



**SERVIÇO PÚBLICO FEDERAL
UNIVERSIDADE FEDERAL DE SERGIPE
PRÓ-REITORIA DE PÓS-GRADUAÇÃO E PESQUISA**

PROGRAMA INSTITUCIONAL DE BOLSAS DE INICIAÇÃO CIENTÍFICA –
PIBIC

**Determinação do parâmetro de viscosidade de
discos ao redor de estrelas Be**
A evolução da viscosidade do disco de omega CMa

Área do conhecimento: Ciências exatas e da terra
Subárea do conhecimento: Astrofísica Estelar
Especialidade do conhecimento: Estrelas Be

Relatório Final
Período da bolsa: de 09/2022 a 08/2023

Este projeto é desenvolvido com bolsa de iniciação científica

PIBIC/COPES

Orientador: Rodrigo Georgetti Vieira
Autora: Letícia Rocha Vasconcelos

Sumário

1	Introdução	3
1.1	Viscosidade	3
2	Metodologia	5
2.1	SINGLEBE	6
2.2	Transporte radiativo	6
2.3	Observações	8
2.4	Markov chain Monte Carlo	8
2.5	Métodos de ajuste	9
2.5.1	Método 1	9
2.5.2	Método 2	9
3	Resultados e discussão	10
3.1	Teste inicial	10
3.2	Método 1	10
3.3	Método 2	12
4	Conclusões	22
5	Perspectivas	23
	Referências	24

1 Introdução

As estrelas Be são objetos pertencentes a sequência principal, e que exibem linhas espectrais em emissão, o que dá origem ao sufixo "e" presente em seu nome.

Eles são classificados como estrelas de alta massa, com massas entre 3 e 20 vezes a massa do Sol, e têm temperaturas superficiais entre 10 e 30 mil Kelvin. Essas estrelas possuem velocidade de rotação próxima à velocidade crítica (Rivinius 2013), e possuem ou já possuíram um disco viscoso de decréscimo quase Kepleriano ao seu redor, cuja evolução dinâmica é governada por um processo de difusão viscosa.

As estrelas Be são objetos interessantes, pois podem fornecer informações valiosas sobre a física de estrelas de alta massa, de alta velocidade de rotação e seus efeitos na evolução desses objetos. Tais objetos constituem os progenitores de explosões de supernovas, as quais determinam a evolução química da galáxia.

1.1 Viscosidade

Antes de conceituar viscosidade, é importante definir brevemente o conceito de torque viscoso, que é representado pela seguinte equação:

$$G(R, t) = 2\pi R\nu\Sigma R^2\Omega',$$

sendo R o raio do disco, ν o parâmetro que descreve a viscosidade, Σ a densidade superficial do disco, e Ω' a derivada da velocidade angular do disco com relação ao raio.

Shakura & Sunyaev (1973) introduziram o conceito de viscosidade, que é um modelo matemático simples para descrever a eficiência do transporte de momento angular em discos. Ela é essencial para descrever como a matéria se move do objeto central para regiões externas do disco, e pressupõe a existência de um movimento turbulento no disco. A viscosidade (ν) foi descrita por eles como uma relação da escala de altura do disco (H), velocidade do som (c_s) e α , que é um parâmetro livre adimensional, e que varia entre 0 e 1,

$$\nu = \alpha c_s H.$$

Um dos principais objetivos desse trabalho é determinar a evolução do parâmetro α ao longo de diversos ciclos de dissipação e formação do disco da estrela ω CMa.

A estrela Be, ω CMa, sofreu uma série de episódios de construção e dissipação de seu disco ao longo das últimas quatro décadas, motivada por uma história de ejeção de massa quase periódica. A utilização de um código unidimensional, aliado a um código de transferência radiativa, permitiram que Ghoreyshi et al. (2018) obtivessem uma descrição detalhada da evolução desse disco. Em particular, estes autores obtiveram como resultado uma possível variação do parâmetro de viscosidade desse disco, resultado o qual pode ser visualizado na Figura 1.

No presente trabalho, propomos uma nova metodologia para a interpretação da

curva de luz com modelos de discos viscosos. Para isso, desenvolvemos ferramentas simplificadas de transferência radiativa e métodos estatísticos mais robustos do que aqueles utilizados em trabalhos anteriores. Como resultado final, apresentamos a descrição completa da evolução do disco da estrela ω CMa.

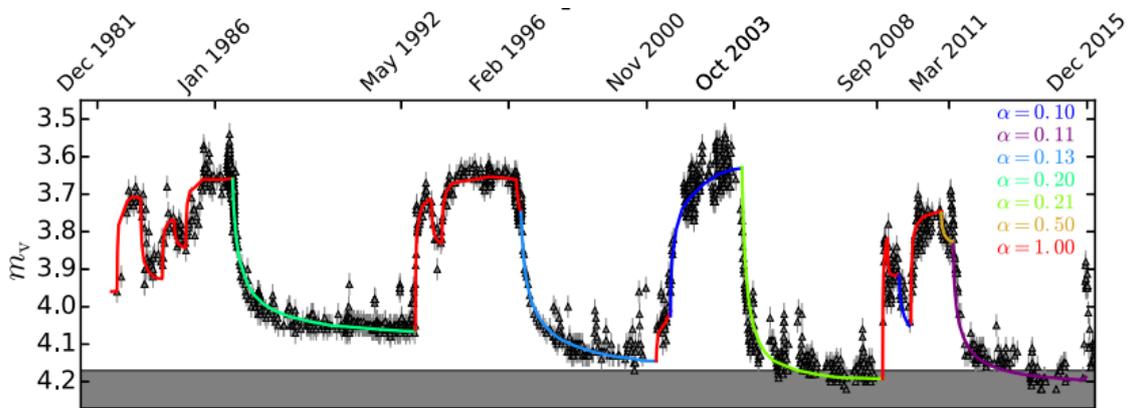


Figura 1: Ajuste do modelo da curva de luz completa de ω CMa feito por Ghoreyshi et al. (2018). Cada linha sólida colorida representa um valor individual para o parâmetro α , conforme indicado.

O primeiro trabalho a ser ressaltado neste contexto é o de Carciofi et al. (2012), que apresentou a primeira determinação do parâmetro de viscosidade nos discos de estrelas Be, abrindo assim um caminho para melhor entendimento da dinâmica dos discos viscosos keplerianos que circundam essas estrelas. No entanto, o trabalho feito por Carciofi et al. (2012) não levou em conta o efeito de reservatório de matéria. Tal efeito nos mostra que discos mais massivos conseguem alimentar suas partes interiores por mais tempo, fazendo com que seus discos se dissipem de maneira mais lenta que os discos com pouca matéria. Esse efeito pode ser acumulado com o passar do tempo e contínuas injeções de massa, tendo assim consequências na evolução do disco. É possível observá-lo na Fig. 2, onde podemos ver claramente que o tempo de dissipação do disco depende da duração da injeção de massa prévia.

O segundo trabalho a ser ressaltado é o de Ghoreyshi et al. (2018), que além de levar em consideração as consequências desse efeito, introduz uma metodologia muito eficaz para estudo da curva de luz da estrela ω CMa. No entanto, a metodologia desenvolvida por esses autores é complexa e tem escolhas subjetivas, constituindo uma abordagem longa e manual.

O trabalho de conclusão acadêmico de Moraes (2022) nos apresentou uma metodologia simplificada e mais rápida, que foi utilizada apenas para o terceiro ciclo da curva de luz de ω CMa. No presente trabalho, ampliamos sua aplicação para a curva de luz completa.

Por fim, observamos que Rímulo et al. (2018) desenvolveu uma metodologia distinta para estudar o parâmetro α e aplicando as equações hidrodinâmicas e de transporte radiativo para compreender a dinâmica dos discos de estrelas Be localizadas na pequena nuvem de Magalhães.

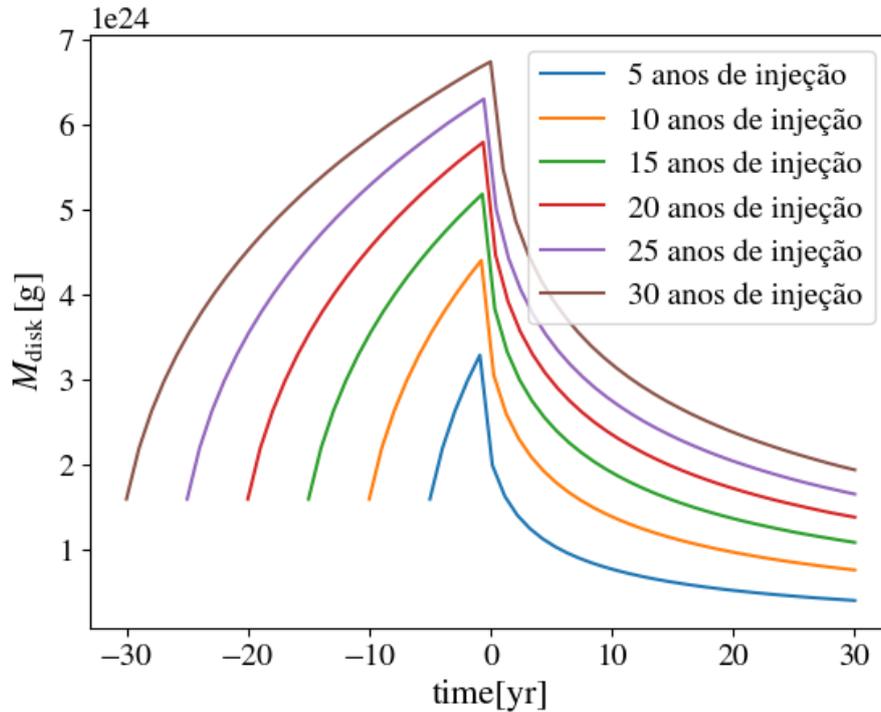


Figura 2: Efeito de reservatório de matéria, é perceptível que quanto mais tempo a estrela passa injetando massa no disco, mais ele vai demorar para se dissipar. No eixo x temos os intervalos de tempo em anos, no eixo y temos a massa do disco em gramas, e na legenda temos os diferentes tempos de injeção de massa no disco.

2 Metodologia

Nessa seção mostraremos os métodos utilizados para construir o modelo que descreve a evolução do disco ao longo do tempo e chegar aos resultados esperados.

O primeiro passo foi simular um disco com os mesmos parâmetros do disco da estrela ω CMa (tempo de formação do disco, taxa de injeção de massa, tempo de dissipação do disco, massa da estrela, raio da estrela, etc) através da ajuda do código unidimensional, SINGLEBE, que será melhor explicado na subseção 2.1. Em seguida calculamos a densidade superficial $\Sigma(r, t)$ desse disco com esse mesmo código. Essa densidade superficial é uma função do raio e do tempo. Após calculado o $\Sigma(r, t)$, utilizamos um código feito na linguagem de programação python de autoria do nosso grupo de pesquisa, que calcula o transporte radiativo (equações essas descritas na subseção 2.2), para assim obter o fluxo desse disco em função do tempo. Com o fluxo já calculado, podemos calcular a magnitude desse disco.

O próximo passo foi realizar um ajuste "manual" do modelo feito para testar sua validade em um dos ciclos de formação e dissipação do disco. O ciclo escolhido foi o terceiro, e os resultados obtidos estão inclusos na seção 3.

Com esse ajuste bem sucedido, o próximo passo consistiu em utilizar métodos estatísticos de Markov chain Monte Carlo (que serão melhor discutidos na seção 2.4) para ajustar os parâmetros de cada trecho da curva de luz gerada pelo SINGLEBE. Esse passo foi dividido em dois momentos principais: No primeiro, ajustamos cada fase do ciclo (formação e dissipação) separadamente, sem levar em conta a história prévia de injeção de massa do disco, fazendo sempre a determinação dos parâmetros com o método de Markov chain Monte Carlo (MCMC);

No segundo, analisamos separadamente as fases de evolução do disco, porém levamos em conta o histórico da injeção de massa (que representa as consequências do efeito do reservatório de massa, explicado anteriormente).

2.1 SINGLEBE

A ferramenta que utilizamos para resolver as equações de difusão viscosa foi o código SINGLEBE, desenvolvido por (Okazaki 2007; Okazaki et al. 2002). Ele é um código hidrodinâmico, que resolve as equações dos fluidos viscosos em uma dimensão, segue equação de difusão viscosa

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{\frac{\partial}{\partial r} (r^2 \Sigma \alpha c_s^2)}{\frac{\partial}{\partial r} (r^2 \Omega)} \right],$$

Sendo c_s^2 a velocidade do som ao quadrado, e os demais já mencionados anteriormente. Esse código calcula a evolução do perfil radial de densidade superficial de um disco, dados a história de injeção de massa e o parâmetro de viscosidade α . Notamos que este código já foi utilizado em diversos trabalhos científicos anteriores, tais como Carciofi et al. (2012), Haubois et al. (2012), Ghoreyshi et al. (2018) e Rímulo et al. (2018).

2.2 Transporte radiativo

A equação de transferência radiativa, que considera a absorção, a emissão espontânea e o espalhamento, pode ser escrita da seguinte forma:

$$\frac{dI}{dl} = -\kappa I + j + \int g I d\Omega. \quad (1)$$

Temos que a resolução do termo de espalhamento é extremamente complexa, então, usaremos uma aproximação, considerando a intensidade isotrópica,

$$\frac{dI}{dl} = -\kappa I + j - \sigma_e I + \sigma_e J, \quad (2)$$

sendo $-\sigma_e I$ o termo de espalhamento "para fora", expelido do seção, $\sigma_e J$ o termo de espalhamento "para dentro" da seção, $J = \langle I \rangle$ a intensidade média, e σ_e o coeficiente de espalhamento. Esta aproximação é apresentada no livro de Rybicki & Lightman (1979), sendo utilizada, por exemplo, por Budaj et al. (2005). A intensidade média é dada por

$$J_\nu = \frac{1}{2} I_\nu \left(1 - \sqrt{1 - \frac{R^2}{d^2}} \right), \quad (3)$$

para o caso de uma estrela esférica, e quando $d \gg R$, podemos reescrever a equação como:

$$J_\nu = \frac{I_\nu R^2}{4 d^2}. \quad (4)$$

Reescrevendo os termos da Equação 2, temos

$$d\tau \equiv (\kappa + \sigma_e)dl, \quad (5)$$

$$S = \frac{\kappa B + \sigma_e J}{\kappa + \sigma_e} = \frac{\kappa}{\kappa + \sigma_e} B + \frac{\sigma_e}{\kappa + \sigma_e} J, \quad (6)$$

sendo B a função de corpo negro, e o termo $\sigma_e/\kappa + \sigma_e$ o albedo (fração refletida). Dessa forma, temos que

$$\frac{dI}{d\tau} = -I + S, \quad (7)$$

e portanto,

$$I(\tau) = I(0)e^{-\tau} + S(1 - e^{-\tau}). \quad (8)$$

A dependência desta solução com a densidade do disco encontra-se na definição de κ e σ_e , os quais são dados respectivamente por (Brussaard & van de Hulst 1962):

$$\kappa = 3.691 \times 10^8 [1 - e^{(-hc/\lambda k T_d)}] \bar{z}^2 T_d^{-1/2} (\lambda/c)^3 \gamma (\rho/\mu m_H)^2 [g(\lambda, T_d) + b(\lambda, T_d)], \quad (9)$$

onde h corresponde a constante de Planck, c a velocidade da luz, λ o comprimento de onda, k a constante de Boltzmann, T_d a temperatura do disco, \bar{z} o valor médio do número atômico quadrado, γ a fração de ionização, ρ a densidade, μ o peso molecular médio do gás, $[g(\lambda, T_d) + b(\lambda, T_d)]$ são os fatores *gaunt free-free* e *bound-free*, e n o índice de refração do meio.

Finalmente, o fluxo em um comprimento de onda pode ser definido como:

$$F_\lambda \approx \frac{1}{d^2} \int I_\lambda dA, \quad (10)$$

sendo I_λ a intensidade medida em um certo λ .

A partir das equações apresentadas nessa seção, foi possível escrever um código na linguagem de programação python, que calculasse todas as funções envolvidas no transporte radiativo. Com isso, pudemos calcular modelos de curva de luz para comparar com as fotometrias observadas.

Por fim, observamos algumas das limitações destas aproximações. Além de incluir uma abordagem aproximada para o espalhamento eletrônico, temos que o perfil de temperatura adotado para o disco é isotérmico. Em adição, as correções quânticas introduzidas pelos *gaunt factors* da absorção ligado-livre foram calculados sob a hipótese de equilíbrio termodinâmico local (LTE), o que não é verdade para discos de estrelas Be. Tal aproximação pode modificar a escala

das densidades (e \dot{M}) calculadas, embora seus valores relativos sejam corretos. Finalmente, uma vez que o parâmetro de viscosidade α está unicamente ligado à escala de tempo da variabilidade, acreditamos que seus valores sejam relativamente confiáveis, independentemente das demais aproximações.

2.3 Observações

Os dados fotométricos de ω CMa na banda V estão disponíveis em várias fontes desde 1963. Porém, os dados de 1963 a 1982 estão muito escassos, então focamos apenas nos dados de 1982 em seguida.

A estrela exibiu quatro ciclos quase regulares com duração de $\sim 7,0$ a $\sim 10,5$ anos cada, apresentando fases pico de brilho (formação do disco) e fases de quiescência (dissipação do disco). As principais fases de pico de brilho exibiram etapas e picos de curto prazo, enquanto as fases de quiescência foram mais suaves. Foi observado um declínio no brilho ao longo dos anos. Os dados¹ de ω CMa, foram disponibilizados e compilados por Ghoreyshi et al. (2018). A figura 3 apresenta os dados fotométricos utilizados neste trabalho.

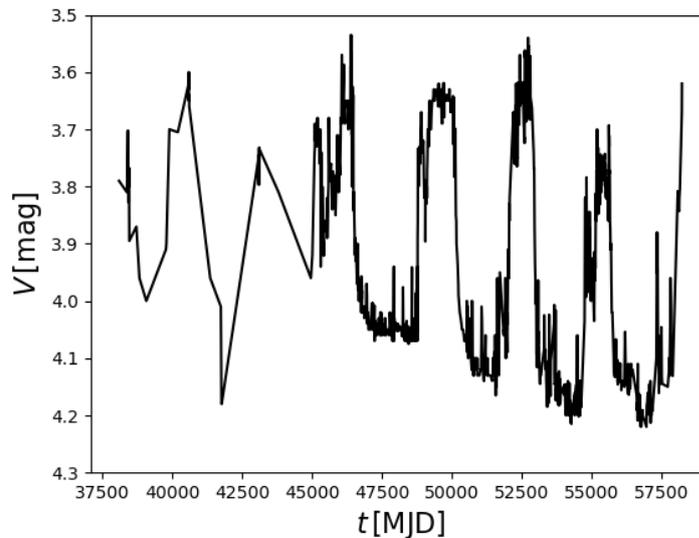


Figura 3: Curva de luz da estrela ω CMa. No eixo vertical temos a magnitude da estrela, e no eixo horizontal temos os intervalos de tempo em dias julianos modificados.

2.4 Markov chain Monte Carlo

Para auxiliar no ajuste dos parâmetros desejados, foram utilizados métodos estatísticos, em específico Markov Chain Monte Carlo, que consiste em um método para amostragem de uma distribuição de probabilidade. Para utilizamos a ferra-

¹<https://cdsarc.u-strasbg.fr/viz-bin/vizExec/w/Vgraph?-plus=-+&J/ApJ/909/149/./photom&>

menta, foi usado uma implementação dela na linguagem de programação python, emcee², feita por Foreman-Mackey et al. (2013).

2.5 Métodos de ajuste

Em ambos os métodos, para utilizar o método de MCMC, primeiramente calculamos uma grade de modelos de curva de luz para cada trecho de construção e dissipação observado. Consequentemente, para calcular o valor da verossimilhança nos cálculos do emcee, realizamos a interpolação desses modelos. Desta forma, pudemos considerar centenas de milhares de cadeias de Markov de forma rápida (da ordem de segundos) e numericamente eficiente.

2.5.1 Método 1

Esse primeiro método consistiu em estudar a evolução da curva de luz da estrela ciclo a ciclo. Ressaltamos que esse método não considerou a história prévia de injeção de massa desse disco, desconsiderando as consequências do efeito de reservatório de massa. Finalmente, observamos que nesta abordagem, são apenas consideradas as situações onde a injeção de massa está ligada (formação) e desligada (dissipação). A possibilidade de uma dissipação com \dot{M} pequeno mas não nulo não foi considerada.

2.5.2 Método 2

Esse segundo método foi semelhante ao primeiro, mas focou em entender as consequências na evolução do disco causadas pelo efeito de reservatório de massa.

Para tanto, tivemos que lidar com as restrições do código SINGLEBE, o qual aceita apenas um único valor de α para uma dada simulação. Para contornar este problema, utilizamos o fato de que o parâmetro de viscosidade α atua como um fator de escala na variável tempo. Para entender melhor este conceito, suponha que uma simulação do SINGLEBE (que retorna $\Sigma(r, t)$) tenha sido rodada para um certo intervalo de tempo Δt e um certo valor de α . A simples transformação

$$\Delta t' = \frac{\alpha}{\alpha'} \Delta t,$$

nos permite utilizar a mesma simulação para os valores $\Delta t'$ e α' . Desta forma, atribuir um valor de α para cada trecho da curva de luz equivale a "dilatatar" ou "contrair" os intervalos de tempo do respectivo trecho simulado.

Esse método foi mais complexo que o primeiro, porém ainda mantendo uma abordagem mais simples e rápida que a proposta por Ghoreyshi et al. (2018). Por fim, esta abordagem também permite que o estado de dissipação possua um \dot{M} residual, semelhante ao estudo de Ghoreyshi et al. (2018).

²<https://emcee.readthedocs.io/en/stable/>

3 Resultados e discussão

3.1 Teste inicial

Como explicado na metodologia, através do código SINGLEBE e um código que desenvolvemos para resolver as equações de transporte radiativo, foi possível reproduzir os resultados obtidos por de Moraes (2022) para o ciclo 3 da evolução do disco da estrela ω CMa. Na Figura 4 podemos observar o resultado da obtenção de Σ em função do tempo e do raio do disco, calculado pelo SINGLEBE.

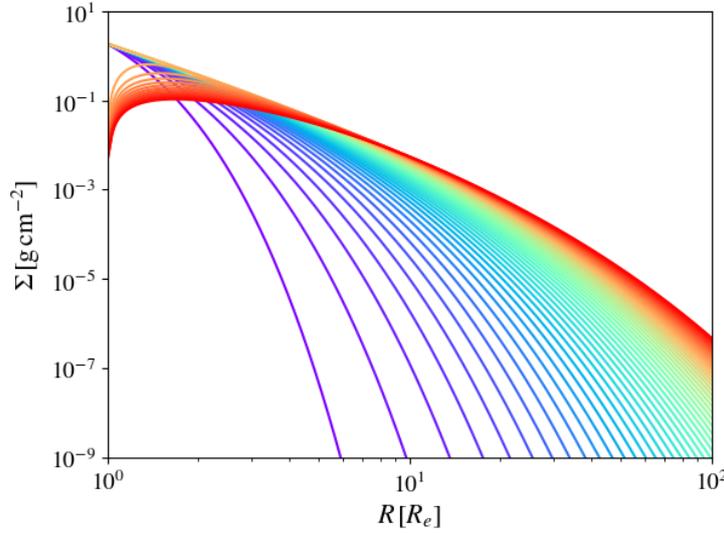


Figura 4: Gráfico da evolução de Σ pelo raio do disco (no eixo x) e pelo tempo, representado pelas linhas coloridas, em ordem crescente do tom mais azulado para o tom mais avermelhado, espaçadas por um intervalo de tempo fixo de 365 dias. Foi adotado um $\alpha = 0,2$.

O próximo passo foi calcular o fluxo desse disco com o código desenvolvido. Após isso, foi calculado o brilho desse disco através da seguinte relação,

$$mag = -2.5 \log(F/F_B), \quad (11)$$

Sendo F o fluxo calculado, e F_B o fluxo de magnitude zero na banda V, adquirido em Bessell et al. (1998).

Na figura 5 temos a comparação do modelo feito com as observações do terceiro ciclo, mostrando a sua validade.

Nesse teste, encontramos ajustes para os melhores valores dos parâmetros α , Σ_0 (densidade inicial) e t_0 o tempo inicial, mostrados na tabela 1, comparando também com os resultados obtidos anteriormente por de Moraes (2022), por Carciofi et al. (2012) e por Ghoreyshi et al. (2018). Relembrando que no trabalho feito por Carciofi et al. (2012) o efeito de reservatório de massa não é considerado e no feito por Ghoreyshi et al. (2018) sim, refletindo na qualidade dos resultados.

3.2 Método 1

Para melhor entendimento, as análises foram separadas por ciclos, contendo formação e dissipação, com exceção do ciclo 1 que contém apenas a fase de

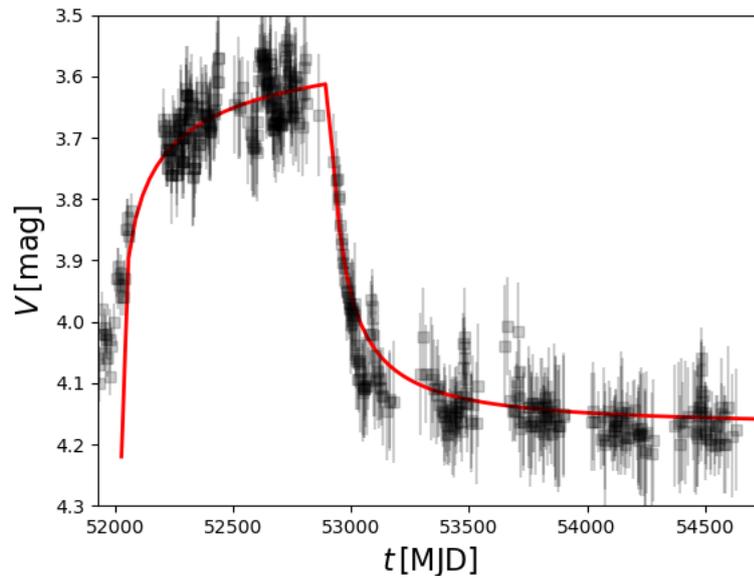


Figura 5: Gráfico de comparação da evolução da magnitude (eixo y) com o tempo (eixo x) feitos com o modelo (linha em vermelho), e os dados observados da estrela (os pontos em preto) com as suas respectivas incertezas.

	α	Σ_0 [g/cm ²]	t_0 [MJD]
Teste	0,2	2,5	52026,5
Moraes 2022	0,2	1,77	52000
Carciofi 2012	1,0	1.6	52935
Ghoreyshi 2018	0,386	—	51845,5

Tabela 1: Comparação de resultados para os parâmetros α , Σ_0 (densidade inicial) e t_0 (tempo inicial do ciclo). O valor de Σ_0 não é explicitado no trabalho feito por Ghoreyshi et al. (2018).

dissipação.

Começando com a análise do ciclo 1 podemos observar na figura 6 que não foi obtido um resultado muito satisfatório tanto para o ajuste do modelo, quanto para o ajuste dos melhores valores dos parâmetros α e \dot{M} quando comparados com os resultados de Ghoreyshi et al. (2018).

O ajuste ao ciclo 2, apresentado na Figura 7, se mostrou satisfatório e compatível com os resultados da literatura.

Na formação do ciclo 3 os dados são um pouco dispersos, e isso refletiu no resultado dos ajustes, mas a dissipação ainda apresentou resultados satisfatórios apesar disso, como pode ser visualizado a Figura 8.

De todos os ciclos ajustados com esse método, o 4 foi sem dúvidas o que apresentou melhor resultado, que podem ser visualizados na 9. Todos esses resultados dos ajustes dos parâmetros estão disponibilizados nas tabelas 2 e 3, juntamente com uma comparação com os resultados do método 2 e dos ajustes

feito por Ghoreyshi et al. (2018). Observamos que a melhoria gradual ciclo a ciclo dos resultados obtidos é compatível com o fato da taxa de perda de massa ir a zero nos últimos ciclos. Relembramos que consideramos $\dot{M} = 0$ nas dissipações descritas pelo método 1.

3.3 Método 2

Como explicado anteriormente, esse método focou em estudar a curva de luz de ω CMa ciclo por ciclo, dividindo a fase de formação e de dissipação, e levando em consideração os efeitos do reservatório de massa, por isso, os resultados apresentados e discutidos aqui são apresentados por ciclos e por último uma visão geral da curva de evolução completa.

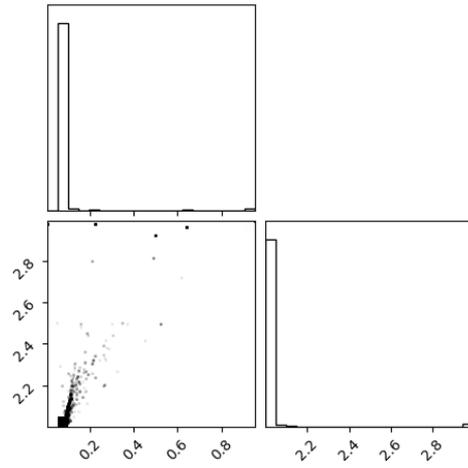
Na figura 10 é possível visualizar os ajustes obtidos pelo modelo feito para a fase de dissipação do ciclo 1, e optamos por não fazer ajuste para a parte de formação do ciclo 1 visto a forma que os dados desse período se encontram (visualizar a parte inicial da Fig. 3). Esses ajustes mostram um resultado compatível com a literatura, principalmente quanto aos ajustes dos melhores valores para o parâmetro α e a taxa de injeção de massa \dot{M} , diferentemente do observado no método 1.

Na figura 11 podemos observar os resultados para o ciclo 2, tanto formação do disco, quanto dissipação. Ambos apresentaram resultados compatíveis com a literatura. Porém, conseguimos observar um modelo mais compatível com os dados na fase de dissipação, isso é reflexo do fato que os dados correspondentes à fase de dissipação apresenta uma taxa de injeção de massa praticamente toda contínua, enquanto na fase de formação é possível observar descontinuidades.

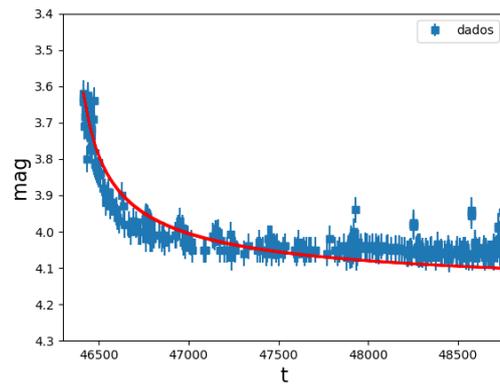
Na figura seguinte 12 é possível observar os resultados referentes ao ciclo 3, fase de formação e dissipação do disco. Os ajustes também obtiveram resultados satisfatórios comparados com a literatura. Uma parte inicial da curva de formação precisou ser cortada para se obter um bom resultado, pois esse início apresenta um comportamento diferente do restante desta fase. Assim, uma única curva de formação não seria capaz de explicar o trecho todo.

Os resultados dos ajustes do último ciclo podem ser visualizados na figura 13. Esse ciclo apresentou comportamento parecido com ciclo 2, com descontinuidades na taxa de injeção de massa na fase de formação. Apesar desse empecilho, os resultados foram satisfatórios ao comparar com os resultados obtidos anteriormente por Ghoreyshi et al. (2018) (tabelas 2, 3).

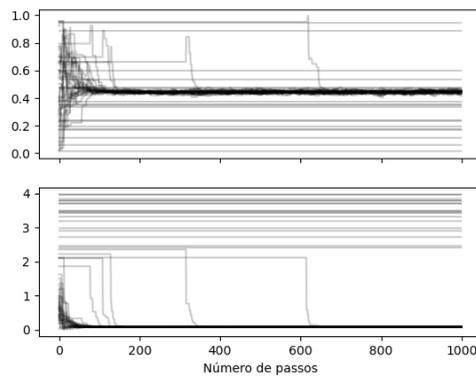
Em suma, podemos observar uma visão geral da curva de luz modelada e dos dados observacionais na figura 14. Ao analisar esse ajuste, conseguimos perceber que apesar de mais simples o método comparado ao feito por Ghoreyshi et al. (2018), obtivemos resultados satisfatórios, fornecendo uma alternativa mais rápida que a feita por Ghoreyshi et al. (2018).



(a) Corner dos parâmetros α e \dot{M} , fase de dissipação.

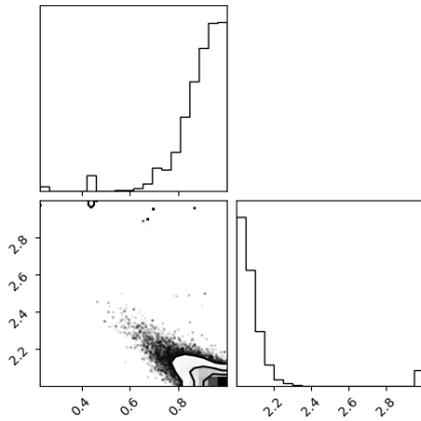


(b) Ajuste do modelo, fase de dissipação.

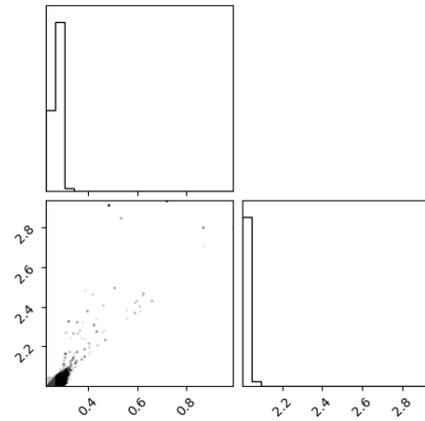


(c) Convergência dos walkers, fase de dissipação.

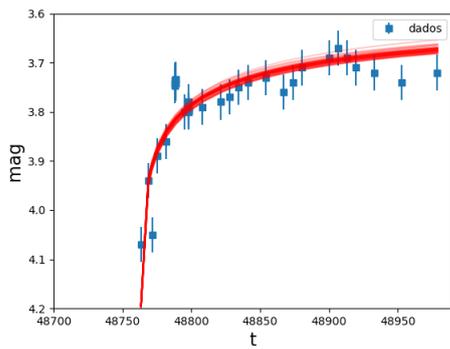
Figura 6: Resultados referentes ao ciclo 1, método 1.



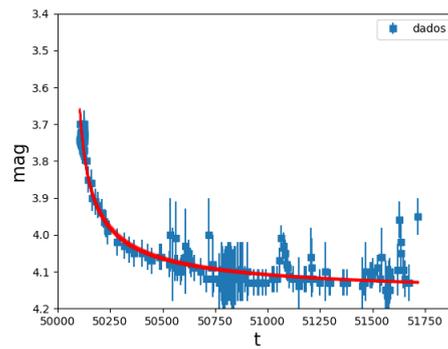
(a) Corner dos parâmetros α e \dot{M} .



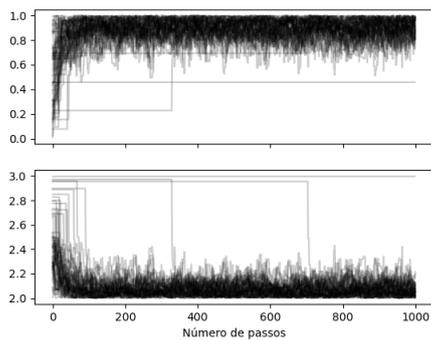
(b) Corner dos parâmetros α e \dot{M} .



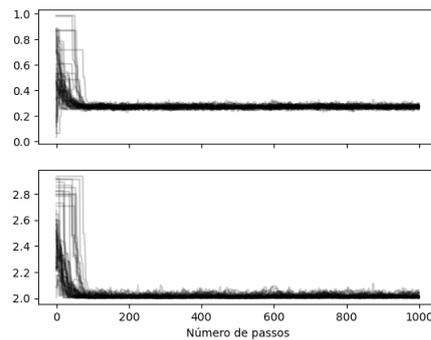
(c) Ajuste do modelo.



(d) Ajuste do modelo.

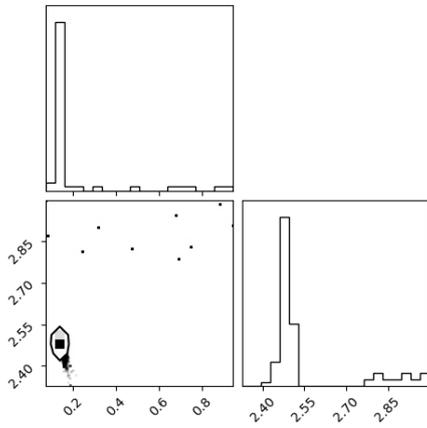


(e) Convergência dos walkers.

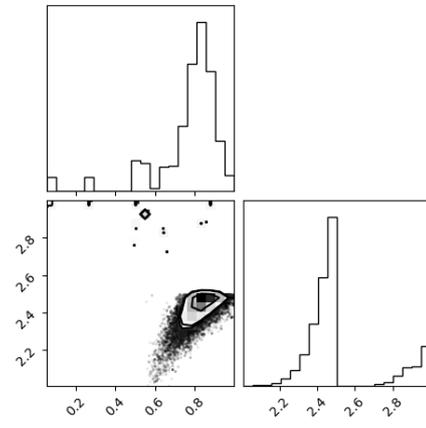


(f) Convergência dos walkers.

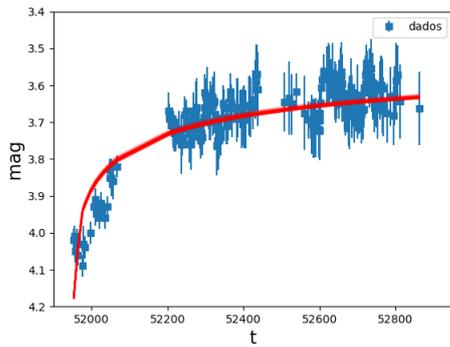
Figura 7: Resultados referentes ao ciclo 2 com o método 1, a coluna da esquerda são os ajustes da fase de formação e a coluna da direita são os ajustes da dissipação.



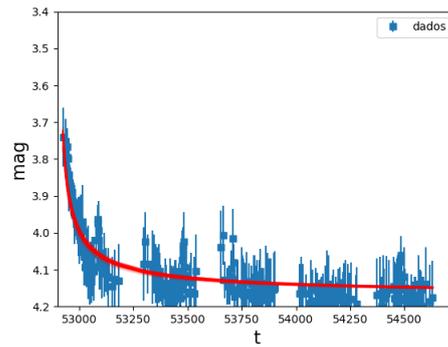
(a) Corner dos parâmetros α e \dot{M} .



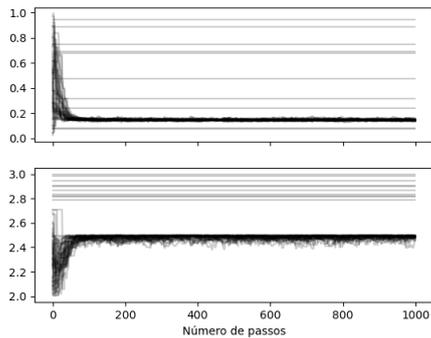
(b) Corner dos parâmetros α e \dot{M} .



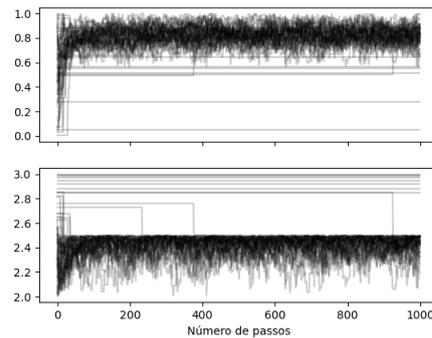
(c) Ajuste do modelo.



(d) Ajuste do modelo.

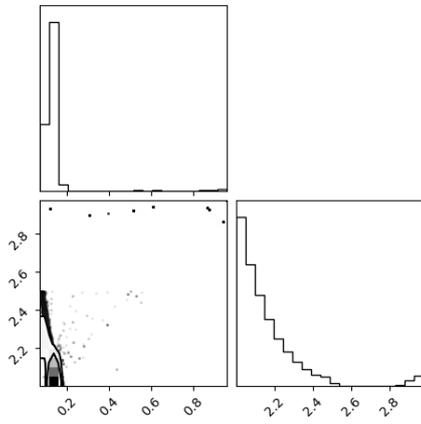


(e) Convergência dos walkers.

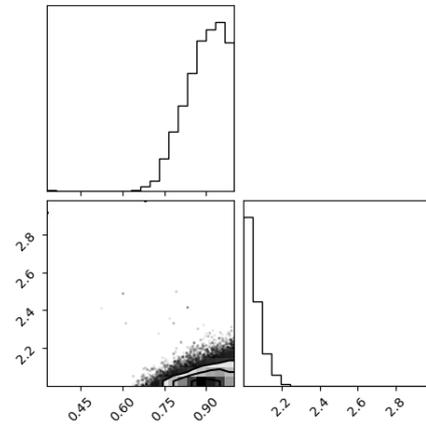


(f) Convergência dos walkers.

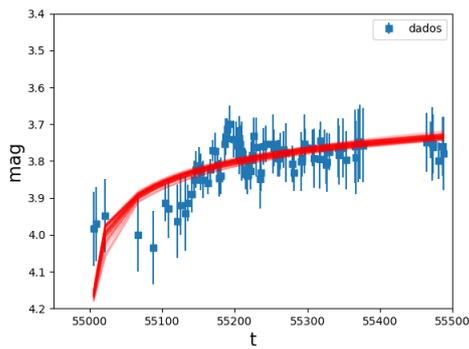
Figura 8: Resultados referentes ao ciclo 3 com o método 1, a coluna da esquerda são os ajustes da fase de formação e a coluna da direita são os ajustes da dissipação..



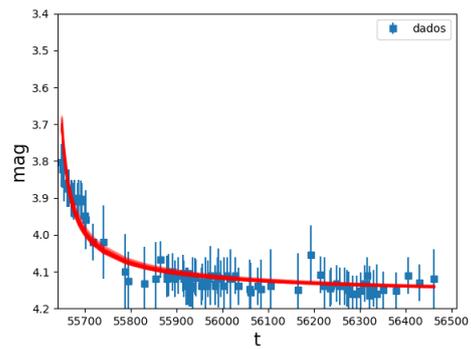
(a) Corner dos parâmetros α e \dot{M} .



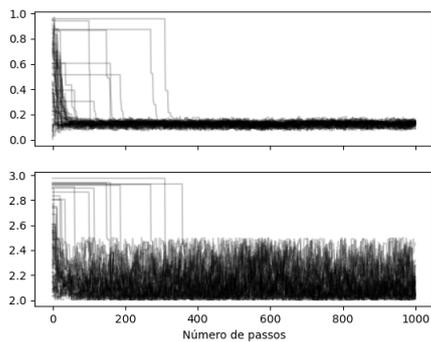
(b) Corner dos parâmetros α e \dot{M} .



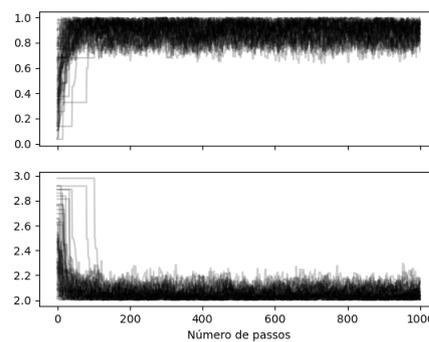
(c) Ajuste do modelo.



(d) Ajuste do modelo .



(e) Convergência dos walkers.



(f) Convergência dos walkers.

Figura 9: Resultados referentes ao ciclo 4 com o método 1, a coluna da esquerda são os ajustes da fase de formação e a coluna da direita são os ajustes da dissipação.

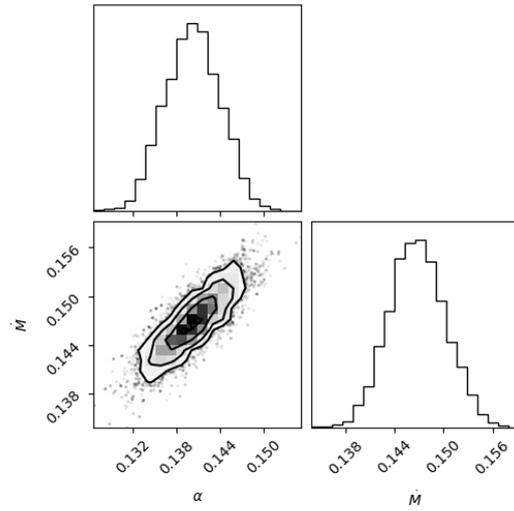
		Ciclo 1	ciclo 2	ciclo 3	ciclo 4
Ghoreyshi	α_f	$1,00 \pm 0,03$	$1,00 \pm 0,01$	$1,00 \pm 0,05$	$1,00 \pm 0,03$
	α_d	$0,20 \pm 0,03$	$0,13 \pm 0,01$	$0,21 \pm 0,05$	$0,11 \pm 0,03$
Método 1	α_f	—	$0,88 \pm 0,11$	$0,22 \pm 0,20$	$0,14 \pm 0,10$
	α_d	$0,10 \pm 0,07$	$0,27 \pm 0,02$	$0,7 \pm 0,16$	$0,89 \pm 0,07$
Método 2	α_f	—	$0,063 \pm 0,009$	$0,011 \pm 0,001$	$0,03 \pm 0,13$
	α_d	$0,140 \pm 0,003$	$0,054 \pm 0,009$	$0,0272 \pm 0,002$	$0,015 \pm 0,001$

Tabela 2: Comparação de resultados de α para formação e dissipação, de cada método.

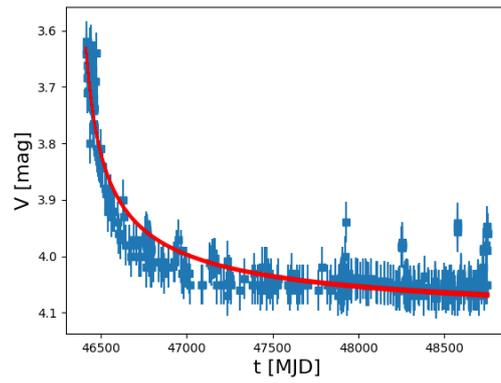
Por fim, podemos observar na figura 15, como os dois parâmetros ajustados, α e \dot{M} , evoluem com o tempo, podendo assim entender suas relações com as fases de formação e dissipação. Na Figura 15(a) vemos que o \dot{M} , ou seja, a taxa de injeção de massa, acompanha a curva de luz. O máximo de brilho da curva de luz, ao final da formação do ciclo 3, corresponde exatamente ao maior valor de taxa de injeção de massa encontrado pelo ajuste. Na Figura 15(b) é possível ver o comportamento de α , que afeta a escala de tempo, seja formação ou dissipação.

	Ghoreyshi et al. (2018)		Método 1		Método 2	
	\dot{M}_f	\dot{M}_d	\dot{M}_f	\dot{M}_d	\dot{M}_f	\dot{M}_d
ciclo 1	1,4 – 3,4	0,2	—	0	—	$0,147 \pm 0,003$
ciclo 2	1,9 – 3,4	4×10^{-3}	1	0	$0,95 \pm 0,05$	$0,158 \pm 0,007$
ciclo 3	0,4 – 3,7	4×10^{-3}	1	0	$1,25 \pm 0,04$	$0,02 \pm 0,008$
ciclo 4	0,1 – 2,6	2×10^{-3}	1	0	$0,65 \pm 0,02$	$0,003 \pm 0,003$

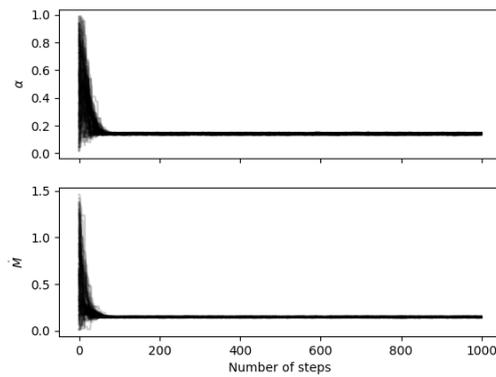
Tabela 3: Comparação de resultados de \dot{M} (taxa de injeção de massa) para formação e dissipação, de cada método. As unidades das taxas de injeção de massa correspondem a valores relativos.



(a) Corner dos parâmetros α e \dot{M} .

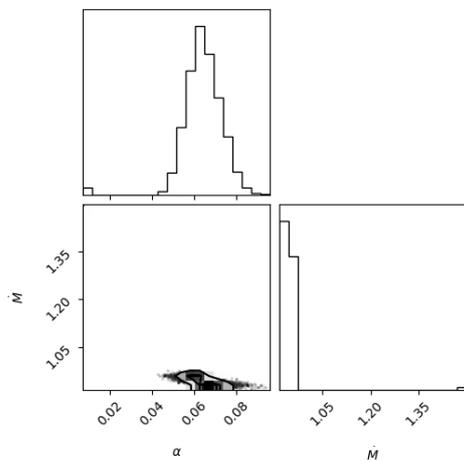


(b) Ajuste do modelo.

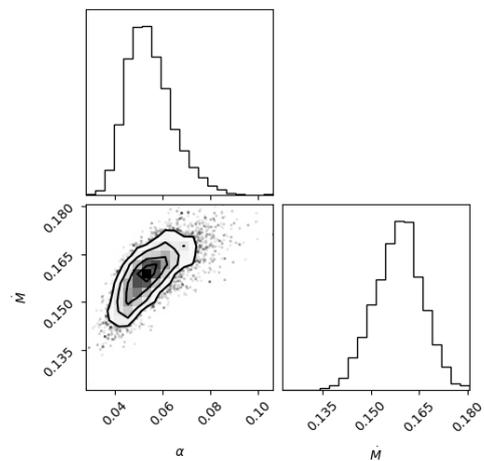


(c) Convergência dos walkers.

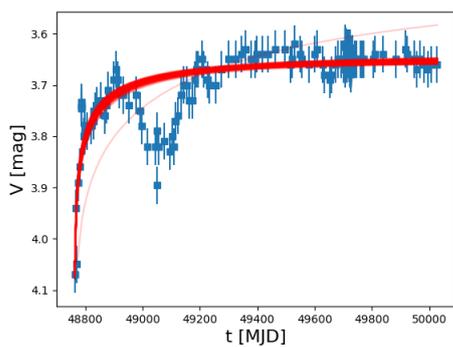
Figura 10: Resultados referentes a fase de dissipação do ciclo 1 com o método 2.



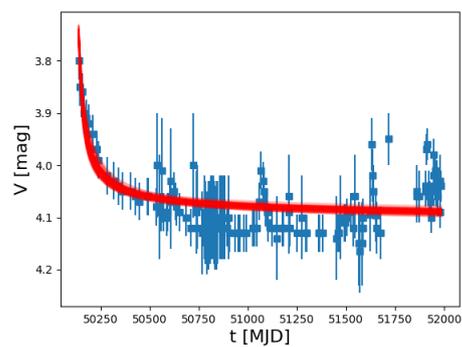
(a) Corner dos parâmetros α e \dot{M} .



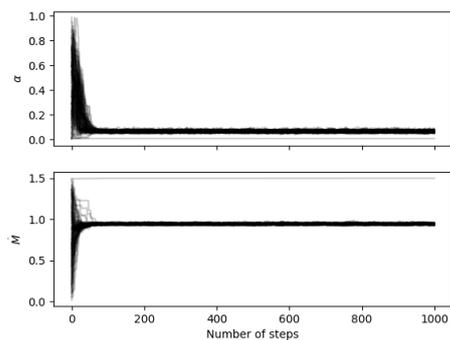
(b) Corner dos parâmetros α e \dot{M} .



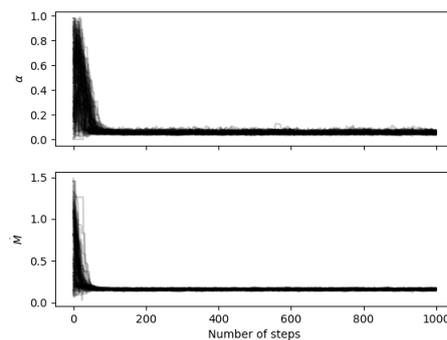
(c) Ajuste do modelo.



(d) Ajuste do modelo.

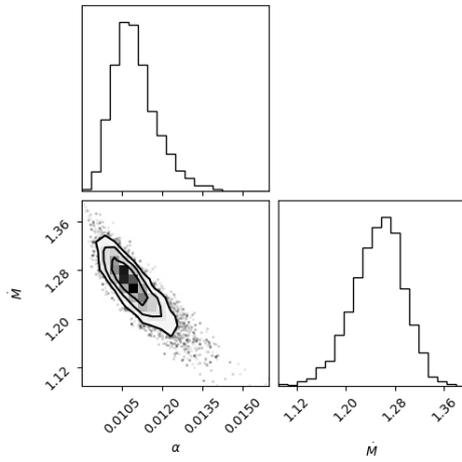


(e) Convergência dos walkers.

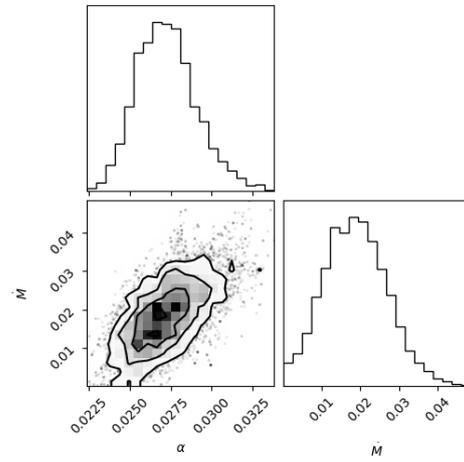


(f) Convergência dos walkers.

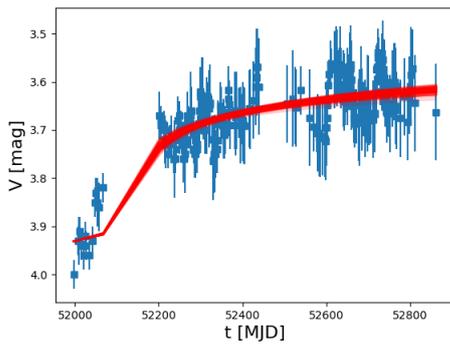
Figura 11: Resultados referentes ao ciclo 2 com o método 2, a coluna da esquerda são os ajustes da fase de formação e a coluna da direita são os ajustes da dissipação.



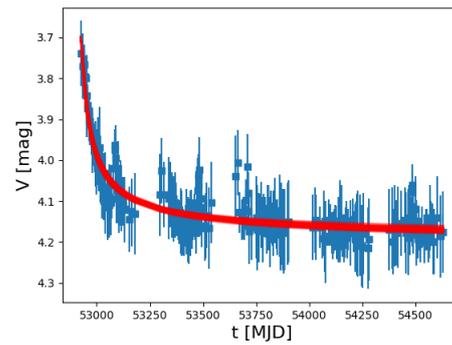
(a) Corner dos parâmetros α e \dot{M} .



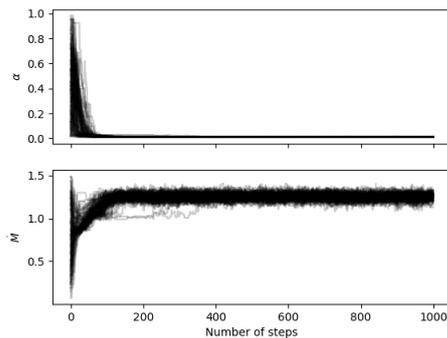
(b) Corner dos parâmetros α e \dot{M} .



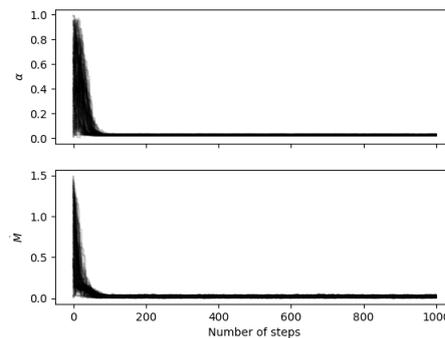
(c) Ajuste do modelo.



(d) Ajuste do modelo.

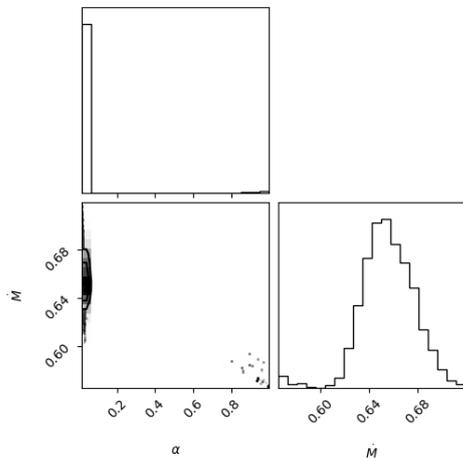


(e) Convergência dos walkers.

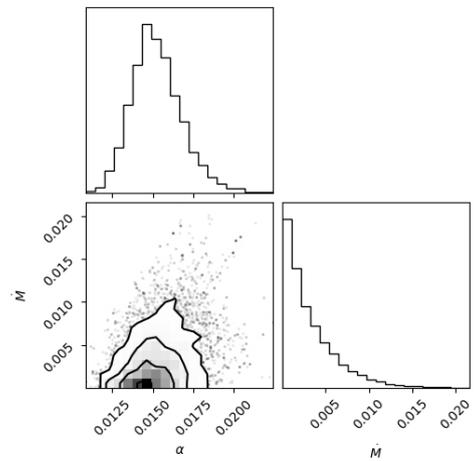


(f) Convergência dos walkers.

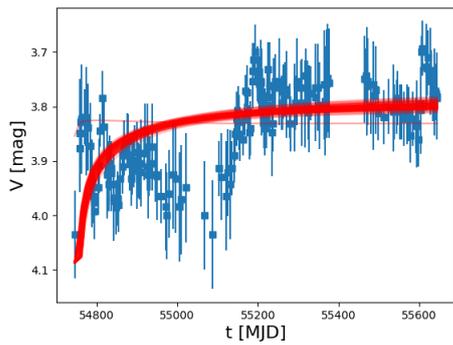
Figura 12: Resultados referentes ao ciclo 3 com o método 2, a coluna da esquerda são os ajustes da fase de formação e a coluna da direita são os ajustes da dissipação.



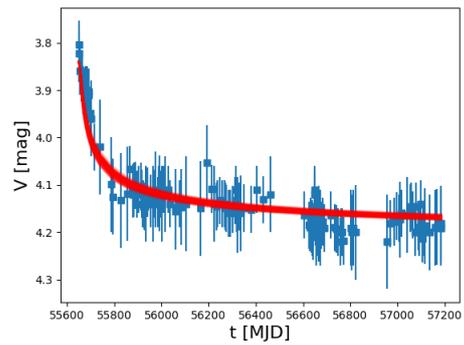
(a) Corner dos parâmetros α e \dot{M} .



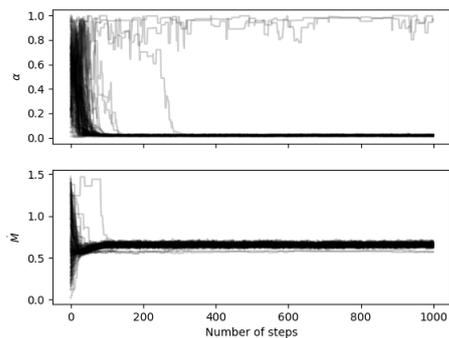
(b) Corner dos parâmetros α e \dot{M} .



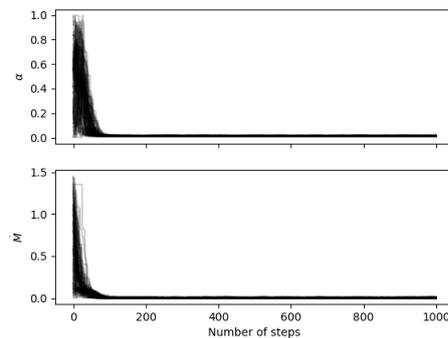
(c) Ajuste do modelo.



(d) Ajuste do modelo.



(e) Convergência dos walkers.



(f) Convergência dos walkers.

Figura 13: Resultados referentes ao ciclo 4 com o método 2, a coluna da esquerda são os ajustes da fase de formação e a coluna da direita são os ajustes da dissipação.

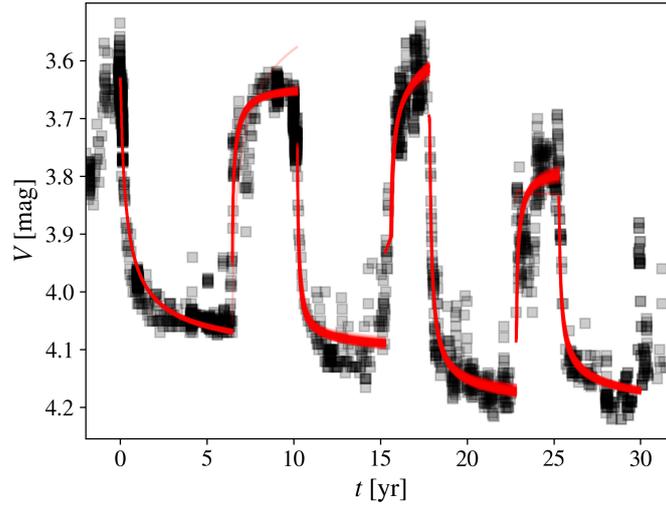
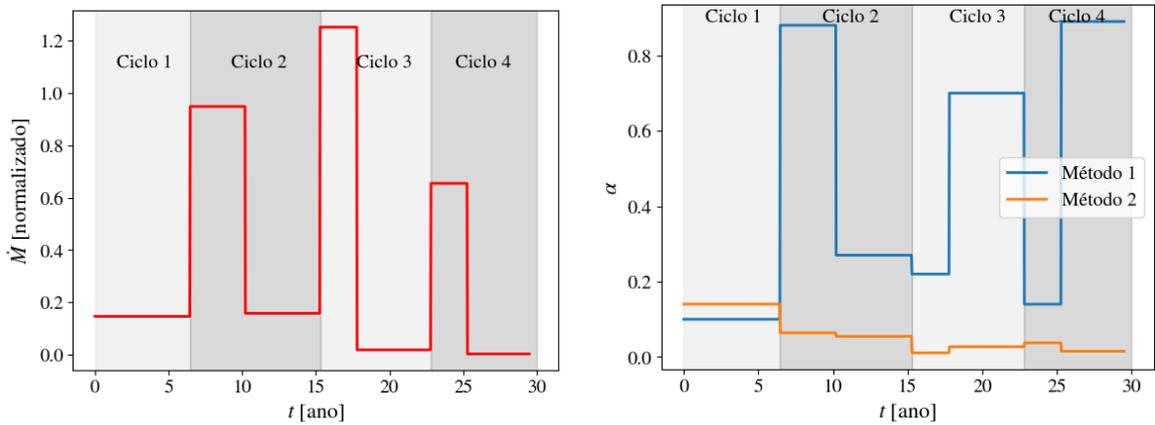


Figura 14: Visão geral dos ajustes de toda a curva de luz de ω CMa com o método 2.



(a) Evolução da taxa de injeção de massa \dot{M} . (b) Evolução do parâmetro de viscosidade α para ambos os métodos.

Figura 15: Evolução dos parâmetros ajustados em toda a curva de luz.

4 Conclusões

Neste trabalho, testamos duas novas metodologias para a interpretação de curvas de luz associadas a ciclos de construção e dissipação de discos de estrelas Be. O mérito desta metodologia reside na adoção de modelos simplificados, que apreendem as propriedades gerais de métodos mais sofisticados. Dois métodos foram sugeridos. O primeiro ajusta cada trecho do ciclo sem considerar a história prévia de injeção de massa. O segundo considera o histórico completo de \dot{M} , e se vale do fato de α controlar a escala de tempo do problema.

Utilizando o método 1, encontramos ajustes progressivamente melhores, ao longo dos ciclos da curva de luz. Isso porque esta abordagem assume que a dissipação ocorra com $\dot{M} = 0$, ou seja, não admite uma injeção de massa residual durante esta fase. Esta hipótese descreve melhor os últimos ciclos, conforme

podemos perceber nos níveis mínimos decrescentes do brilho do sistema. Já com o método 2, pudemos levar em consideração a história completa de \dot{M} . No entanto, por motivos ainda não bem compreendidos, os valores encontrados para α foram muito menores do que aqueles descritos na literatura. Estudos posteriores devem ajudar a elucidar esta questão.

5 Perspectivas

As perspectivas deste trabalho consistem em aperfeiçoar a metodologia aqui desenvolvida, e aplicá-las a outros sistemas com comportamento semelhante. Desta forma, poderemos construir um conjunto de determinações do parâmetro de viscosidade com alguma relevância estatística. Finalmente, pretendemos adaptar/reescrever o código SINGLEBE, de forma que ele permita que os valores de α fornecidos possam variar no tempo.

Referências

- Bessell, M. S., Castelli, F., & Plez, B. 1998, *A&A*, 333, 231
- Brussaard, P. J., & van de Hulst, H. C. 1962, *Reviews of Modern Physics*, 34, 507
- Budaj, J., Miller, B., Richards, M. T., & Koubsky, P. 2005, in *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, Vol. 206, American Astronomical Society Meeting Abstracts #206, 08.01
- Carciofi, A. C., Bjorkman, J. E., Otero, S. A., et al. 2012, *ApJ*, 744, L15
- de Moraes, T. G. B. 2022, DFI-UFS
- Foreman-Mackey, D., Hogg, D. W., Lang, D., & Goodman, J. 2013, *PASP*, 125, 306
- Ghoreyshi, M. R., Carciofi, A. C., Rímulo, L. R., et al. 2018, *MNRAS*, 479, 2214
- Haubois, X., Carciofi, A. C., Rivinius, T., Okazaki, A. T., & Bjorkman, J. E. 2012, *ApJ*, 756, 156
- Okazaki, A. T. 2007, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 361, *Active OB-Stars: Laboratories for Stellar and Circumstellar Physics*, ed. A. T. Okazaki, S. P. Owocki, & S. Stefl, 230
- Okazaki, A. T., Bate, M. R., Ogilvie, G. I., & Pringle, J. E. 2002, *MNRAS*, 337, 967
- Rímulo, L. R., Carciofi, A. C., Vieira, R. G., et al. 2018, *MNRAS*, 476, 3555
- Rivinius, T. 2013, in *Astrophysics and Space Science Proceedings*, Vol. 31, *Stellar Pulsations: Impact of New Instrumentation and New Insights*, ed. J. C. Suárez, R. Garrido, L. A. Balona, & J. Christensen-Dalsgaard, 253
- Rybicki, G. B., & Lightman, A. P. 1979, *Radiative processes in astrophysics*
- Shakura, N. I., & Sunyaev, R. A. 1973, *A&A*, 24, 337