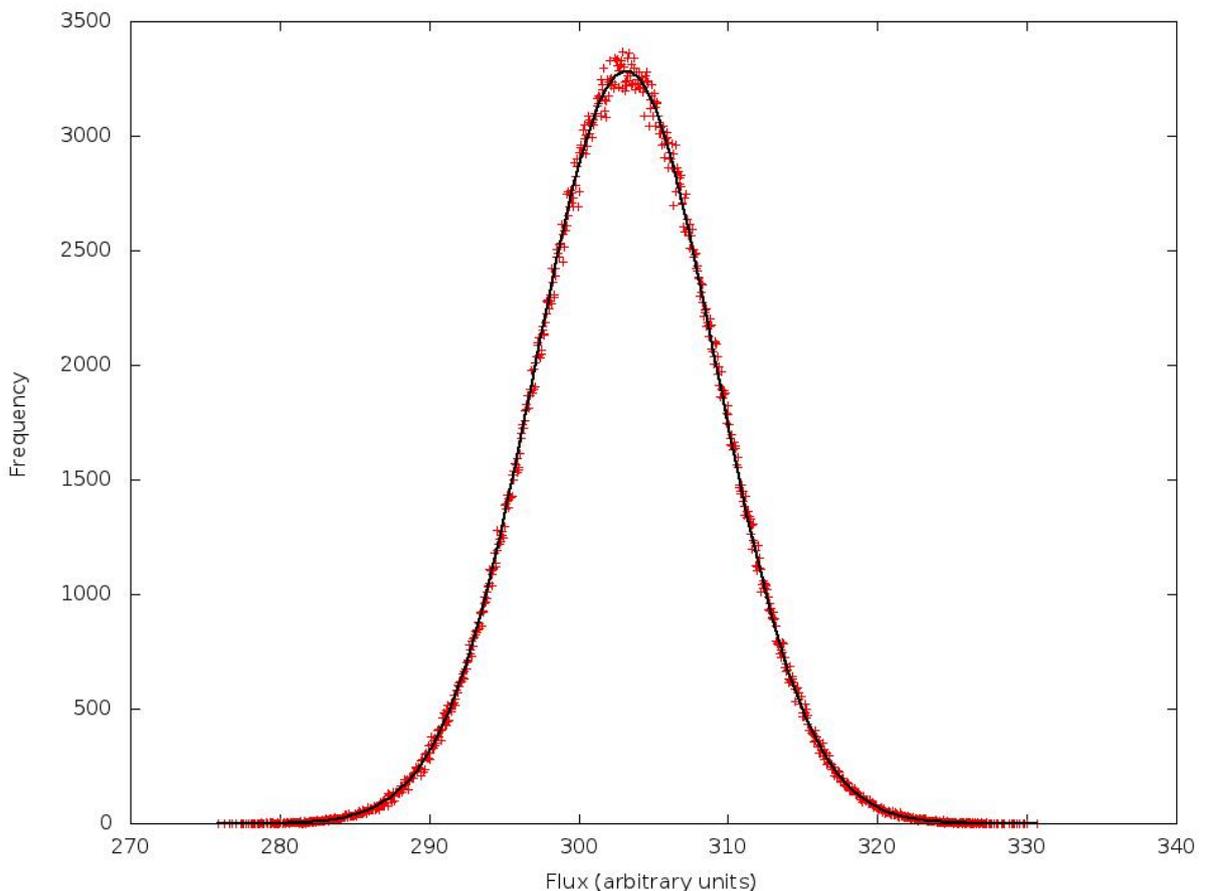


Figura 6 – Distribuição de valores produzidos por 1 000 000 de números gerados aleatoriamente, com um ajuste de uma distribuição Gaussiana (WESSON; STOCK; SCICLUNA, 2012).

As distribuições adotadas dependem da razão sinal/ruído (SNR) das linhas de emissão medidas:

$SNR > 6.0$ assume uma distribuição gaussiana.

$1.0 < SNR < 6.0$ assume uma distribuição log-normal.

$1.0 < SNR < 6.0$ assume uma distribuição gaussiana truncada.

A precisão dos cálculos realizados pelo NEAT cresce com o aumento do número de iterações do programa, como mostra a Figura 12. Neste trabalho, os cálculos foram realizados com 5 000 iterações.

O código do NEAT dispõe de cinco leis de extinção: as curvas de extinção galácticas de Howarth (1983), Fitzpatrick e Massa (1990) e Cardelli, Clayton e Mathis (1989), a lei do Grande Nuvem de Magalhães de Howarth (1983), e a lei da Pequena Nuvem de Magalhães de Prevot et al. (1984). Para este trabalho foi utilizada a lei de extinção galáctica de Howarth (1983).

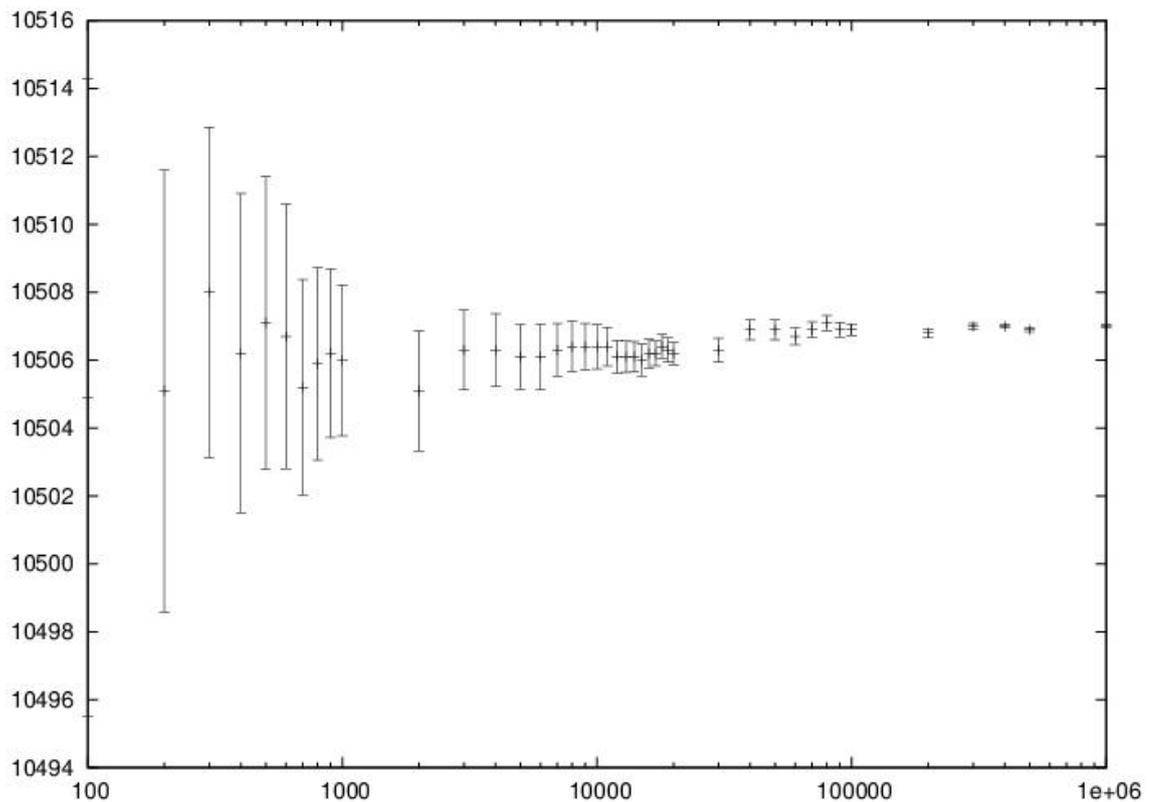


Figura 7 – Incerteza dos parâmetros de uma Gaussiana ajustada a uma função de distribuição do NEAT para uma temperatura $T[\text{O III}]$ (WESSON; STOCK; SCICLUNA, 2012).

Para os cálculos de densidade e temperatura, são usados diagnósticos tradicionais de linhas de excitação por colisão. O método para a realização desses cálculos é iterativo e se dá da seguinte maneira:

- (i) assume uma temperatura inicial de 10 000 K e calcula a densidade;
- (ii) a temperatura é então calculada usando a densidade derivada;
- (iii) a densidade é recalculada usando a média das temperaturas;
- (iv) a temperatura é recalculada usando esta densidade.

As abundâncias iônicas são calculadas usando valores apropriados de densidade e temperatura para seus potenciais de ionização. Para as abundâncias totais, o código utiliza as relações para os ICF's desenvolvidas por Kingsburgh e Barlow (1994).

3 Resultados

Nesta seção, apresentaremos os resultados obtidos neste trabalho. Foram feitos cerca de 90 modelos para que pudéssemos chegar a um modelo que melhor reproduzisse as observações. Serão apresentados quatro modelos de diferentes etapas para uma comparação do melhor modelo com os resultados obtidos a partir de dados observacionais.

3.1 Estrutura

A estrutura de densidade utilizada é formada pela combinação de várias esferas deslocadas com relação ao eixo de simetria, a fim de obter uma geometria semelhante à de uma ampulheta.

A estrutura final pode ser dividida em três regiões. A primeira é a região interna aos lóbulos, proveniente principalmente do supervento. A segunda é a estrutura principal da nebulosa, equivalente à região de acúmulo de gás segundo o modelo de ventos interagentes. E a terceira região é a parte externa à nebulosa, que equivale ao envelope remanecente da fase AGB (Figura 8).

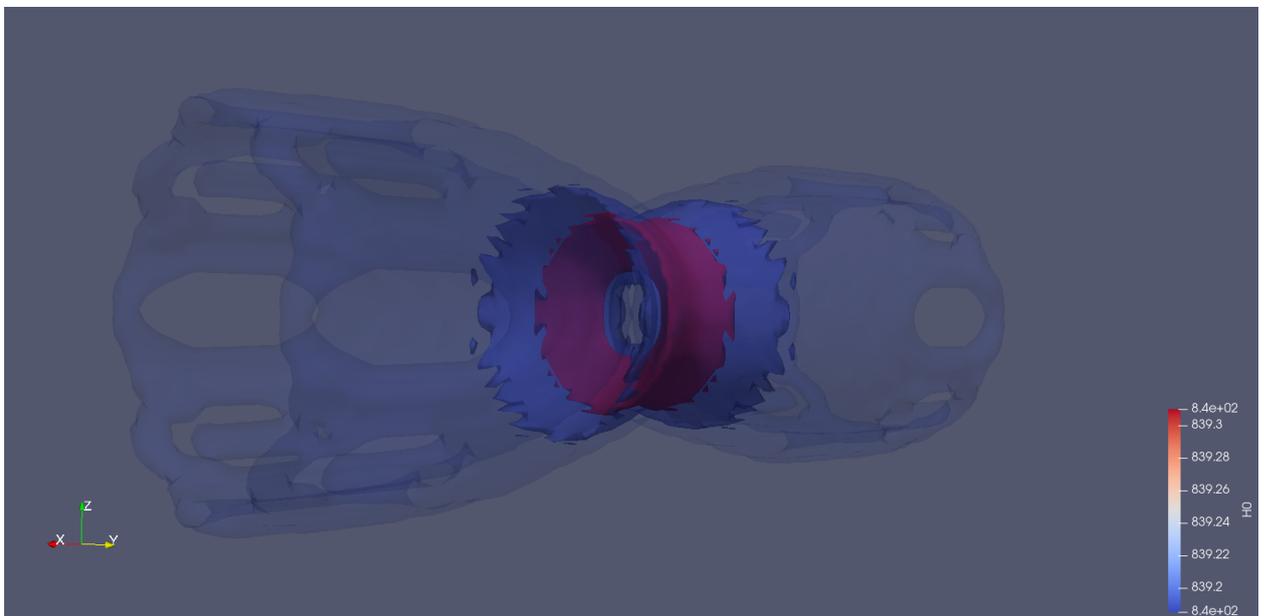


Figura 8 – Estrutura de densidades utilizada para gerar o modelo.

O código usado para criar a estrutura de densidade está no Apêndice [A.1](#).

3.2 Escolhendo o Melhor Modelo

A Tabela 2 apresenta os parâmetros iniciais desses modelos. O Modelo A foi obtido com os mesmos parâmetros de entrada do modelo gerado por [Monteiro et al. \(2005\)](#) e tem como fonte ionizante um espectro de corpo negro de uma estrela de 120 kK. O Modelo B tem como fonte ionizante um espectro sintético de uma estrela de 120 kK e $\log g = 60$ e algumas alterações foram feitas nas abundâncias utilizadas para gerá-lo. No Modelo C, foi usado um espectro ionizante sintético para uma estrela de 100 kK e $\log g = 50$, com algumas alterações na abundância e na estrutura de densidade. Por fim, no Modelo D foram feitas alterações nas abundâncias, luminosidade da estrela ionizante e na estrutura de densidade.

Tabela 2 – Parâmetros de entrada dos modelos deste trabalho.

Parâmetro inicial	Modelo A	Modelo B	Modelo C	Modelo D
T_{eff} (kK)	120	120	100	100
L (L_{\odot})	164	164	164	135
He/H	0.114	0.13	0.14	0.15
C/H	3.30E-04		3.30E-04	3.30E-04
N/H	2.20E-04	1.20E-04	2.20E-04	2.50E-04
O/H	4.70E-04	2.80E-04	4.40E-04	3.80E-04
Ne/H	3.50E-04	3.50E-04	3.80E-04	3.0E-04
S/H	1.10E-05	6.00E-06	1.10E-05	1.20E-05

Na Tabela 3, são exibidos os valores de fluxo das principais linhas para os quatro modelos e do modelo gerado por [Monteiro et al. \(2005\)](#). No Modelo A, podemos observar que há uma grande discrepância nas linhas de baixa ionização, das quais a maior intensidade de emissão vem das regiões mais externas da nebulosa. Essa discrepância pode ser explicada por dois motivos: o primeiro é que o MOCASSIN utiliza dados atômicos mais atuais; o segundo é que o mesmo leva em consideração o espectro difuso, diferente do programa utilizado por M05.

Para tentar corrigir essa discrepância, diminuimos a abundância do O, N e S (conforme podemos ver na Tabela 2), no entanto, houve um aumento significativo no fluxo da linha [O III] 5007. Também, como podemos ver na Figura 10, fizemos mudanças na estrutura usada para gerar o Modelo B. Diminuimos o tamanho da estrutura principal, o que ocasionou num aumento da densidade dessa estrutura. Esse aumento na densidade pode ser uma explicação para o aumento do fluxo da linha [O III] 5007. Outra possível explicação é o aumento significativo da temperatura em todas as regiões da nebulosa, como podemos ver na Figura 11.

Para o Modelo C, foi mantida a densidade da estrutura principal mais interna. Na estrutura externa dos polos, diminuimos bastante a densidade, e zeramos a densidade da

Tabela 3 – Valores de fluxos das principais linhas para os quatro principais modelos e do modelo gerado por Monteiro et al. (2005) (M05).

Linha (Å)	Modelo A	Modelo B	Modelo C	Modelo D	M05
3868	3.12	5.64	3.51	3.73	4.8
4686	0.17	0.16	0.04	0.12	0.13
5007	6.36	8.07	8.99	7.38	6,68
5876	0.17	0.18	0.20	0.21	0.17
6300	0.62	0.27	0.11	0.15	0.26
6584	7.82	4.23	4.04	5.99	5.3
6717	0.87	0.43	0.29	0.45	0.49
6731	0.91	0.38	0.27	0.42	0.46

Referência: M05: (Monteiro et al., 2005)

casca esférica presente nas estruturas dos Modelos A e B. Isso foi feito de modo a tentar reverter o aumento das intensidades das linhas de baixa ionização devido ao difuso, que é processo predominante nas regiões mais externas e que é bastante sensível às densidades das mesmas. Outra mudança feita foi a troca do espectro ionizante para uma estrela mais fria. Esse último feito ocasionou uma diminuição drástica no fluxo da linha He II 4686, que é muito sensível à temperatura da estrela.

A Figura 9 mostra os dois espectros sintéticos de estrelas ionizantes. Esses espectros foram obtidos através de modelos estelares NLTE (*Non Local Thermodynamic Equilibrium*)¹. Esses espectros incluem opacidades detalhadas do Ca e de um grupo de metais (Sc, Ti, V, Cr, Mn, Fe, C, Ni). Podemos ver que há uma diferença muito grande no fluxo dessas estrelas, ou seja, o fluxo da Estrela 2 (utilizada no Modelo C) é muito menor que o fluxo da Estrela 1.

Para corrigir o problema com a linha He II 4686, aumentamos a densidade do interior dos polos e da estrutura em torno dos mesmos, como mostra a Figura 10. Também aumentamos as abundâncias de O, N e S (Tabela 2). Na Tabela 3, vemos que com essas alterações conseguimos obter valores de fluxos totais das principais linhas próximos aos resultados obtidos por (SANTOS, 2017). Isso também pode ser observado na Figura 12, onde está bem evidente que os resultados do Modelo D são os que, em média, mais se aproximam dos resultados da literatura. Por fim, na Figura 11 vemos que a temperatura da nebulosa está, em seus polos, mais próxima do valor esperado de 10 kK. Com isso, definimos o Modelo D como o nosso melhor modelo para a Nebulosa Menzel 1 e seguiremos o trabalho com esse modelo, comparando seus resultados com os resultados obtidos a partir de dados empíricos.

¹ Os espectros sintéticos ionizantes estão disponíveis em <<https://uni-tuebingen.de/en/faculties/faculty-of-science/departments/physics/institutes/astromy-astrophysics/institute/astromie/contact/staff/thomas-rauch/research/tuebingen-nlte-model-atmosphere-fluxes/>>

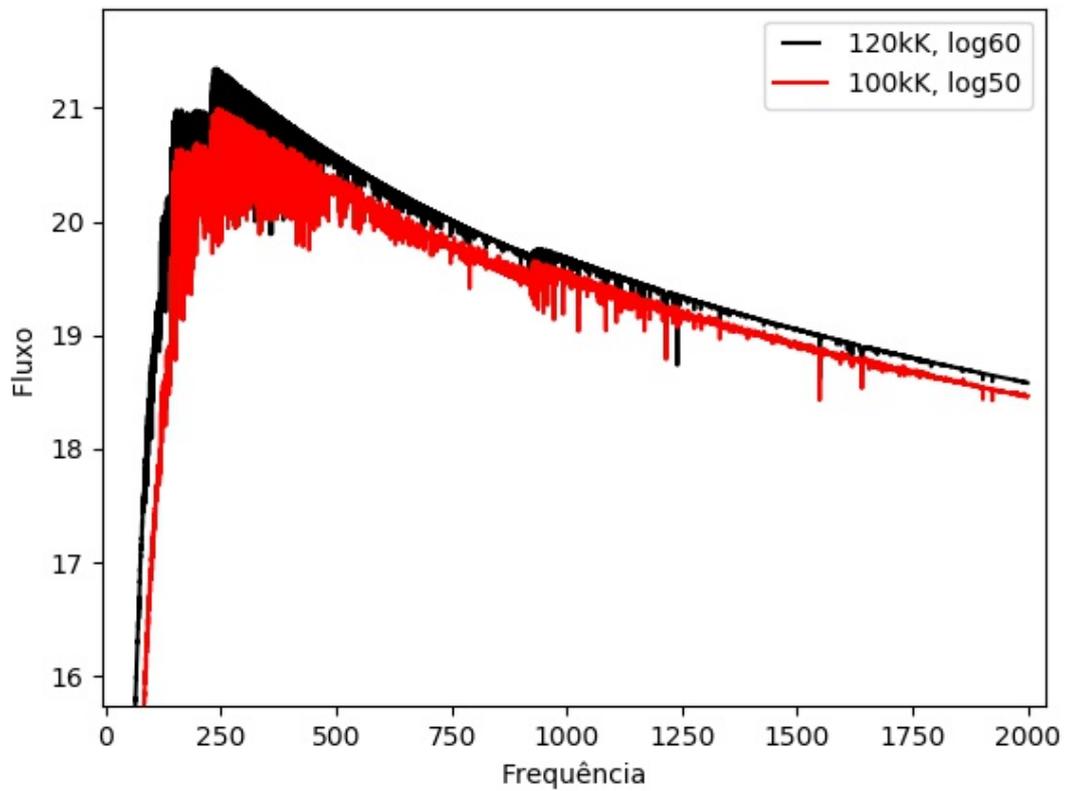


Figura 9 – O espectro da Estrela 1 (linha preta) é um espectro sintético de uma estrela do tipo H-Ni, com temperatura de 120 kK e $\log g = 6$. O espectro da Estrela 2 (linha vermelha) também é um espectro sintético de uma estrela do tipo H-Ni, mas com temperatura de 100 kK e $\log g = 5$.

Como podemos ver na Figura 13a, a estrutura possui uma esfera de baixa densidade e uma casca de densidade mais alta em torno da estrutura principal dos lóbulos, que podem ser as maiores fontes de radiação difusa. O código utilizado para a construção do modelo antigo não dava tanta relevância para a radiação difusa como o Mocassin e, nas regiões mais externas, a radiação difusa é predominante.

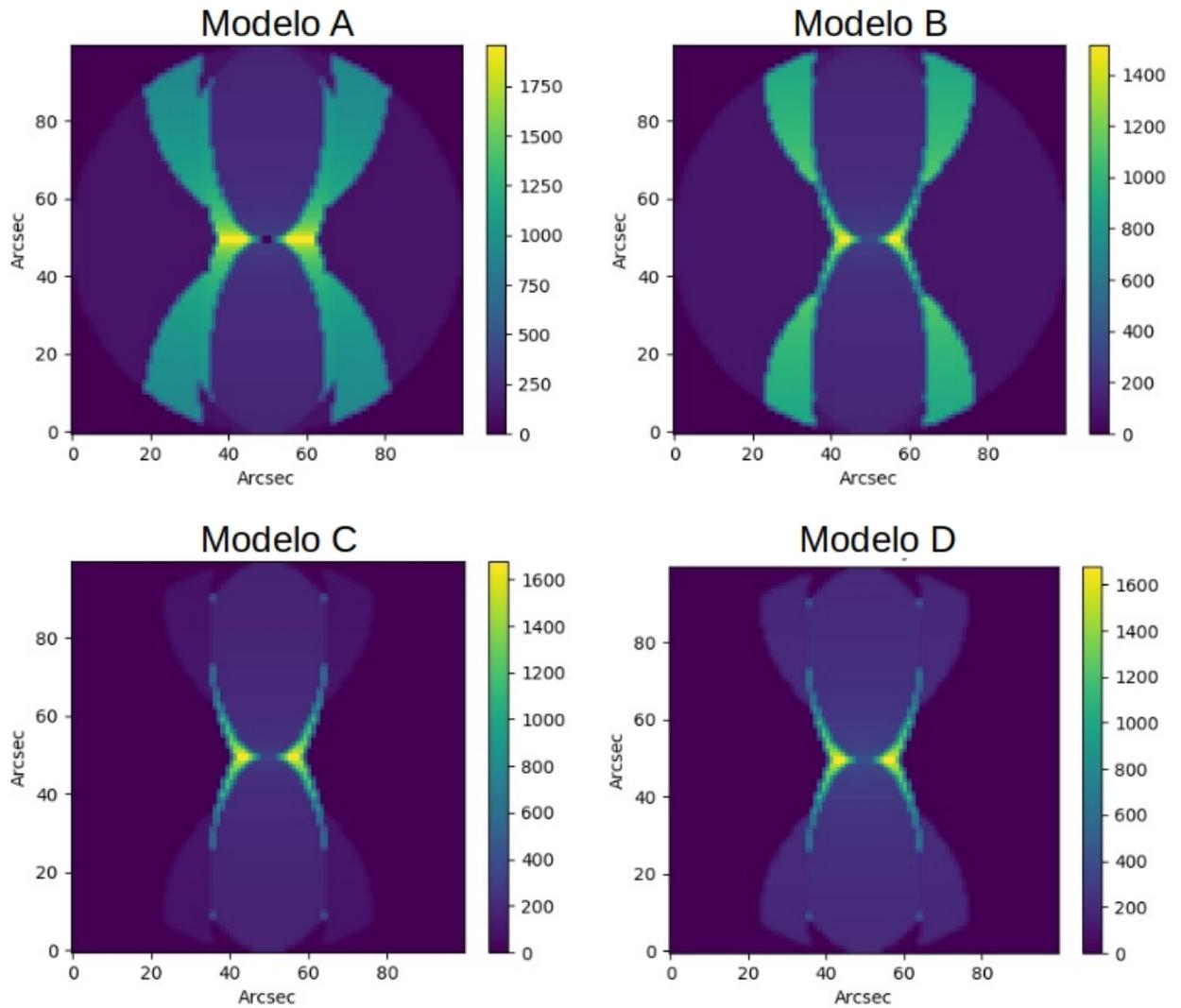


Figura 10 – Cortes das estruturas de densidades dos quatro principais modelos.

3.3 O Novo Modelo da Nebulosa Planetária Menzel 1

Para ajustar os modelos ao dados observados, foi necessário mudar a estrutura de densidade. Na Figura 13b, vemos a nova estrutura de densidade que mais se ajustou às observações. Na Figura 13c, vemos o resíduo entre as duas estruturas. Podemos ver que foi necessário diminuir a densidade da estrutura externa quase que totalmente para que pudéssemos reproduzir valores mais coerentes com as observações.

Para obter um melhor ajuste, foi necessário diminuir a temperatura e a luminosidade da estrela central, como podemos ver na Tabela 5. Os novos valores de luminosidade e temperatura determinados são $136 L_{\odot}$ e 100 kK, respectivamente. Também foi ajustada

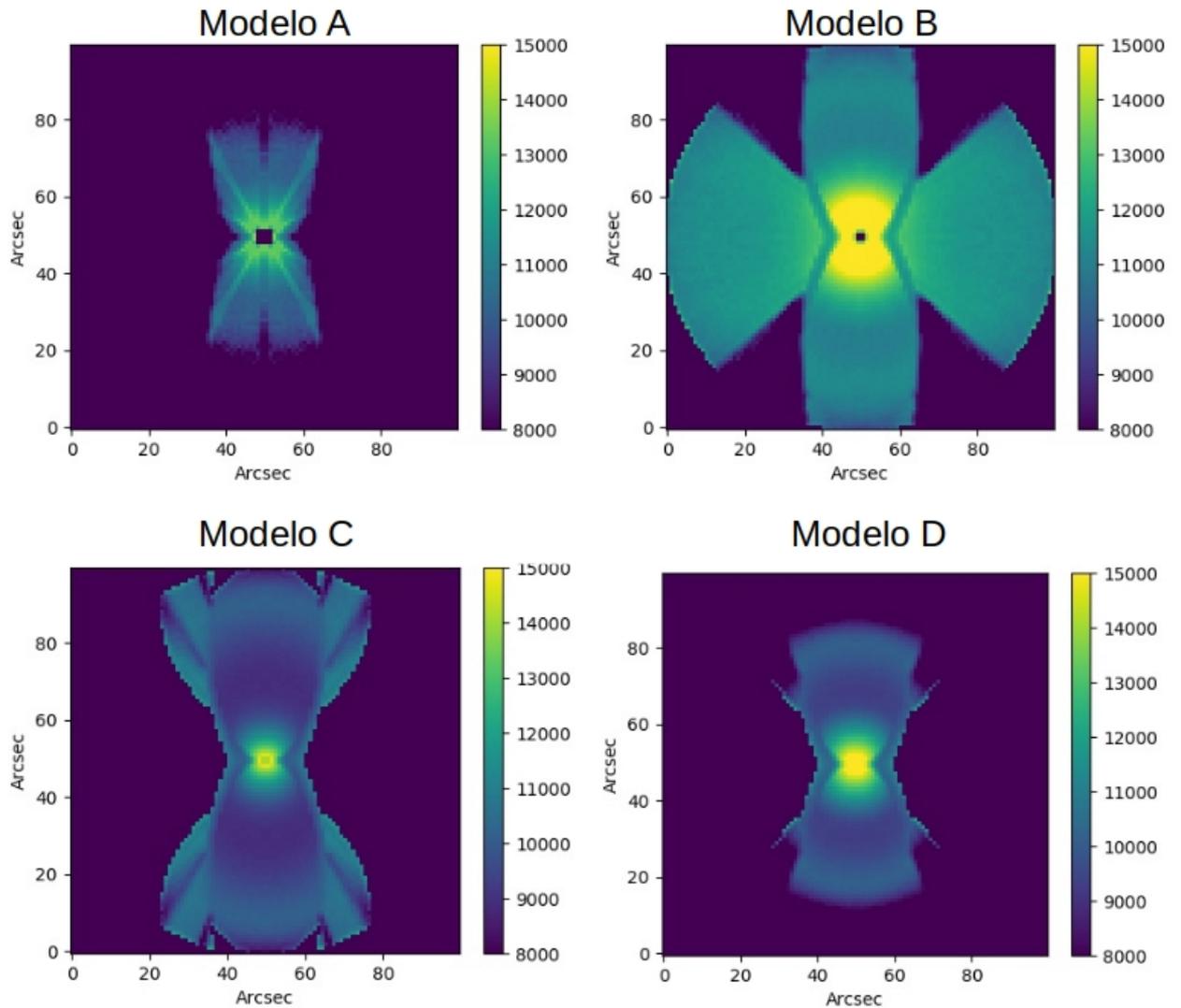


Figura 11 – Cortes das estruturas de temperatura dos quatro principais modelos.

uma nova distância para a nebulosa. O novo valor determinado é de 1150 Mpc. Nesta tabela, vemos que os valores do novo modelo se ajustam bem aos valores observacionais. O mais discrepante deles é o da linha de [O III] 5007, com um erro relativo de $\sim 24\%$.

Pra fazer a projeção de acordo com a imagem observada desta nebulosa, giramos 60° com relação ao eixo x e -22° com relação ao eixo z. Na Figura 14, temos uma sobreposição do contorno da linha [S II] 6731 sobre uma imagem da nebulosa, feita utilizando um filtro com $\lambda_c = 6718$. Podemos observar que o modelo se ajusta bem à região anelada da nebulosa e a uma casca externa à mesma.

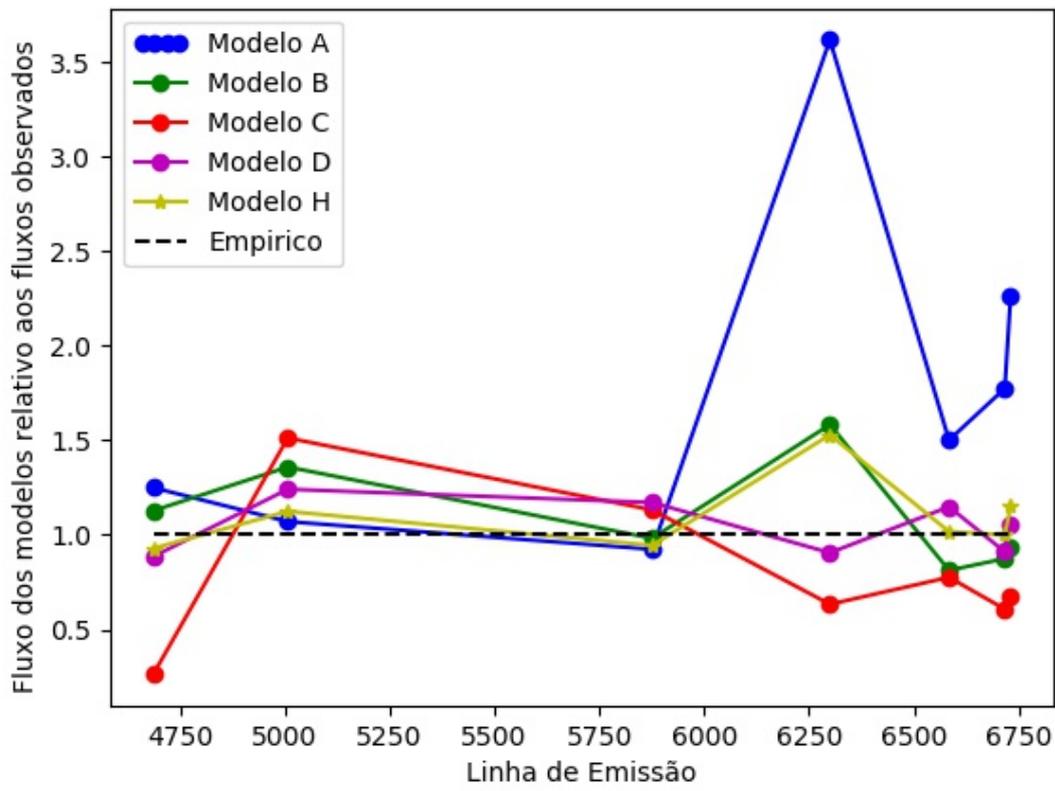


Figura 12 – Gráfico de comparação dos fluxos das principais linhas de emissão. As linhas foram escolhidas de modo a ter linhas de baixa, média e alta ionização, dentro da faixa do espectro visível.

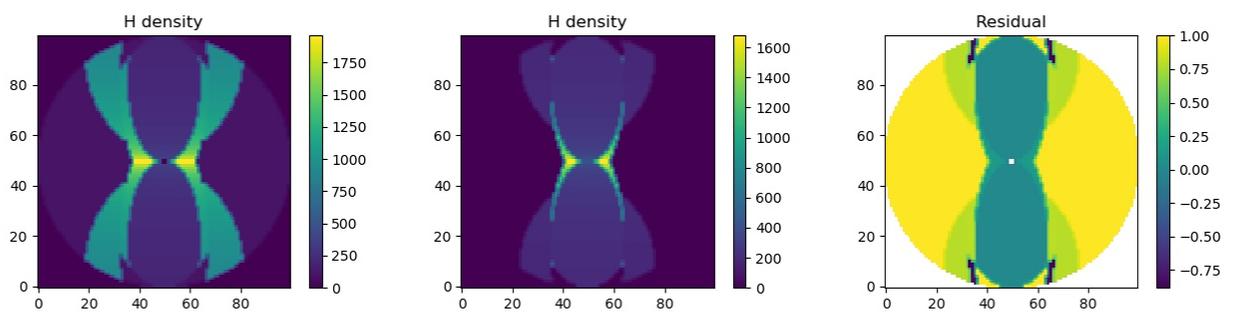


Figura 13 – Corte na estrutura de densidade usada para gerar os modelos. Da esquerda pra direita: a primeira é exatamente a mesma estrutura usada por [Monteiro et al. \(2005\)](#); a segunda é a nova estrutura de densidade usada pra gerar o modelo que melhor se ajustou às observações; a terceira é o resíduo entre os dois primeiros modelos para ressaltar as mudanças que foram feitas.

Tabela 4 – Comparação entre os parâmetros físicos e químicos dos modelos e das observações.

	Empírico		Modelo	
	PC98	S17	M05	Novo
T_{eff} (kK)	–	–	120	100
L (L_{\odot})	–	–	164	136
Te (kK)	–	9,5	–	10
Ne (cm^{-3})	–	200 - 900	100-1400	200-1100
[O III] 5007	–	5,94	6,68	7,38
He I 5875	–	0,18	0,26	0,21
[N II] 6584	–	5,21	5,30	5,99
[S II] 6717	–	0,49	0,49	0,48
[S II] 6731	–	0,40	0,45	0,42

Referências: PC98: [Perinotto e Corradi \(1998\)](#).

S17: [Santos \(2017\)](#). M05: [Monteiro et al. \(2005\)](#)

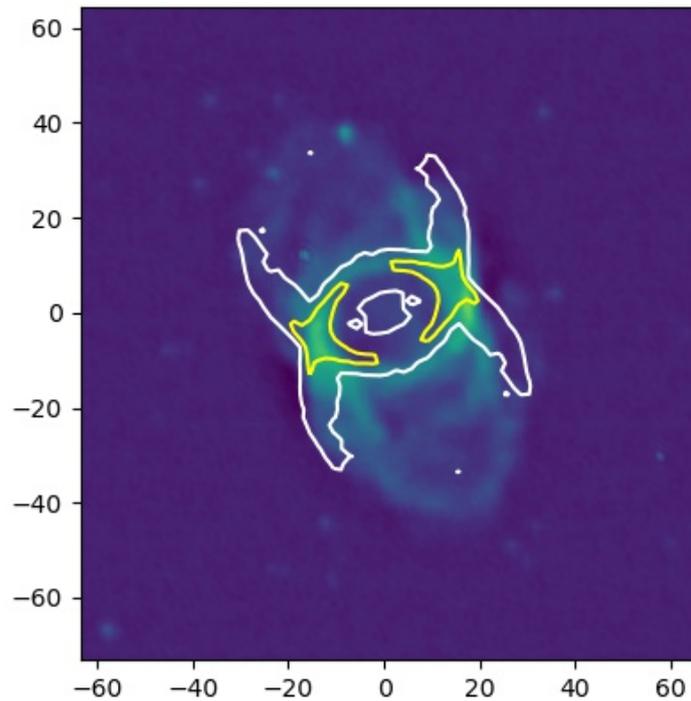


Figura 14 – Contorno da linha [S II] 6731 sobre uma imagem de nebulosa feito com um filtro de $\lambda_c = 6718$.

3.3.1 Comparação dos Mapas de Fluxo

Na Figura 15, temos o mapa da linha He II 4686. Podemos ver que o fluxo dessa linha derivado do modelo apresenta uma concentração na parte mais interna da nebulosa

(imagem da direita), assim como o mapa de fluxo observado (imagem da esquerda). Isso se dá pelo fato desta ser uma linha de alta excitação. A maior diferença entre as duas imagens de fluxo é que a obtida do modelo apresenta uma emissão bem definida do anel de maior densidade. Isso provavelmente se deve a baixa resolução espacial dos mapas observados.

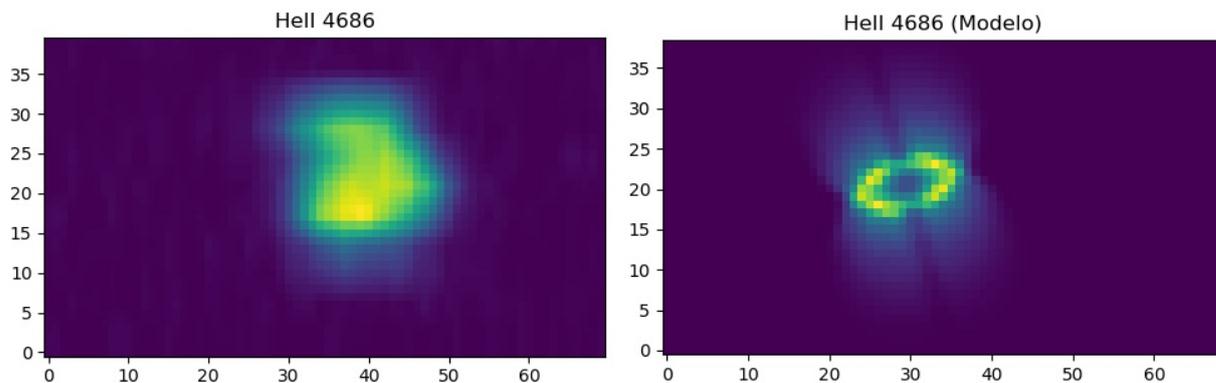


Figura 15 – Mapa da linha He II 4686. A imagem da esquerda foi obtida dos dados empíricos e, a imagem da direita, do modelo.

Na Figura 16, temos o mapa da linha proibida [O III] 5007. Podemos notar que, em ambas as imagens (observado e modelo), a emissão se concentra em uma região um pouco mais externa do anel. Comparando com a imagem do fluxo do He II (Figura 10), é possível perceber que a emissão da linha do [O III] está numa região um pouco mais externa do que a linha do He II, concordando com o que é previsto teoricamente, já que esta é uma linha de média ionização.

Na Figura 17, temos o mapa da linha proibida [S II] 6718. Nota-se que essa linha, em ambas as imagens (empírica e modelo), tem uma emissão mais concentrada na região externa da nebulosa, que é uma região de baixa ionização.

Por fim, na Figura 18, temos o mapa da linha do $H\beta$. Podemos ver que, em ambas as imagens (empírico e modelo), essa linha emite em todas as regiões da nebulosa, com uma maior intensidade na região do anel, que possui maior densidade.

3.3.2 Comparação dos Mapas Diagnósticos

Na Figura 19, temos os mapas de temperatura e densidade obtidos a partir nos mapas de fluxos extraídos do espectro observado e do modelo. Para os mapas de densidade, foram utilizadas as linhas do [S II] 6718,6732 e, para os mapas de temperatura, foram utilizadas as linhas do [N II] 5756,6549,6585. Nos mapas de densidade, notamos que ambos apresentam maior densidade na região do anel, porém, o mapa do modelo apresenta um

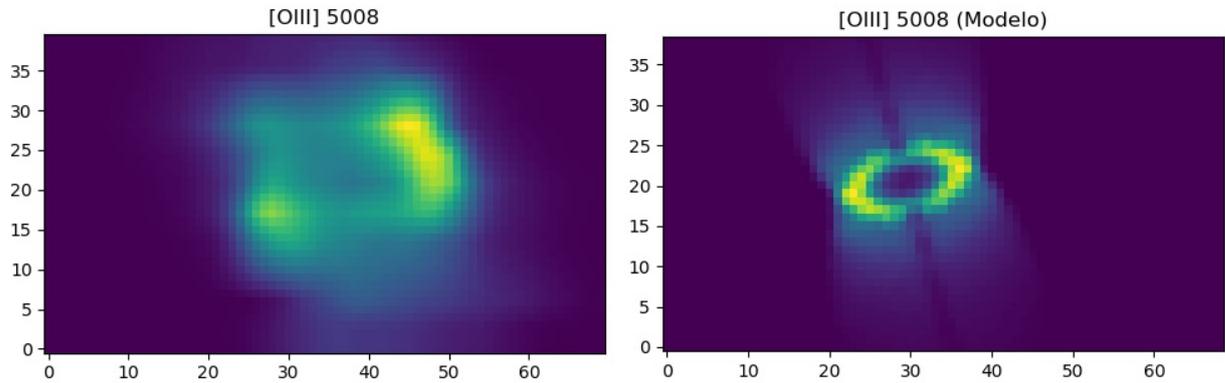


Figura 16 – Mapa da linha proibida [O III] 5007. A imagem da esquerda foi obtida dos dados empíricos e, a imagem da direita, do modelo.

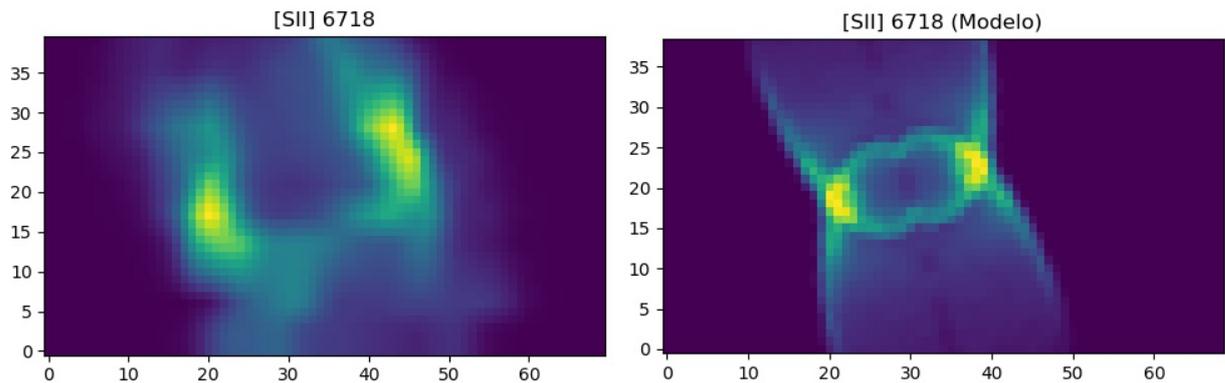


Figura 17 – Mapa da linha proibida [S II] 6718. A imagem da esquerda foi obtida a partir dos dados empíricos e, a imagem da direita, do modelo.

densidade relativamente maior que o empírico em toda a região interna da nebulosa. Nos mapas de temperatura, notamos que o mapa observado apresenta uma temperatura mais homogênea em toda região da nebulosa, enquanto o mapa do modelo apresenta uma variação de temperatura na região interna da nebulosa. Ambos foram obtidos utilizando o código NEAT.

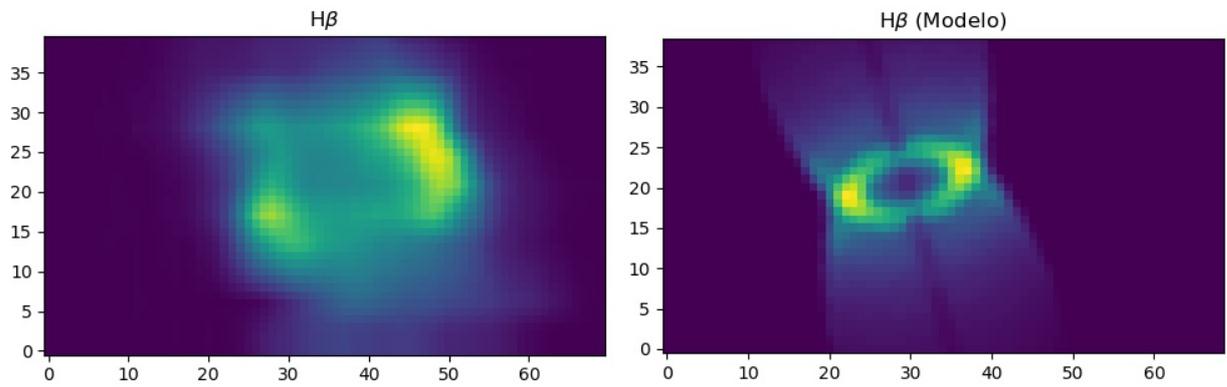


Figura 18 – Mapa da linha do $H\beta$. A imagem da esquerda foi obtida dos dados empíricos e, a imagem da direita, do modelo.

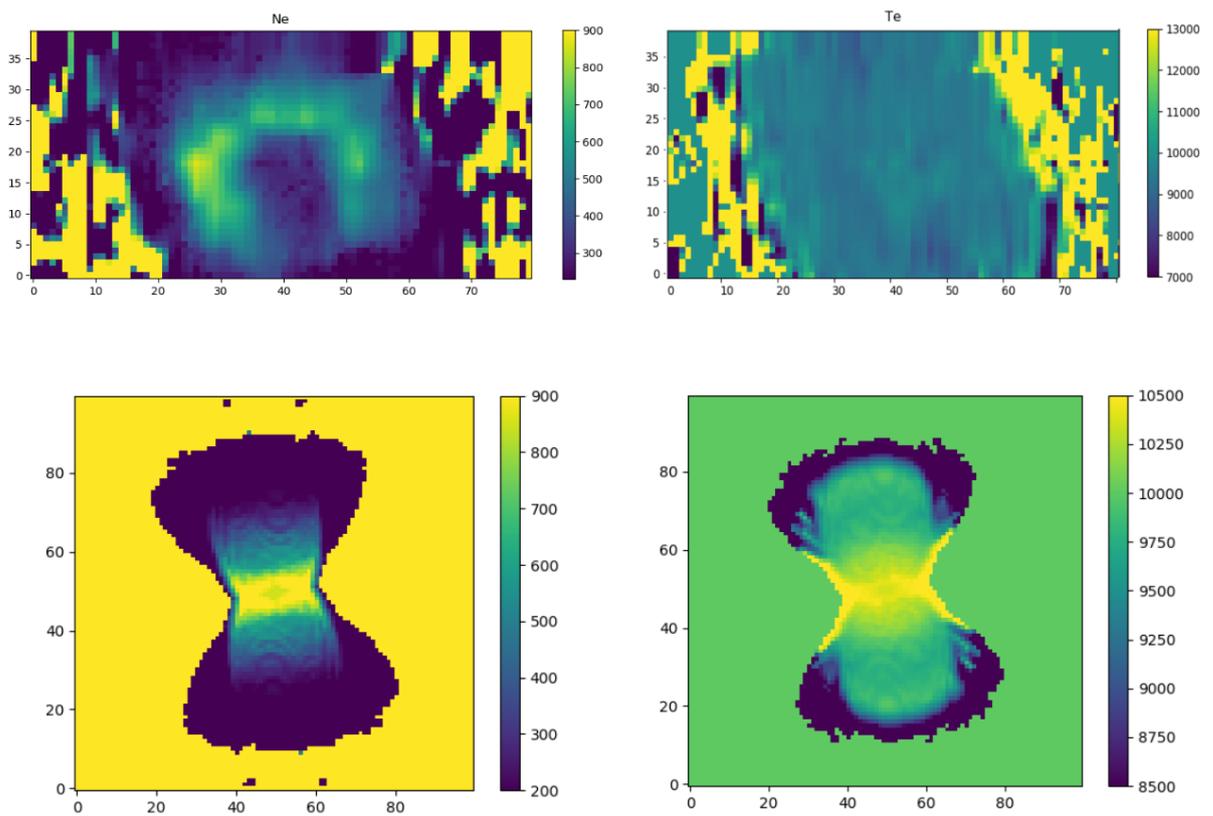


Figura 19 – Cantos superior esquerdo e direito: Mapas de densidade e temperatura obtidos a partir do espectro observado; Cantos inferior esquerdo e direito: Mapas de densidade e temperatura obtidos a partir dos mapas de fluxos do modelo.

3.4 Abundância Química

A partir dos mapas de fluxos obtidos por meio da projeção bidimensional do modelo tridimensional, foi feita a determinação de abundância de alguns elementos químicos através do método empírico utilizados no código NEAT.

Na Figura 20, temos a distribuição espacial de He/H (à esquerda) e o resíduo dessa distribuição com relação ao valor de He/H usado para gerar o modelo. Notamos que, na parte interna, a abundância tem uma distribuição homogênea com um resíduo menor que 0,5. A parte mais externa apresenta um aspecto de ruído. Isso acontece pois, nessa região, a emissão é muito baixa, o que dificulta a determinação da abundância.

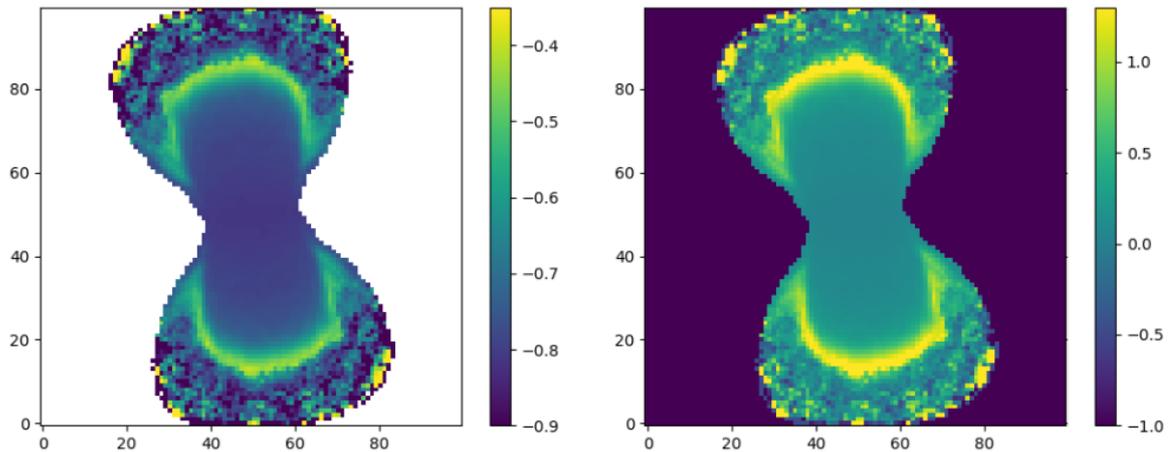


Figura 20 – Mapa da abundância do He. À esquerda, temos a distribuição bidimensional do He/H, e, à direita, temos o resíduo da abundância com relação ao valor de abundância de entrada para gerar o modelo.

Na Figura 21, temos a distribuição espacial de N/H (à esquerda) e o resíduo dessa distribuição com relação ao valor de N/H usado para gerar o modelo. Notamos que na parte interna a abundância tem um gradiente, com um menor valor no centro e um maior valor nas bordas dessa região. Novamente, a maior incerteza se dá na parte mais externa, devido à baixa intensidade nessa região.

Na Figura 22, temos a distribuição espacial de O/H (à esquerda) e o resíduo dessa distribuição com relação ao valor de O/H usado para gerar o modelo. Notamos que na parte interna a abundância tem um gradiente, com maior valor no centro e menor valor nas bordas dessa região. Nesse caso, o resíduo é maior na região central.

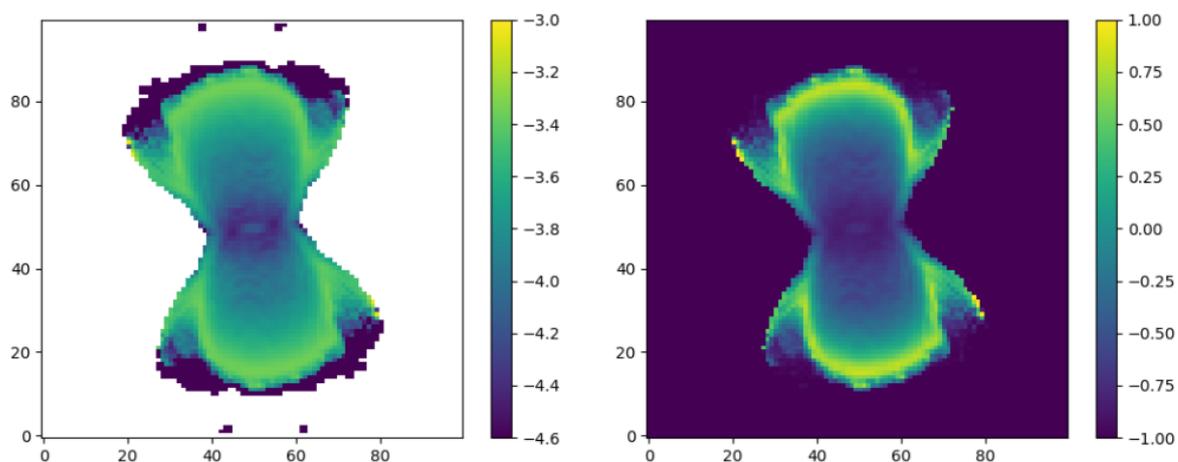


Figura 21 – Mapa da abundância do N. À esquerda, temos a distribuição bidimensional do N/H, e, à direita, temos o resíduo da abundância com relação ao valor de abundância de entrada para gerar o modelo.

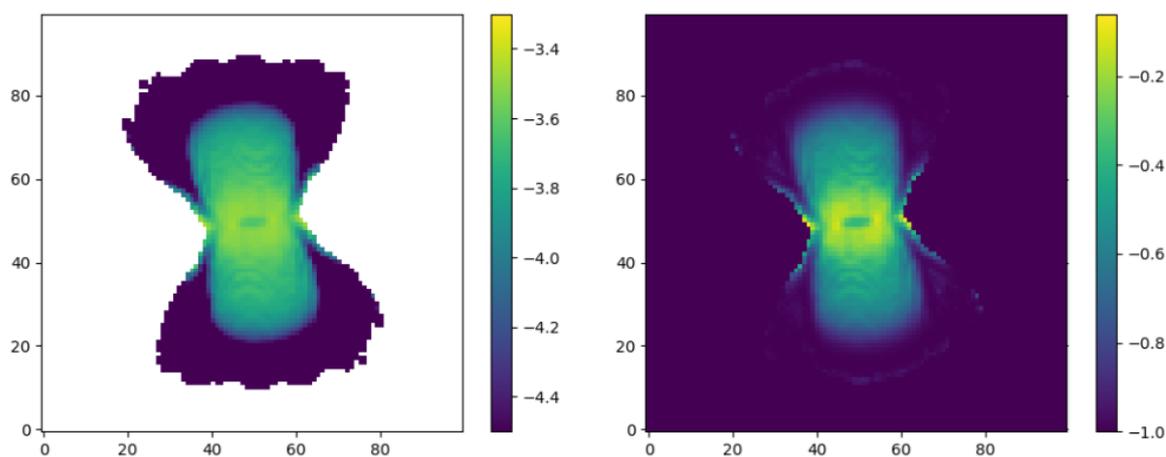


Figura 22 – Mapa da abundância do O. À esquerda, temos a distribuição bidimensional do O/H, e, à direita, temos o resíduo da abundância com relação ao valor de abundância de entrada para gerar o modelo.

Na Figura 21, temos a distribuição espacial de S/H (à esquerda) e o resíduo dessa distribuição com relação ao valor de S/H usado para gerar o modelo. Notamos que, na parte interna, a abundância tem um gradiente, com menor valor no centro e maior valor nas bordas dessa região. Novamente, a maior incerteza se dá na parte mais externa, devido à baixa intensidade nessa região.

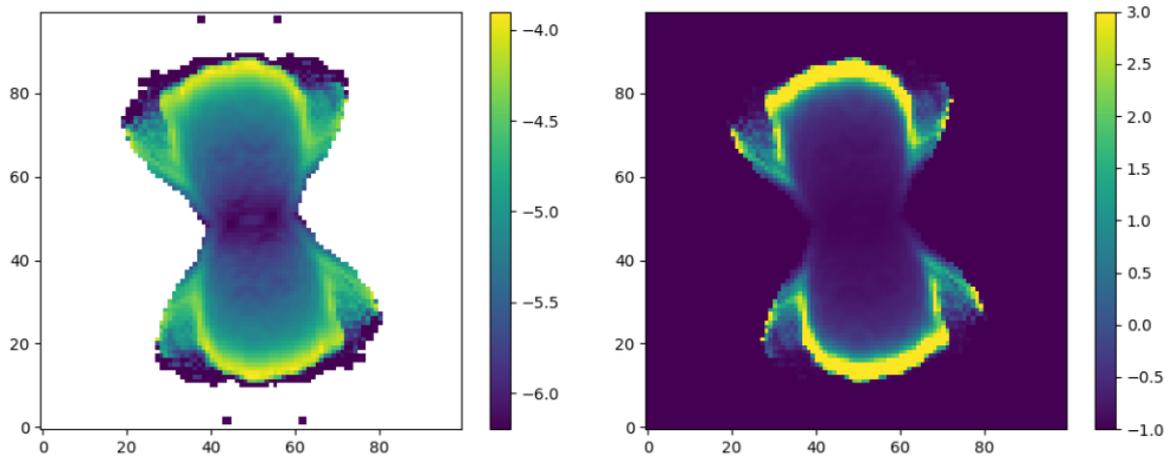


Figura 23 – Mapa da abundância do S. À esquerda, temos a distribuição bidimensional do S/H, e, à direita, temos o resíduo da abundância com relação ao valor de abundância de entrada para gerar o modelo.

Na Tabela 5, temos uma comparação entre os valores empíricos e valores dos modelos de abundância integrada. A coluna do Modelo Novo (Modelo D, na tabela 5) mostra os valores utilizados para gerar o modelo, os quais são coerentes com os valores do modelo antigo e com aqueles obtidos através de dados observacionais. Ainda na mesma tabela, a coluna NEAT representa os valores de abundâncias integradas calculadas a partir dos fluxos obtidos no modelo novo utilizando o código NEAT. É notável que esses valores são bastante discrepantes se comparados aos valores dos modelos e das observações. Exceto para a abundância do He, cujo valor é coerente com os demais.

Os mapas de abundância, além da discrepância dos valores com relação aos parâmetros iniciais do modelo, também apresentam uma variação ao longo da nebulosa Mz 1. Essa variação não é real, já que o modelo foi gerado com abundâncias homogêneas. Ou seja, o método empírico criou essa variação das abundâncias. Uma possível explicação para esse resultado é devido ao fato do método empírico não levar em consideração a estrutura tridimensional do objeto. Outra possível explicação é a influência da orientação

Tabela 5 – Comparação entre valores de abundâncias integradas obtidas pelos nossos modelos e dados observacionais da literatura.

	Empírico			Modelo	
	PC98	S17	M05	Modelo D	NEAT
He/H	1,46E-01	1,50E-0	1,14E-01	1,5E-01	1,56E-01
N/H	3,00E-04	3,26E-04	2,20E-04	2,50E-04	1,07E-04
O/H	4,80E-04	4,37E-05	4,70E-04	3,80E-04	2,38E-04
Ne/H	2,10E-04	–	3,50E-04	3,80E-04	–
S/H	8,30E-06	1,03E-05	1,10E-05	1,20E-05	1,92E-06

Referências: PC98: [Perinotto e Corradi \(1998\)](#).

S17: [Santos \(2017\)](#). M05: [Monteiro et al. \(2005\)](#)

da estrutura tridimensional, como aponta [Monteiro, Santos e Falceta-Gonçalves \(2014\)](#).

4 Conclusão

Neste trabalho foi gerado diversos modelos tridimensionais para a nebulosa planetária Menzel 1 utilizando o código MOCASSIN. Os modelos apresentados são de diferentes etapas do processo para obter o melhor modelo. Os modelos foram gerados levando em consideração uma estrutura tridimensional bipolar de uma ampulheta e abundâncias homogêneas. Esta é uma análise nova dessa NP e de extrema importância para a contribuição de resultados realistas.

O modelo escolhido como melhor apresenta abundâncias integradas e fluxos (integrados e mapas) coerentes com os valores empíricos de Santos (2017). Com esse modelo, foi definida uma temperatura de 100 kK e uma luminosidade de $135 L_{\odot}$ para a estrela central.

Foram obtidos tanto abundâncias integradas quanto mapas de abundâncias com os mapas de fluxos extraídos do modelo. Os resultados obtidos são discrepantes dos parâmetros iniciais do modelo. Os mapas de abundância apresentam uma variação que não é real, já que foram usadas abundâncias homogêneas para obter o modelo. Isso mostra que o método empírico não é adequado para analisar variação espacial de abundâncias. Uma possível explicação para esse resultado é o fato de o método empírico não levar em consideração a estrutura tridimensional do objeto e/ou a influência da orientação do objeto no céu.

Referências

- CAHN, J.; KALER, J.; STANGHELLINI, L. A catalogue of absolute fluxes and distances of planetary nebulae. *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, v. 94, p. 399–452, 1992. Citado na página 24.
- CARDELLI, J. A.; CLAYTON, G. C.; MATHIS, J. S. The relationship between infrared, optical, and ultraviolet extinction. *The Astrophysical Journal*, v. 345, p. 245–256, 1989. Citado na página 30.
- DELGADO-INGLADA, G. Gaseous abundances in planetary nebulae: What have we learned in the past five years? *Proceedings of the International Astronomical Union*, Cambridge University Press, v. 12, n. S323, p. 51–59, 2016. Citado 2 vezes nas páginas 20 e 22.
- ERCOLANO, B. et al. Mocassin: a fully three-dimensional monte carlo photoionization code. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Blackwell Science Ltd Oxford, UK, v. 340, n. 4, p. 1136–1152, 2003. Citado 2 vezes nas páginas 24 e 29.
- FERLAND, G. et al. Cloudy 90: numerical simulation of plasmas and their spectra. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, IOP Publishing, v. 110, n. 749, p. 761, 1998. Citado na página 24.
- FERLAND, G. et al. The 2013 release of cloudy. *Revista mexicana de astronomía y astrofísica*, Instituto de Astronomía, v. 49, n. 1, p. 137–163, 2013. Citado na página 24.
- FITZPATRICK, E. L.; MASSA, D. An analysis of the shapes of ultraviolet extinction curves. iii-an atlas of ultraviolet extinction curves. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, v. 72, p. 163–189, 1990. Citado na página 30.
- HOWARTH, I. D. Lmc and galactic extinction. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Oxford University Press, v. 203, n. 2, p. 301–304, 1983. Citado na página 30.
- Iben JR., I.; Renzini, A. Asymptotic giant branch evolution and beyond. *Annual review of astronomy and astrophysics*, v. 21, p. 271–342, 1983. Citado na página 14.
- KASTNER, J. H. et al. Chandra x-ray observatory detection of extended x-ray emission from the planetary nebula *bd + 303639*. *The Astrophysical Journal Letters*, IOP Publishing, v. 545, n. 1, p. L57, 2000. Citado na página 15.
- KINGSBURGH, R. L.; BARLOW, M. Elemental abundances for a sample of southern galactic planetary nebulae. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Oxford University Press, v. 271, n. 2, p. 257–299, 1994. Citado 3 vezes nas páginas 20, 21 e 31.
- KWOK, S. *The origin and evolution of planetary nebulae*. [S.l.]: Cambridge University Press, 2007. Citado 4 vezes nas páginas 14, 15, 20 e 21.
- LIU, X.-w. Optical recombination lines as probes of conditions in planetary nebulae. *Proceedings of the International Astronomical Union*, Cambridge University Press, v. 2, n. S234, p. 219–226, 2006. Citado 2 vezes nas páginas 22 e 23.

- MACIEL, W. J. *Astrofísica do Meio Interestelar Vol. 41*. [S.l.]: Edusp, 2002. Citado 2 vezes nas páginas 17 e 18.
- MARCOLINO, W. L. F. *Estrelas Centrais de Nebulosas Planetárias Deficientes em Hidrogênio*. Tese (Doutorado) — Observatório Nacional, 2006. Citado na página 15.
- MARSTON, A. et al. Kinematics and origin of the ringed bipolar nebula mz 1. *Astronomy and Astrophysics*, v. 329, p. 683–690, 1998. Citado 2 vezes nas páginas 24 e 25.
- Monteiro, H.; Santos, P. M.; Falceta-Gonçalves, D. Detecting Abundance Variations in Planetary Nebulae. In: *Asymmetrical Planetary Nebulae VI Conference*. [S.l.: s.n.], 2014. p. 61. Citado na página 46.
- Monteiro, H. et al. Three-Dimensional Photoionization Structure and Distances of Planetary Nebulae. II. Menzel 1. *The Astrophysical Journal*, v. 620, p. 321–329, fev. 2005. Citado 7 vezes nas páginas 11, 27, 33, 34, 38, 39 e 46.
- MORISSET, C. Cloudy_3d, a new pseudo-3d photoionization code. *Proceedings of the International Astronomical Union*, Cambridge University Press, v. 2, n. S234, p. 467–468, 2006. Citado na página 24.
- MORRISSET, C. Photoionization models of planetary nebulae. *Proceedings IAU Symposium*, International Astronomical Union, n. 323, 2017. Citado na página 24.
- PEIMBERT, M.; PEIMBERT, A. Temperature variations and chemical abundances in planetary nebulae. *Proceedings of the International Astronomical Union*, Cambridge University Press, v. 2, n. S234, p. 227–234, 2006. Citado na página 22.
- PERINOTTO, M.; CORRADI, R. The chemical structure of bipolar planetary nebulae. ii. 13 objects. *Astronomy and Astrophysics*, v. 332, p. 721–731, 1998. Citado 4 vezes nas páginas 20, 21, 39 e 46.
- PHILLIPS, J. Planetary nebula distances re-examined: an improved statistical scale. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Oxford University Press, v. 353, n. 2, p. 589–600, 2004. Citado na página 24.
- PREVOT, M. et al. The typical interstellar extinction in the small magellanic cloud. *Astronomy and Astrophysics*, v. 132, p. 389–392, 1984. Citado na página 30.
- SANTOS, P. *Mapeamento das Condições Físico-Químicas da Nebulosa Planetária Menzel 1*. 2017. Monografia (Bacharel em Física), UNIFEI (Universidade Federal de Itajub´), Itajub´, Brasil. Citado 6 vezes nas páginas 24, 26, 34, 39, 46 e 47.
- SHKLOVSKII, I. The nature of planetary nebulae and their nuclei. *Astron. Zh*, v. 33, p. 315, 1956. Citado na página 14.
- STANGHELLINI, L.; CORRADI, R.; SCHWARZ, H. E. The correlations between planetary nebula morphology and central star evolution. *Astronomy and astrophysics*, v. 279, p. 521–528, 1993. Citado na página 24.
- TORRES-PEIMBERT, S. Chemical composition of planetary nebulae: The abundance discrepancy problem. In: AIP PUBLISHING. *AIP Conference Proceedings*. [S.l.], 2015. v. 1697, n. 1, p. 040003. Citado na página 21.

WESSON, R.; STOCK, D.; SCIACLUNA, P. Understanding and reducing statistical uncertainties in nebular abundance determinations. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Oxford University Press, v. 422, n. 4, p. 3516–3526, 2012. Citado 3 vezes nas páginas [29](#), [30](#) e [31](#).

ZHANG, C. A statistical distance scale for galactic planetary nebulae. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, v. 98, p. 659–678, 1995. Citado na página [24](#).

Apêndices

APÊNDICE A – Apêndice

A.1 Código usado para criar a estrutura de densidade

```

1 loadct , 39
2
3 ncell = 50
4 do_x8 = 1
5
6 DESLO = 0.
7 rmax = 8.e17
8
9 RO = 0.635*rmax
10 RO_1 = 0.29*rmax ; INTERNAL SHELL !!!!!
11 RO_2 = 0.30*rmax ; EXTERNAL SHELL !!!!!
12
13 fator_1 = 0.2 ; INTERNAL SHELL !!!!!
14 fator_2 = 0.15 ; EXTERNAL SHELL !!!!!
15
16 ima = findgen(2*ncell,2*ncell,2*ncell)*0.
17 ima1 = ima*0.
18 ima_temp = findgen(2*ncell,2*ncell,2*ncell)
19
20 rai_factor = findgen(2*ncell,2*ncell,2*ncell) *0.+1.
21
22 ima[* ,* ,*] = 0.0
23 ima_temp[* ,* ,*] = 0.0
24
25 if (ncell gt 62) then rand_fac = randomu(s,2*62,2*62,2*62) else $
26     rand_fac = findgen(2*ncell,2*ncell,2*ncell)*0. + 1
27
28 rand_fac = congrid(rand_fac,2*ncell,2*ncell,2*ncell,/inter)
29
30 xc = ima*0.
31 yc = ima*0.
32 zc = ima*0.
33
34 for i=0,2*ncell-1 do begin
35     for j=0,2*ncell-1 do begin
36         for k=0,2*ncell-1 do begin
37
38             XX = i*(rmax/ncell) - rmax
39             YY = j*(rmax/ncell) - rmax
40             ZZ = k*(rmax/ncell) - rmax
41
42             xc[i,j,k] = XX
43             yc[i,j,k] = YY
44             zc[i,j,k] = ZZ
45
46             rai_factor[i,j,k] = sqrt((XX^2))
47
48             esfera2 = (((ZZ^2)+(YY^2)+(fator_1*(XX-(RO))^2))/(RO_1)^2
49             esfera4 = (((ZZ^2)+(YY^2)+(fator_2*(XX-(RO-DESLO))^2))/(RO_2)^2
50
51             esfera1 = (((ZZ^2)+(YY^2)+(fator_1*(XX+(RO))^2))/(RO_1)^2

```

```

52             esfera3 = ((ZZ^2)+(YY^2)+(fator_2*(XX+(RO-DESLO))^2))/(RO_2)^2
53
54             esfera5 = ((ZZ^2)+((YY)^2)+((0.5*XX)^2))/(0.5*rmax)^2
55 ;             esfera5 = ((ZZ^2)+((YY)^2)+((0.1*XX)^2))/(0.5*rmax)^2
56
57             esfera8 = ((ZZ^2)+((YY)^2)+((XX)^2))/(rmax)^2
58
59
60 if (esfera2 gt 1.0 and esfera4 lt 1.0) then ima[i,j,k] =1800.0;*((RANDOMU(s)+0.5)/1.5)
61 if (esfera1 gt 1.0 and esfera3 lt 1.0) then ima[i,j,k]= 1800.0;*((RANDOMU(s)+0.5)/1.5)
62
63 if (esfera2 lt 1.0) then ima[i,j,k] = 450.0;*((RANDOMU(s)+1.)/2.)
64 if (esfera1 lt 1.0) then ima[i,j,k] = 450.0;*((RANDOMU(s)+1.)/2.)
65
66 if (esfera2 lt 1.0) then rand_fac[i,j,k] = 1.
67 if (esfera1 lt 1.0) then rand_fac[i,j,k] = 1.
68
69 if (esfera4 gt 1.0 and esfera3 gt 1.0) then ima[i,j,k] = 0.0;*((RANDOMU(s)+0.5)/1.5)
70 if (esfera5 gt 1.0) then ima[i,j,k] = 0.0;*((RANDOMU(s)+1.)/2.)
71
72 if (esfera8 gt 1.0) then ima[i,j,k] = 0.0
73
74
75 ; essa parte define a desnidade das asas mais externas
76
77             esferaa = ((ZZ^2)+(YY^2)+(fator_2*(XX-(RO-DESLO))^2))/(RO_2)^2
78             esferab = ((ZZ^2)+(YY^2)+(fator_2*4.*(XX-(1.38*RO))^2))/(1.8*RO_2)^2
79
80             esferac = ((ZZ^2)+(YY^2)+(fator_2*(XX+(RO-DESLO))^2))/(RO_2)^2
81             esferad = ((ZZ^2)+(YY^2)+(fator_2*4.*(XX+(1.38*RO))^2))/(1.8*RO_2)^2
82
83             esfera8 = ((ZZ^2)+((YY)^2)+((XX)^2))/(rmax)^2
84
85 if (esferaa gt 1.0 and esferab lt 1.0) then imal[i,j,k] = 400.
86 ;*((RANDOMU(s)+0.5)/1.5);ima[i,j,k]+800.
87 if (esferac gt 1.0 and esferad lt 1.0) then imal[i,j,k]= 400.
88 ;*((RANDOMU(s)+0.5)/1.5);ima[i,j,k]+800.
89 if (esfera8 gt 1.0) then imal[i,j,k] = 0.0
90
91             endfor
92
93         endfor
94
95     endfor
96
97     ima = ima + imal
98     rai_factor1 = ( ( (0.01-1.)/(rmax/1.))* (rai_factor) )+1.
99
100 y = (1./(rai_factor+1.5e16)^(0.20))
101 rai_factor1 = y/max(y)
102 rai_factor2 = 1./rai_factor1
103 ;rai_factor1[where(rai_factor1 lt 0.)]=0.
104
105 lugar = where(ima gt 150.)
106
107 ;ima = rai_factor1*ima
108 ima[lugar] = rai_factor1[lugar]*ima[lugar]
109
110 temp = ima
111

```

```

112
113
114
115 !p.multi=[0,2,2]
116
117 t1 = congrid(temp,4*ncell,4*ncell,4*ncell)
118 t1 = shift(t1,-1,-1,-1)
119 t2 = congrid(t1,2*ncell,2*ncell,2*ncell)
120
121 xc1 = congrid(xc,4*ncell,4*ncell,4*ncell)
122 ;xc1 = shift(xc1,-1,-1,-1)
123 xc2 = congrid(xc1,2*ncell,2*ncell,2*ncell)
124
125 yc1 = congrid(yc,4*ncell,4*ncell,4*ncell)
126 ;yc1 = shift(yc1,-1,-1,-1)
127 yc2 = congrid(yc1,2*ncell,2*ncell,2*ncell)
128
129 zc1 = congrid(zc,4*ncell,4*ncell,4*ncell)
130 ;zc1 = shift(zc1,-1,-1,-1)
131 zc2 = congrid(zc1,2*ncell,2*ncell,2*ncell)
132
133 t2 = rand_fac*t2
134
135 tvim, ima[*,*,ncell], /sca
136 tvim, temp[*,*,ncell], /sca
137 tvim, t2[0:ncell,0:ncell,ncell], /sca
138 tvim, t2[*,*,ncell], /sca
139
140 t2_ori = t2
141 print, total(t2)
142
143
144
145 ;print, total((teste/total(teste))*total(t2_ori))
146
147
148 if do_x8 then begin
149
150 ima = ima[ncell:2*ncell-1,ncell:2*ncell-1,ncell:2*ncell-1]
151
152 temp=temp[ncell:2*ncell-1,ncell:2*ncell-1,ncell:2*ncell-1]
153 t2=t2[ncell:2*ncell-1,ncell:2*ncell-1,ncell:2*ncell-1]
154 rand_fac = rand_fac[ncell:2*ncell-1,ncell:2*ncell-1,ncell:2*ncell-1]
155 xc2=xc2[ncell:2*ncell-1,ncell:2*ncell-1,ncell:2*ncell-1]
156 yc2=yc2[ncell:2*ncell-1,ncell:2*ncell-1,ncell:2*ncell-1]
157 zc2=zc2[ncell:2*ncell-1,ncell:2*ncell-1,ncell:2*ncell-1]
158
159 endif
160
161
162
163
164
165
166 print, max(temp)
167
168 h=ptr_new(temp)
169
170 filename='mz1_'+strcompress(ncell)+'_rand-2018-x8.dat'
171

```

```
172
173 !p.multi=0
174
175 openw,lun,filename,/get_lun
176
177 for i=0,ncell-1 do begin
178     for j=0,ncell-1 do begin
179         for k=0,ncell-1 do begin
180
181
182
183             printf,lun, xc2[i,j,k],yc2[i,j,k],zc2[i,j,k],t2[i,j,k]
184
185
186         endfor
187     endfor
188 endfor
189
190 close,lun
191 free_lun,lun
192
193
194 end
```
