

Universidade de São Paulo  
Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas  
Departamento de Astronomia

Florence Irene Helena de Almeida

**Observação com Espectroscopia de Alta  
Resolução da Explosão de 2011 da Nova  
Recorrente T Pyxidis**

São Paulo

2021



Florence Irene Helena de Almeida

# Observação com Espectroscopia de Alta Resolução da Explosão de 2011 da Nova Recorrente T Pyxidis

Trabalho de Conclusão de Curso apresentado  
ao Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências  
Atmosféricas da Universidade de São Paulo  
como requisito parcial para a obtenção do título  
de Bacharel em Astronomia.

Vertente: Pesquisa Básica

Orientador: Prof. Dr. Alessandro Ederoclite  
(IAG/USP)

São Paulo

2021



# Agradecimentos

À minha mãe, pelo carinho, paciência e por me ensinar a me permitir sonhar;

Aos meus irmãos e meu pai, que apesar dos milhares de quilômetros me acompanham de perto;

À Associação Atlética Acadêmica Gleb Wataghin, pelos amigos maravilhosos que me proporcionou;

Às minhas amigas Mila e Hyana que me ajudam todos os dias a não duvidar das minhas capacidades;

Ao meu amigo Uiran, pelas incontáveis mas não menos excelentes horas de aula particular de física;

Aos times Amélia Império e Handböhr, que sempre foram uma imensa fonte de prazer e descontração;

Ao meu orientador Prof. Dr. Alessandro Ederoclite, que me devolveu o gosto pela Astronomia;

Ao grupo de pesquisa WOTSAP, por compartilhar tantas vivências;

Ao grupo de Binárias Jovens, em especial à Dr.<sup>a</sup> Larissa Takeda, pelos ensinamentos;

Ao Prof. Dr. Marcos Dias, pelos dados do SOAR/Goodman;

À minha co-orientadora Prof.<sup>a</sup> Dr.<sup>a</sup> Jane Gregorio-Hetem, pelo apoio ao longo da disciplina AGA0298;

Aos colegas da disciplina AGA0298, em especial Melissa e Isabela pelo companheirismo nessa reta final;

À USP, pelo apoio financeiro através do Programa Unificado de Bolsas;

À minha gata Luna, que me deixou fazer carinho nela para relaxar sempre que necessário.

---

Esta tese/dissertação foi escrita em  $\text{\LaTeX}$  com a classe IAGTESE, para teses e dissertações do IAG.

# Resumo

T Pyxidis é uma variável cataclísmica que entra na categoria de Nova Recorrente. Diferente de Novas Clássicas, Novas Recorrentes nos fornecem o privilégio de testemunhar os processos físicos de um ciclo completo de uma Nova: sua recorrência sendo da ordem de algumas décadas, observaram-se no caso de T Pyx seis explosões desde sua descoberta em 1890, tornando-a uma das Novas melhor estudadas. Sua última explosão em 2011 foi observada com o espectrógrafo VLT/X-Shooter em três bandas (Ultravioleta, Visível e Infravermelho próximo), fornecendo detalhes sem precedentes do processo. Através da análise dos dados fotométricos e espectroscópicos tomados ao longo de mais de um ano de observações, busca-se determinar a extinção decorrente do meio interestelar, a distância, a estrutura do envoltório ejetado e entender como a massa da estrela primária do sistema varia ao longo de um ciclo.



# Abstract

T Pyxidis is a cataclysmic variable that falls into the category of Recurrent Novae. Unlike classical Novae, recurrent Novae provide us with the privilege of witnessing the physical processes of a complete cycle of a Nova: its recurrence being of the order of a few decades, six explosions have been observed in the case of T Pyx since its discovery in 1890, making it one of the best-studied Novae. Its last explosion in 2011 was observed with the VLT/X-Shooter spectrograph in three spectral bands (Ultraviolet, Visible, and near-infrared), providing unprecedented details of the process. By analyzing photometric and spectroscopic data taken over more than a year of observations, we seek to determine the extinction of the interstellar medium, the distance, the structure of the ejected envelope, and how the mass of the primary star in the system varies over one cycle.



## Lista de Figuras

1.1	Representação gráfica de perfis P Cygni e sua origem. . . . .	15
1.2	Curva de luz da explosão de 2011 de T Pyxidis. . . . .	16
1.3	Imagem de T Pyx na banda UV pelo HST. . . . .	17
2.1	Velocidades de expansão do material opticamente espesso. . . . .	20
2.3	Variação dos fluxos das linhas de recombinação do hidrogênio. . . . .	23
2.4	Larguras equivalentes do dubleto de sódio em função do tempo. . . . .	24
2.5	Extinções do meio interestelar estimadas em função do tempo. . . . .	25
2.6	Extinções do meio interestelar encontradas da literatura. . . . .	25
2.7	Comparação dos valores de extinção com mapas de poeira da Galáxia. . . . .	26
2.8	Estimativas para a distância de T Pyx encontradas na literatura. . . . .	27
2.9	Evolução no tempo dos principais parâmetros físicos. . . . .	30
2.10	Velocidades de expansão do material opticamente fino. . . . .	31



# Sumário

1. <i>Introdução</i> . . . . .	13
2. <i>Desenvolvimento</i> . . . . .	19
2.1 Observações . . . . .	19
2.2 Metodologia . . . . .	19
2.3 Resultados . . . . .	20
2.3.1 Análise dos perfis P Cygni . . . . .	20
2.3.2 Determinação da extinção do meio interestelar e da distância . . . . .	21
2.3.3 Determinação dos parâmetros físicos . . . . .	27
3. <i>Conclusão</i> . . . . .	33
<i>Referências</i> . . . . .	37



## Introdução

Novas clássicas são eventos astronômicos transitórios provocados por uma explosão termonuclear que ocorre em sistemas binários produzindo um aumento significativo da sua luminosidade. Elas entram na categoria de variáveis cataclísmicas (Bode & Evans 2012), que podem ser muito diversas de um ponto de vista fenomenológico considerando a razão das massas das estrelas do sistema, seus respectivos campos magnéticos e a inclinação de suas órbitas em relação ao observador. Esses sistemas apresentam períodos orbitais que variam da ordem de dezenas de minutos a centenas de dias, mas a maioria percorre uma órbita completa em cerca de algumas horas. Eles são formados por uma anã branca - também designada como estrela primária - e uma estrela que ainda se encontra na sequência principal - chamada de estrela secundária. Essas estrelas interagem entre si, isto é, há transferência de massa através do lóbulo de Roche da secundária para a primária na forma de um disco de acreção (Warner 1995).

De acordo com Carroll & Ostlie (2006), a anã branca acumula matéria a uma taxa de aproximadamente  $10^{-8}$  a  $10^{-9} M_{\odot}$  por ano. O hidrogênio é acumulado na superfície da estrela onde o gás é sustentado pela pressão de degenerescência dos elétrons. Em decorrência da acreção, o material é comprimido e aquecido progressivamente. Quando a pressão está suficientemente elevada, desencadeiam-se reações termonucleares sustentadas principalmente pelo ciclo CNO. Vale salientar que no tocante à matéria degenerada, a pressão se torna independente da temperatura do meio. Por conta disso, o material acumulado não expande. Quando esse gás atinge a temperatura de Fermi - neste caso, da ordem de milhões de Kelvins - ele deixa de ser degenerado e somente então ocorre um aumento súbito e drástico na luminosidade intrínseca do sistema decorrente da violenta ejeção do gás. A intensa pressão de radiação resultante sustenta a princípio a expansão

dessa camada de hidrogênio excedente. É importante reforçar que a anã branca não é destruída em decorrência da explosão termonuclear. Eventualmente, o sistema volta à sua configuração de repouso e recomeça o processo de acreção de matéria, marcando o fim de um ciclo e o início do próximo.

Segundo Williams (1994), o estudo de Novas emprega técnicas similares às utilizadas para analisar nebulosas, galáxias de núcleo ativo e quasares pois todos apresentam espectros com fortes linhas de emissão. Novas se destacam na complexidade e diversidade de objetos que se encaixam nessa categoria. Os espectros apresentam características drasticamente discrepantes no decorrer de semanas que seguem a explosão, tanto na variedade de espécies químicas detectadas quanto na complexidade dos perfis das linhas de emissão emergentes. De forma geral, é possível dividir a análise deste trabalho em duas fases: o estágio inicial, onde são detectáveis perfis P Cygni nas principais linhas de emissão; e a fase nebular, onde já não se observam mais tais perfis. Perfis P Cygni são linhas de absorção produzidas por um envoltório de material ejetado que se encontra em expansão. De acordo com a Figura 1.1, enquanto as linhas de emissão são devidas ao movimento do material ejetado perpendicular à linha de visada do observador, um perfil P Cygni corresponde à uma absorção deslocada para o azul que é causada pelo material (opticamente espesso) que se aproxima do observador, interceptando fótons vindos do objeto central. Na fase nebular, além de não observarmos mais essas absorções, constata-se o surgimento de linhas de emissão proibidas devido ao aumento do nível de ionização do gás. Essas linhas costumam apresentar um topo mais achatado do que no estágio inicial. Ademais, em Williams (2012), Novas são divididas em duas categorias espectrais: He/N e Fe II. É constatado que todos os espectros se encaixam em uma dessas duas classes onde a linha ou o conjunto de linhas mais brilhantes, com exceção das linhas de Balmer, são as de He/N ou Fe II.

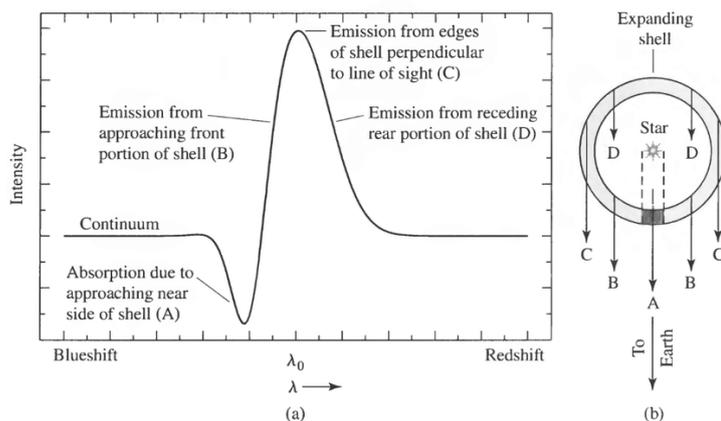


Figura 1.1: Esta figura foi adotada de Carroll & Ostlie (2006). O gráfico da esquerda representa um exemplo de uma linha de emissão que apresenta um perfil P Cygni. As letras indicam em que parte do objeto, representado graficamente à direita, se origina um dado trecho da linha em questão.

Por mais que Novas clássicas sejam fenômenos cíclicos, esses duram cerca de dezenas de milhares de anos dada a sua taxa de acreção anual. Por isso, somente é possível estudar um ciclo completo através das chamadas Novas Recorrentes que ocorrem numa escala de tempo comparável ao da vida humana. Enquanto Novas são de forma geral bem conhecidas e compreendidas, elas ainda são motivo de muita discussão na comunidade científica.

T Pyxidis - ou T Pyx - ocupa um espaço especial na sua categoria de Nova Recorrente. Ela se encaixa em uma classe espectral híbrida uma vez que seus espectros acusam tanto linhas de He/N quanto de Fe II. Ela apresentou explosões seis vezes desde sua descoberta em 1890 e por isso é considerada como uma das Novas mais bem estudadas. Esperava-se que explodisse no final dos anos 80, mas foi somente em 2011 que detectou-se outra explosão, cuja curva de luz está representada na Figura 1.2.

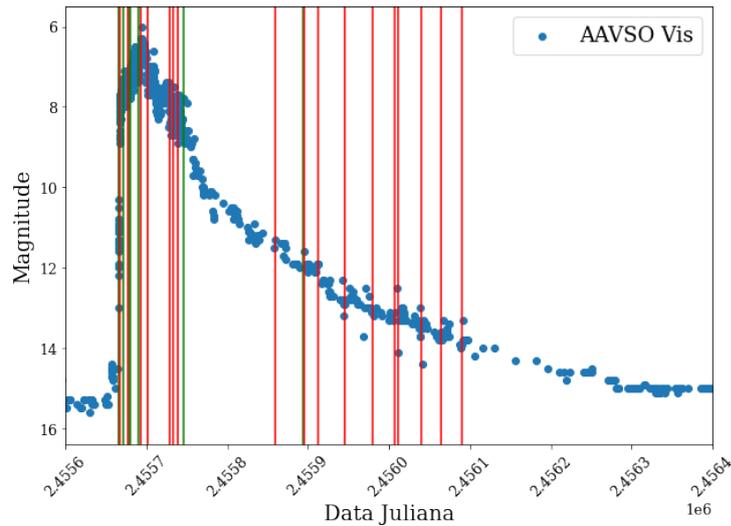
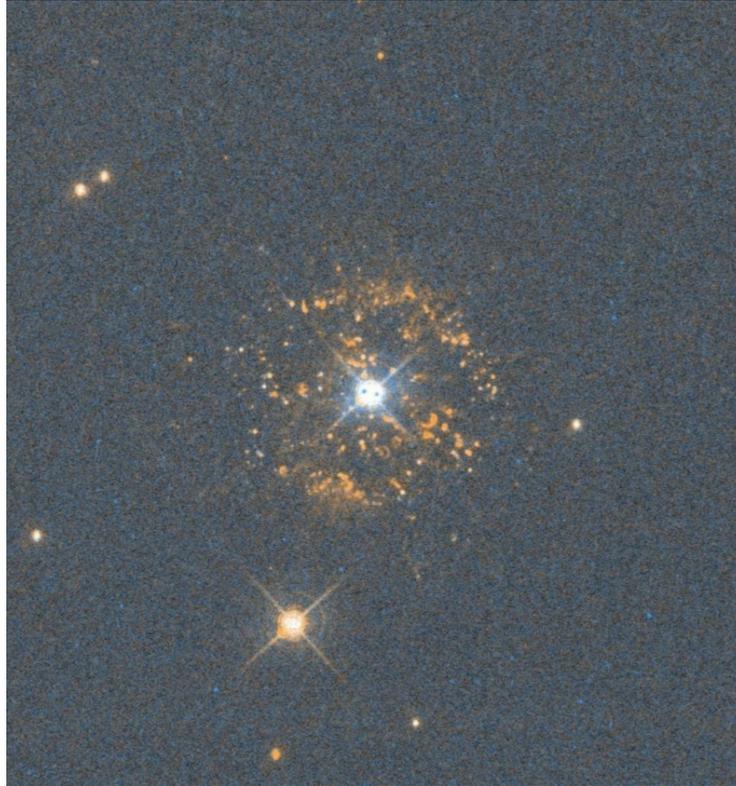


Figura 1.2: Curva de luz da explosão de 2011 de T Pyxidis. As linhas verticais em vermelho representam as observações feitas com o VLT/X-Shooter e as verdes, com o SOAR/Goodman. Estas observações se referem ao período durante o qual a Nova apresentou um brilho diferente do constatado na sua fase de quiescência.

Apesar de ser recorrente, T Pyx se comporta como uma Nova clássica e é do tipo *slow* (Carroll & Ostlie 2006). Novas do tipo *fast* levam menos de duas semanas para que seja constatada uma diminuição da ordem de duas magnitudes no seu brilho máximo enquanto que Novas do tipo *slow* levam mais tempo. Por isso, T Pyx nos fornece o privilégio de estudar com detalhes sem precedentes os processos físicos que ocorrem durante a explosão de uma Nova. O objetivo deste trabalho se resume em conseguir deduzir as propriedades físicas de T Pyx assim como modelar a estrutura do material ejetado visível na Figura 1.3, onde é possível enxergar o envoltório ejetado e seu aspecto grumoso, e por fim, buscar entender se a massa da anã branca aumenta ou diminui durante um ciclo.



*Figura 1.3:* Imagem obtida no *software* Aladin a partir de uma imagem do HST de dados na banda UV. É possível observar os sistemas complexos de gás em expansão cercando o sistema binário central que se acredita terem sido produzidos em erupções prévias à de 2011.



## Desenvolvimento

### 2.1 Observações

Este trabalho baseia-se em 89 espectros obtidos nos três braços do espectrógrafo VLT/X-Shooter (UBV, VIS e NIR) e nas grades de dispersão azul e vermelho do SOAR/Goodman. Esses dados espectroscópicos têm uma resolução razoavelmente elevada. A resolução espectral é dada pela razão

$$\lambda/\Delta\lambda, \tag{2.1}$$

onde  $\Delta\lambda$  corresponde à menor separação entre linhas que pode ser resolvida em um dado comprimento de onda. Os espectros produzidos pelo VLT/X-Shooter são referentes ao primeiro ano de evolução da explosão, cobrindo tanto a fase inicial quanto nebular: a resolução varia entre 20000 (quando o objeto atingiu seu brilho máximo) e 5000 (nos estágios menos brilhantes). Já, os que foram gerados pelo SOAR/Goodman cobrem os três primeiros meses que sucederam a erupção e o mês de novembro de 2011, época de transição para a fase nebular. Nesse caso, a resolução é de 2800.

### 2.2 Metodologia

Considerando as formas irregulares das linhas e a falta de modelos teóricos que sirvam de comparação, usa-se a ferramenta *splot* do IRAF (*Image Analysis and Reduction Facility*) para medir as linhas de emissão (e algumas de absorção). O IRAF permite fazer ajustes gaussianos (usando o comando *k-k*) para obter o comprimento de onda, o fluxo, a FWHM - do inglês *Full Width at Half Maximum*, isto é, a largura da linha na altura correspondente à metade do valor máximo do fluxo, também conhecida como largura à meia altura - e

a largura equivalente das linhas (esta última usando o comando `e-e`). Por fim, para usar os valores corrigidos dos fluxos das linhas necessárias, subtrai-se a extinção adequada dos espectros usando a função `deredden` do IRAF para medir . No total, mais de 5400 linhas de emissão e absorção foram medidas. Todos os gráficos e cálculos foram realizados através de programas desenvolvidos em Python exclusivamente para este trabalho.

## 2.3 Resultados

### 2.3.1 Análise dos perfis P Cygni

Estimam-se as velocidades de expansão do gás opticamente espesso a partir do comprimento de onda dos perfis P Cygni detectáveis nos primeiros meses após a explosão com base na Equação 2.2, cujos resultados são apresentados na Figura 2.1

$$v_{\text{exp}} = \frac{(\lambda_{\text{Fmax}} - \lambda_{\text{PCygni}}) \times 300000}{\lambda} \quad (2.2)$$

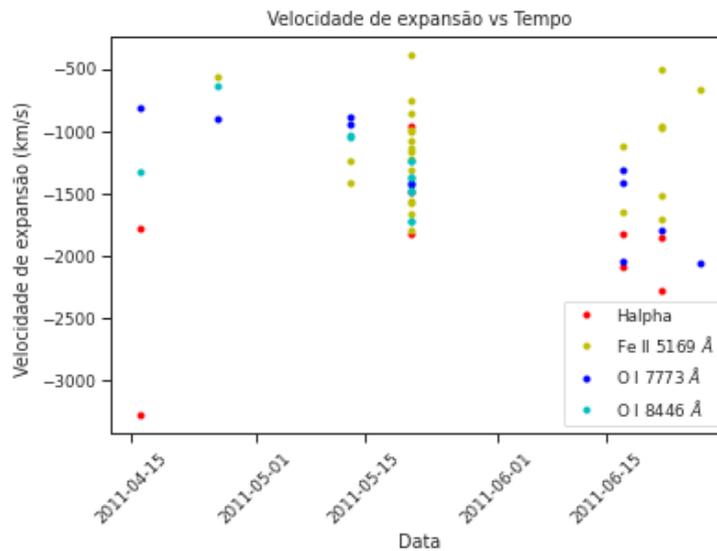


Figura 2.1: Evolução no tempo das velocidades de expansão do material opticamente espesso.

As linhas analisadas foram  $H\alpha$ ,  $\text{Fe II } \lambda 5169 \text{ \AA}$  e  $\text{O I } \lambda\lambda 7773, 8446 \text{ \AA}$  por serem muito brilhantes no período em questão. A fim de entender como diferentes íons se comportam em função do tempo, optou-se por analisar as linhas de oxigênio citadas que são particularmente intensas quando T Pyx atinge o seu brilho máximo, assim como explicado em Williams (2012). Contrariamente ao exemplificado na Figura 1.1, verifica-se que certas

linhas apresentam mais de um perfil P Cygni simultaneamente. Por isso, observam-se nos mesmos dias velocidades diferentes referentes à uma mesma linha de emissão. De modo geral, em módulo, as velocidades estão aumentando com tempo. No tocante aos íons de oxigênio, nota-se que ambas as linhas apresentam um comportamento parecido com apenas um perfil P Cygni em todos os dias prévios ao brilho máximo atingido pela Nova e mais de um em datas posteriores.

A Figura 2.2 representa a evolução dos fluxos das linhas de absorção onde é possível notar que esses tendem a aumentar até o momento em que T Pyx atinge seu brilho máximo no início de maio de 2011, e então diminuem progressivamente. Ambas as Figuras 2.1 e 2.2 mostram um aumento drástico da ocorrência de perfis P Cygni nas linhas de emissão analisadas logo após essa data.

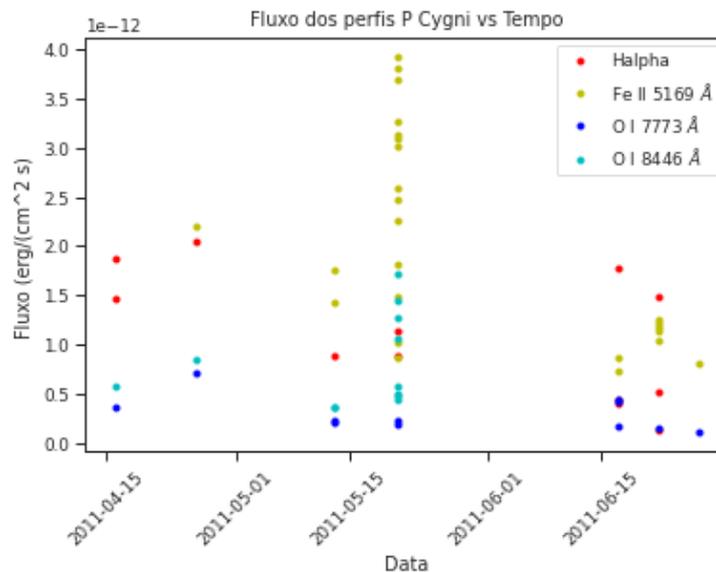


Figura 2.2: Evolução no tempo dos fluxos dos perfis P Cygni.

### 2.3.2 Determinação da extinção do meio interestelar e da distância

Existem diversos métodos elencados em Ederoclite et al. (2006) para calcular a extinção que dependem de diferentes linhas de emissão que se originaram na Nova, ou de absorções decorrentes da presença de matéria interestelar que se encontra na linha de visada. Mais precisamente, reproduzem-se os procedimentos explicitados em Williams (1994), Munari & Zwitter (1997) e Friedman et al. (2011) que consistem em estimar a extinção usando as razões dos fluxos das linhas H I  $\lambda 10049 \text{ \AA}$  e H I  $\lambda 4861 \text{ \AA}$  assim como He I  $\lambda 4471 \text{ \AA}$  e He

II  $\lambda 10124 \text{ \AA}$ , as larguras equivalentes da linha de absorção Na I  $\lambda 5890.0 \text{ \AA}$  e de algumas bandas interestelares difusas - ou DIBs (do inglês *Diffuse Interstellar Bands*)  $5780 \text{ \AA}$ ,  $5799 \text{ \AA}$ ,  $6196 \text{ \AA}$  e  $6203 \text{ \AA}$ , respectivamente. Todas essas linhas de absorção são observadas em espectros de estrelas caso sua luz tenha passado por uma quantidade significativa de matéria interestelar antes de chegar no observador.

Em Ederoclite et al. (2006), a extinção é calculada usando os fluxos das linhas de emissão de hidrogênio e hélio através das seguintes equações:

$$E_{B-V_{\text{HeII}}} = 1.01 \log(4.1F_{10124}/F_{4686}), \quad (2.3)$$

$$E_{B-V_{\text{HI}}} = 1.08 \log(17F_{10049}/F_{4861}). \quad (2.4)$$

Em Munari & Zwitter (1997), usa-se o valor médio da largura equivalente da linha de absorção Na I  $5890.0 \text{ \AA}$ . De acordo com os valores tabelados no artigo, constata-se que quanto maior a largura equivalente das linhas, maior a extinção do meio.

Por fim, em Friedman et al. (2011) o cálculo é feito usando a bandas difusas interestelares citadas acima, conforme a Equação 2.5.

$$E_{B-V} = a + b \times W_{\lambda}, \quad (2.5)$$

onde os coeficientes  $a$  e  $b$  são tabelados de acordo com a linha estudada e  $W_{\lambda}$  corresponde à largura equivalente da mesma. Nessa equação, a largura equivalente é dada em  $m\text{\AA}$  enquanto o IRAF fornece os dados em  $nm$ . Portanto, é preciso lembrar de realizar as conversões necessárias.

Com um programa em Python desenvolvido para este trabalho, visualiza-se a evolução no tempo dos fluxos das principais linhas de recombinação do hidrogênio e hélio assim como suas respectivas razões. Analisa-se também a variação da largura equivalente do duplete de sódio (Na I  $\lambda 5890.0 \text{ \AA}$  e Na I  $\lambda 5895.5 \text{ \AA}$ ).

As extinções do meio interestelar calculadas de acordo com cada método são então comparadas com os resultados encontrados em estimativas prévias disponíveis na literatura. Os gráficos da Figura 2.3 descrevem a evolução no tempo do fluxo das duas principais linhas de recombinação do hidrogênio e das suas razões assim como dos fluxos de  $H\beta$  em relação à linha em  $10049 \text{ \AA}$ .

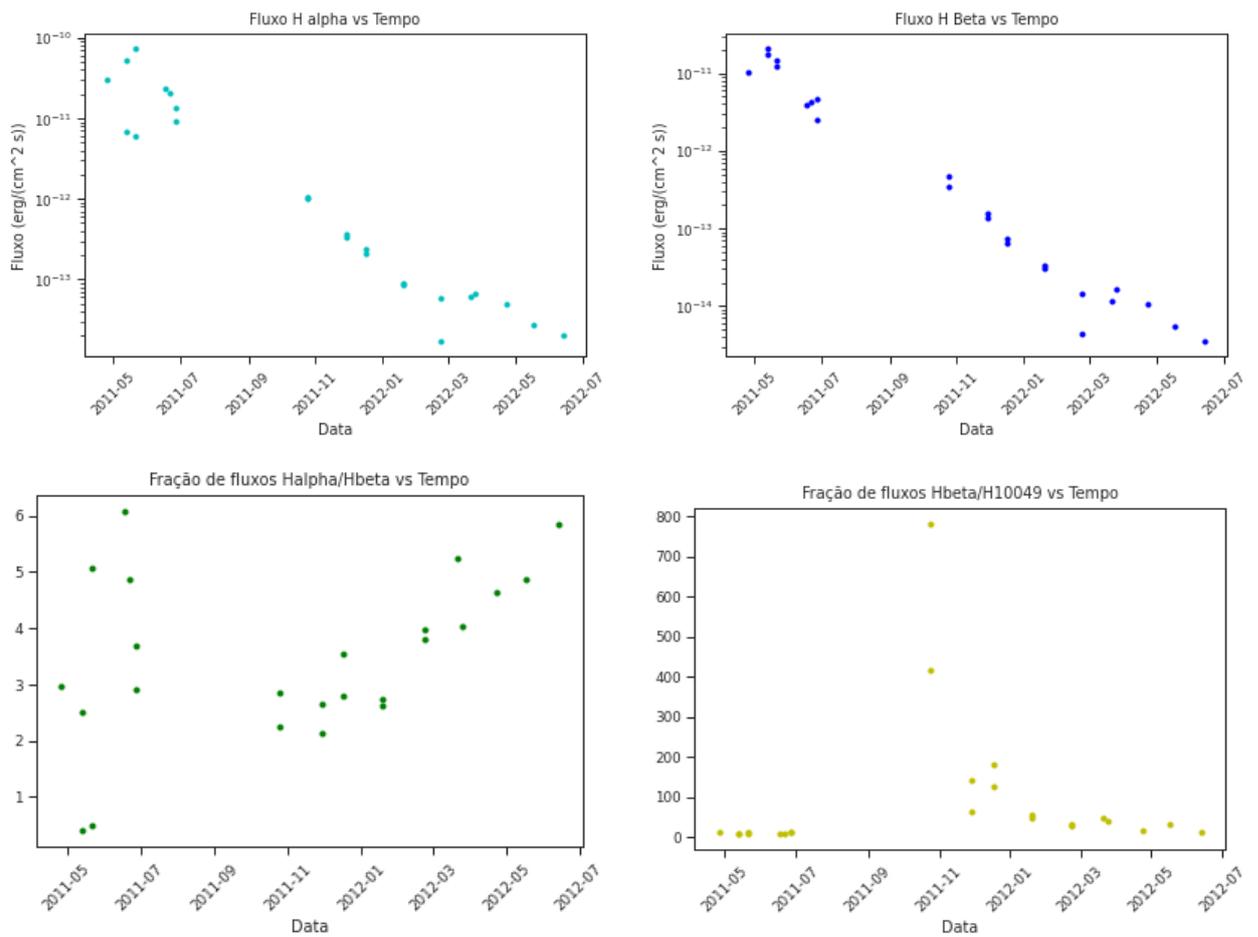


Figura 2.3: Da esquerda para a direita, de cima para baixo: Variação do fluxo da linha  $H\alpha$ ,  $H\beta$ , da razão dos fluxos das linhas  $H\alpha$  e  $H\beta$  e da razão dos fluxos das linhas  $H\beta$  e  $H\text{ I } \lambda 10049 \text{ \AA}$  em função do tempo.

De forma geral, o fluxo de  $H\alpha$  aumenta levemente após a erupção em Nova até atingir um máximo e começa a diminuir progressivamente em seguida. Notam-se algumas flutuações nos estágios iniciais e finais da expansão do envoltório ejetado. Os dados referentes a  $H\beta$  mostram um comportamento análogo. No tocante à evolução temporal da razão dos fluxos  $H\alpha/H\beta$ , os dados flutuam nos três primeiros meses de observação. Depois, parecem seguir uma regressão linear crescente. Em relação a  $H\beta/H\text{ I } \lambda 100494 \text{ \AA}$ , nota-se um pico cerca de seis meses após a explosão. Em seguida, o valor da razão volta a diminuir com o tempo. Tais flutuações são decorrentes dos perfis relativamente complexos das linhas analisadas e também porque estas estão sujeitas à contaminação por outras espécies químicas caracterizadas por comprimentos de onda muito próximos entre si. Assim, a resolução espectral dos instrumentos utilizados não é suficiente para discriminar adequadamente as linhas em questão.

Por outro lado, observa-se na Figura 2.4 que a largura equivalente das linhas de sódio permanece aproximadamente constante com o tempo. Esse resultado é esperado já que tais linhas se formam na matéria presente no meio interestelar, que não deve sofrer perturbações significativas na escala de tempo observada.

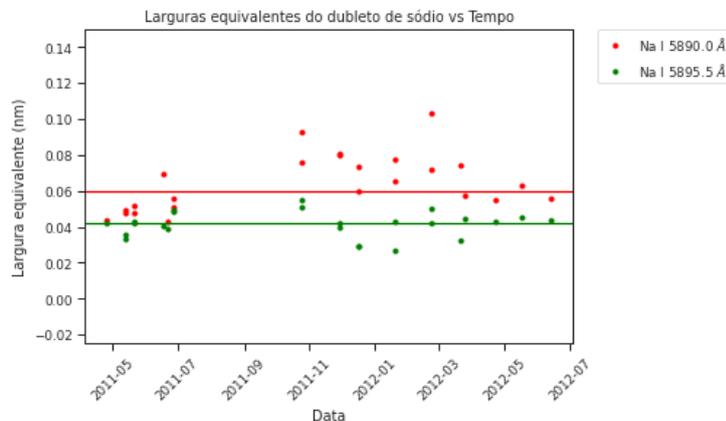


Figura 2.4: Larguras equivalentes do duplete de sódio em função do tempo. As linhas cheias vermelho e verde representam os valores médios de largura equivalente de cada linha.

Com base nos fluxos das linhas de recombinação do hidrogênio  $H\text{ I } \lambda 10049 \text{ \AA}$ ,  $H\beta$  e  $H\alpha$  e hélio  $\text{He I } \lambda\lambda 4471, 5876 \text{ \AA}$  e  $\text{He II } \lambda\lambda 10124, 10830 \text{ \AA}$  e nas Equações 2.3 e 2.4 obtiveram-se dois valores para a extinção: 0.21 e 0.49 mag. A partir da largura equivalente das linhas de absorção  $\text{Na I } \lambda 5890 \text{ \AA}$  e  $\text{K I } \lambda 7699 \text{ \AA}$ , chegou-se em extinções de 0.6 e 0.1 mag, respectivamente. Por fim, usando as DIBs ( $5780 \text{ \AA}$ ,  $5799 \text{ \AA}$ ,  $6196 \text{ \AA}$  e  $6203 \text{ \AA}$ ) e a

Equação 2.5, as extinções encontradas flutuam em torno de 0.59 mag. A Figura 2.5 fornece a distribuição dos valores de todas as extinções obtidas ao longo do tempo, com os quatro métodos assim como o valor médio de todas as estimativas. O intervalo entre a média, destacada em vermelho, e as linhas tracejadas são da ordem de  $1\sigma$ .

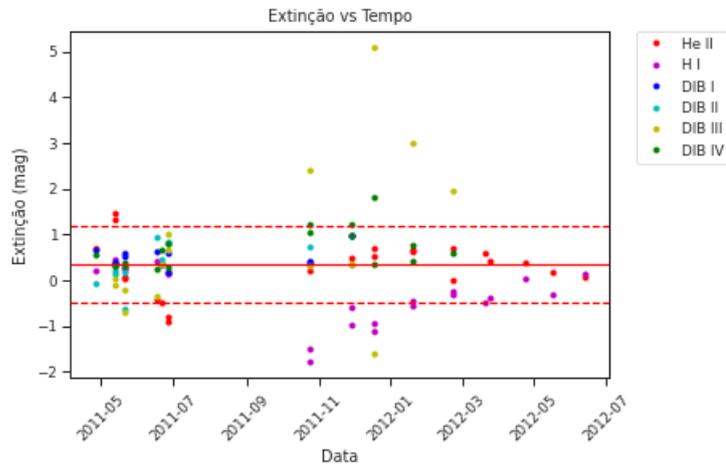


Figura 2.5: Extinções do meio interestelar estimadas em função do tempo. As *DIBs* estão listadas na ordem apresentada no texto.

Através de uma extensa pesquisa bibliográfica, compararam-se esses valores com outras estimativas de absorção do meio interestelar para o mesmo objeto publicados por Godon et al. (2014), Schaefer et al. (2013), Shore et al. (2011), Selvelli et al. (2008), Patterson et al. (1998) e Bruch et al. (1981), representados na Figura 2.6.

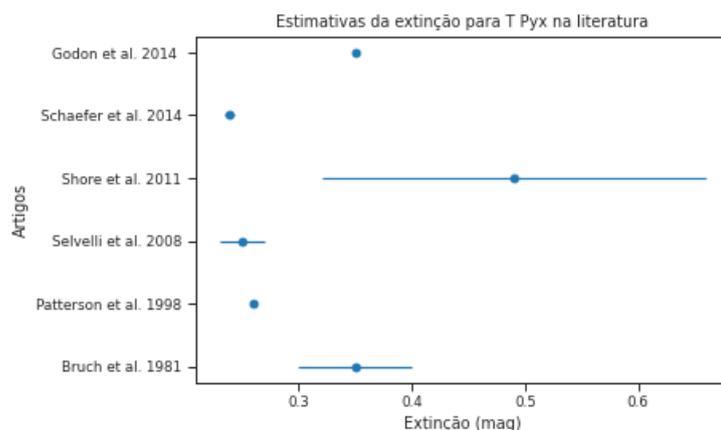


Figura 2.6: Extinções do meio interestelar encontradas da literatura, baseado em artigos publicados nos últimos 40 anos.

Nota-se que nem todos apresentam valores de incerteza e quando o fazem, são da ordem de 10% a cerca de 40% do valor calculado. As maiores barras de erro obtidas por Shore

et al. (2011) são devidas ao uso das bandas de absorção interestelares. Em Friedman et al. (2011) é explicado que esses erros são principalmente causados por uma escolha errada do contínuo ou pela contaminação de outras linhas presentes. Em Selvelli et al. (2008) e Bruch et al. (1981), a extinção foi obtida usando dados na banda UV do telescópio IUE, usando a linha de absorção  $\lambda$  2175 Å. Essa linha é particularmente brilhante, o que facilita a identificação do contínuo para medi-la e portanto, diminui o erro na estimativa da extinção. A seguir, na Figura 2.7, comparam-se os valores das absorções interestelares calculadas para este trabalho com os mapas de poeira da Galáxia apresentados em Schlegel et al. (1998) e Planck Collaboration et al. (2014).

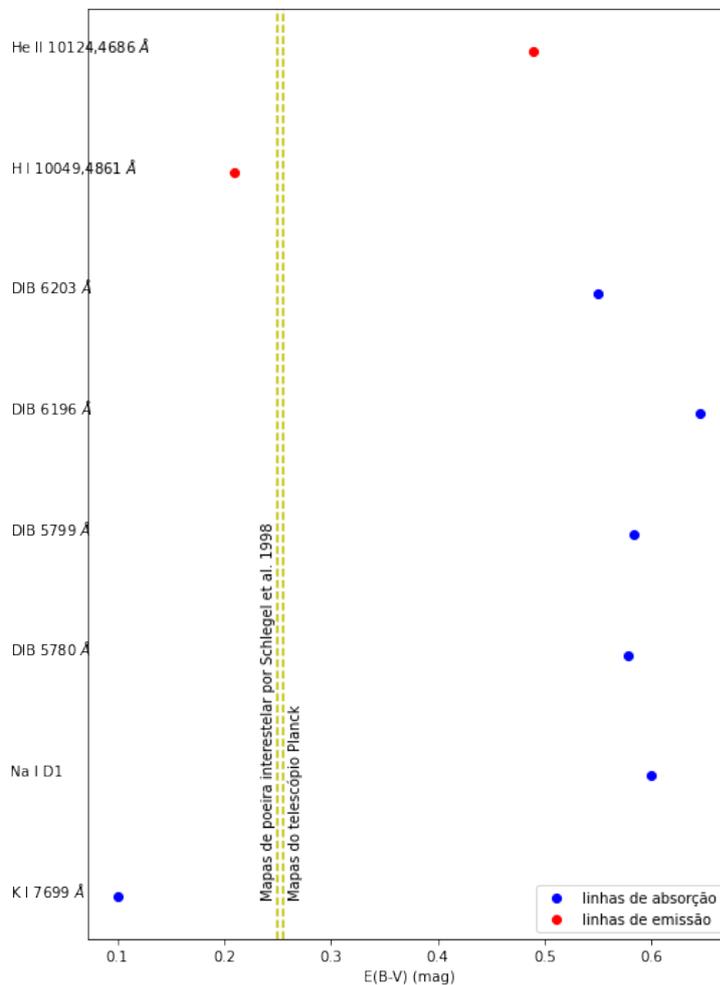


Figura 2.7: Valores de extinção encontrados usando as linhas de absorção de sódio, potássio, bandas interestelares difusas e linhas de emissão do hidrogênio e hélio. Os pontilhados representam os valores de extinção do meio interestelar definidos por mapas de poeira da Galáxia.

Constata-se que os valores estimados utilizando as *DIBs*, o sódio e o hélio fornecem extinções 0.1 a 0.2 mag acima dos valores propostos pelos mapas de poeira e pelas linhas de

hidrogênio e potássio. Levando em consideração que a maioria dos valores apresentados na Figura 2.6 flutuam entre 0.25 e 0.35 mag, isto é, indo de acordo com os mapas mencionados, optou-se por adotar uma extinção de 0.25 mag para determinar os parâmetros físicos de T Pyx.

De forma análoga, analisaram-se os valores de distância presentes na literatura: a Figura 2.8 reúne estimativas apresentadas por Gaia Collaboration et al. (2021), Gaia Collaboration et al. (2018), Sokoloski et al. (2013), Shore et al. (2011), Selvelli et al. (2008), Patterson et al. (1998) e Catchpole (1969).

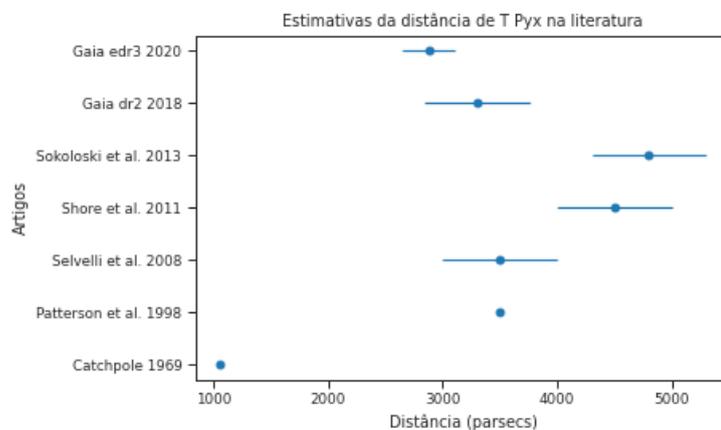


Figura 2.8: Estimativas para a distância de T Pyx encontradas na literatura baseado em artigos publicados nos últimos 60 anos.

Assim como constatado na Figura 2.6, algumas estimativas de distância não apresentam incerteza. Em contrapartida, os erros flutuam em torno de 10% do valor calculado. Dentre as distâncias que foram encontradas, a publicada por Gaia Collaboration et al. (2021) é a que apresenta menor incerteza. Por esse motivo, a determinação dos parâmetros físicos foi baseada neste valor:  $2880 \pm 230$  parsecs.

### 2.3.3 Determinação dos parâmetros físicos

Também tendo como base Ederoclite et al. (2006), inicia-se o processo de determinação dos principais parâmetros físicos de T Pyx: a profundidade óptica ( $\tau$ ), temperatura eletrônica, densidade de elétrons, abundância de oxigênio e hidrogênio do material ejetado.

A profundidade óptica pode ser isolada a partir da Equação 2.6

$$\frac{j_{6300}}{j_{6364}} = \frac{1 - e^{-\tau}}{1 - e^{-\tau/3}}. \quad (2.6)$$

Este processo foi realizado numericamente a partir de um código em Python desenvolvido especificamente para este trabalho usando uma função *spline*. Basta fornecer ao programa a razão dos fluxos das linhas proibidas [O I]  $\lambda\lambda 6300, 6364 \text{ \AA}$  e o mesmo retorna uma solução que corresponde ao valor da profundidade óptica. Em seguida, a temperatura eletrônica é calculada de acordo com a Equação 2.7

$$T_e = \frac{11200}{\log(43\tau/(1 - e^{-\tau}) \times F_{\lambda 6300}/F_{\lambda 5577})}, \quad (2.7)$$

e se faz necessária para estimar a massa de oxigênio expelida, que por sua vez é dada pela Equação 2.8

$$M_{\text{OI}} = 152 d_{\text{kpc}}^2 \exp\left(\frac{22850}{T_e}\right) \times 10^{1.05 E_{\text{B-V}} - \frac{\tau}{1 - e^{-\tau}} F_{\lambda 6300}/F_{\lambda 5577}}. \quad (2.8)$$

Para isso, foca-se na fase nebular da Nova, isto é, no estágio avançado após a erupção - no caso de T Pyx, cerca de seis meses depois da mesma. Usando os valores corrigidos dos fluxos das linhas  $H\alpha$ ,  $H\beta$ , das linhas proibidas [N II]  $\lambda\lambda 6548, 6584 \text{ \AA}$  e [O III]  $\lambda\lambda 4959, 5007 \text{ \AA}$ , analisa-se a variação no tempo das razões dos fluxos desses respectivos casais de linhas. Essas razões variam de acordo com a densidade e temperatura eletrônicas do meio. De acordo com Williams (1994), é esperado que seja respeitada a proporcionalidade 3:1 em um meio opticamente fino, relação decorrente da física de nebulosas. Além disso, usam-se as linhas proibidas [O I]  $\lambda\lambda 6300, 6364 \text{ \AA}$ , relevantes por não respeitarem essa proporcionalidade devido à profundidade óptica elevada da região da Nova onde essas linhas se originaram. A partir dessas duas linhas proibidas, é possível deduzir a massa de oxigênio ejetada no processo. As linhas [O III]  $\lambda\lambda 4959, 5007 \text{ \AA}$  fornecem a densidade eletrônica cujo valor pode ser obtido analiticamente a partir da Equação 2.9

$$\frac{j_{4959} + j_{5007}}{j_{4363}} = \frac{7.73 e^{3.29 \times 10^{-4}/T_e}}{1 + 4.5 \times 10^{-4} \frac{n_e}{T_e^{1/2}}}. \quad (2.9)$$

Já, razões dos fluxos das linhas  $H\alpha$ ,  $H\beta$  e [N II]  $\lambda\lambda 6548, 6584 \text{ \AA}$  foram analisadas apenas para verificar que respeitam a proporcionalidade esperada.

Por fim, para entender como a massa da estrela primária varia ao longo de um ciclo, estima-se a massa de hidrogênio ejetada na explosão e compara-se o resultado ao total de

gás acumulado entre 1966 (data da penúltima explosão) e 2011. Essa estimativa é dada pela Equação 2.10

$$M_H = 0.2n_e m_H 4\pi R^3 \epsilon, \quad (2.10)$$

onde  $n_e$  corresponde à densidade eletrônica em  $cm^{-3}$ ,  $m_H$  à massa do átomo de hidrogênio,  $R$  ao raio da camada de gás ejetado em  $cm$  e  $\epsilon$  representa o fator de preenchimento - referido como *filling factor* no artigo - ou seja, o quão grumoso é o material em expansão. Esse fator é adimensional e é dado pela Equação 2.11

$$\epsilon = \frac{j_{H\alpha} d^2}{g_\alpha n_e^2 V}, \quad (2.11)$$

onde  $j_{H\alpha}$  corresponde ao fluxo medido da linha  $H\alpha$  em  $erg/(cm^2 s)$ ,  $d$  à distância em  $cm$ ,  $V$  ao volume do envoltório de gás ejetado em  $cm^3$  e  $g_\alpha$  representa o coeficiente de emissão cujo valor, dado em  $erg cm^3/s$ , está tabelado em Osterbrock & Ferland (2006) de acordo com a temperatura eletrônica.

No que diz respeito às linhas proibidas [N II]  $\lambda\lambda 6584, 6584 \text{ \AA}$  e [O III]  $\lambda\lambda 4959, 5007 \text{ \AA}$  verificou-se que a razão 3:1 não é observada no caso das linhas do hidrogênio e nitrogênio, apenas para as de oxigênio. Em relação às linhas de [O I]  $\lambda\lambda 6300, 6364 \text{ \AA}$ , obtiveram-se - também a partir da razão dos fluxos - valores para a profundidade óptica da região da Nova onde essas linhas se originaram durante toda a fase nebular da qual se tem registro. Constatou-se que  $\tau$  flutua em torno de 5.2, resultando em temperaturas eletrônicas da ordem de 4000 até cerca de 5600 K, fornecendo por sua vez uma massa de oxigênio levemente variável ao longo dos sete últimos meses de observação, entre  $10^{-10}$  e  $10^{-8} M_\odot$ . A densidade eletrônica  $n_e$ , necessária para calcular a massa de hidrogênio ejetada, também depende de  $T_e$ . A Figura 2.9 reúne os valores destas grandezas assim como suas incertezas. Verificou-se ao medir 5 vezes os fluxos e larguras à meia altura das linhas proibidas mencionadas anteriormente e as quatro principais linhas de recombinação do hidrogênio que o erro nessas medidas era desprezível. Portanto, a extinção é o parâmetro que apresenta maior erro. Assim, as incertezas dos outros parâmetros foram calculadas de acordo com três valores de absorção interestelar: 0.30, 0.25 e 0.20 mag. Ou seja, todos os valores dos fluxos e larguras à meia altura das linhas relevantes para a análise foram medidos 5 vezes a fim de obter uma média para cada valor de absorção. Deste modo, obtiveram-se 3 resultados de cada parâmetro para cada extinção de tal forma que o limite superior dos erros é dado pelo valor absoluto da diferença entre os parâmetros calculados usando  $E_{(B-V)}$

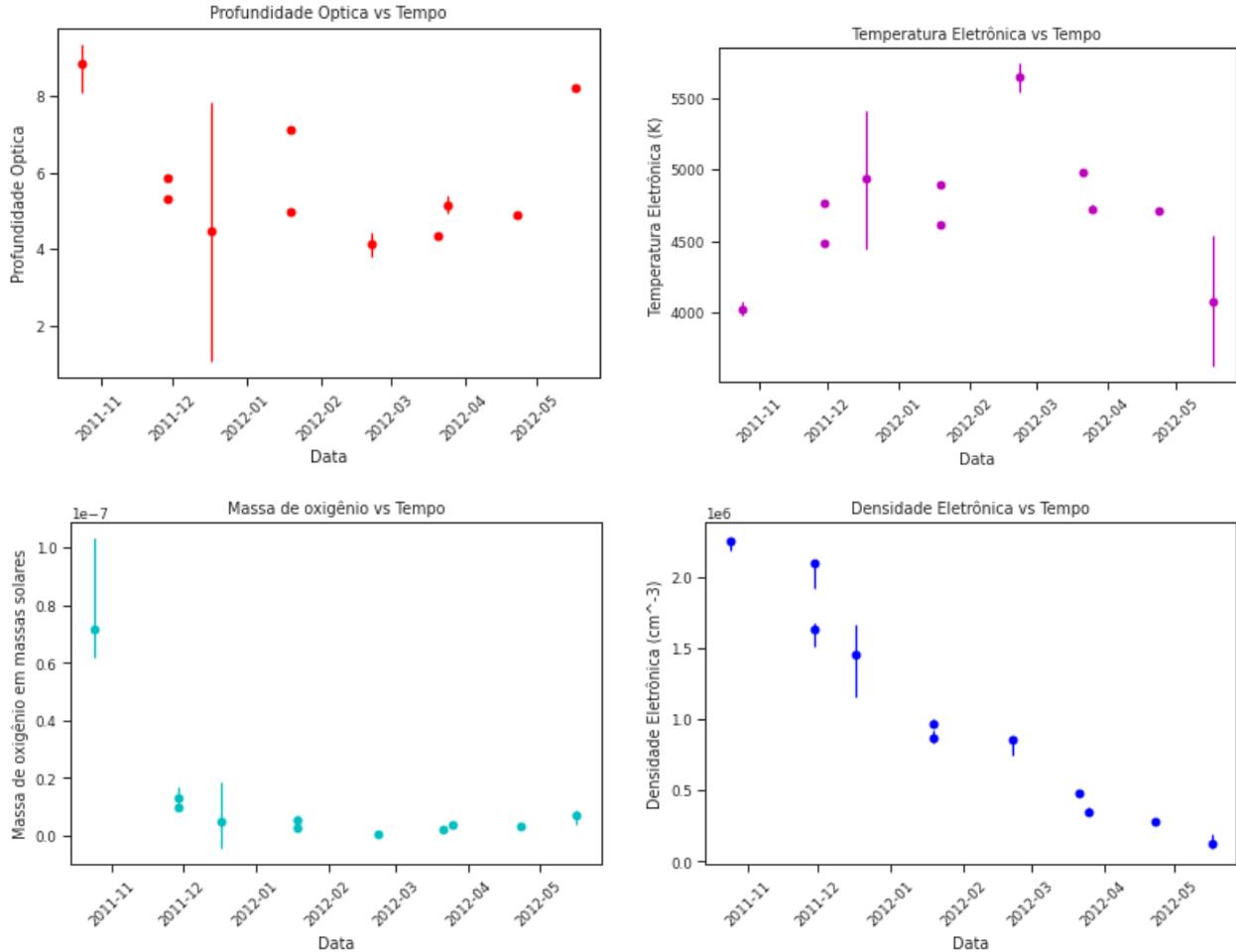


Figura 2.9: Da esquerda para a direita, de cima para baixo: Variação da profundidade óptica, da temperatura eletrônica, da massa de oxigênio e da densidade eletrônica em função do tempo. A maior incerteza observada nos valores de  $\tau$  é devida a um erro cometido ao medir os fluxos das linhas envolvidas no cálculo. Esse erro se propaga nas estimativas das incertezas de todos os parâmetros pois todos dependem direta ou indiretamente de  $\tau$ .

= 0.30 e 0.25 mag, e o limite inferior pelo valor absoluto da diferença entre os parâmetros calculados usando  $E_{(B-V)} = 0.20$  e 0.25 mag.

Estimam-se a partir de uma análise na fase nebular das principais linhas de Balmer ( $H\alpha$ ,  $H\beta$ ,  $H\gamma$  e  $H\delta$ ) as velocidades de expansão das camadas de gás opticamente fino usando suas respectivas larguras à meia altura e o comprimento de onda onde o fluxo é máximo, é possível obter esse parâmetro através da Equação 2.12

$$v_{\text{exp}} = \frac{FWHM \times 300000}{\lambda}. \quad (2.12)$$

Observa-se na Figura 2.10 que seus valores variam entre 1000 e pouco mais de 2000 km/s nesse estágio e estão representadas, assim como suas incertezas.

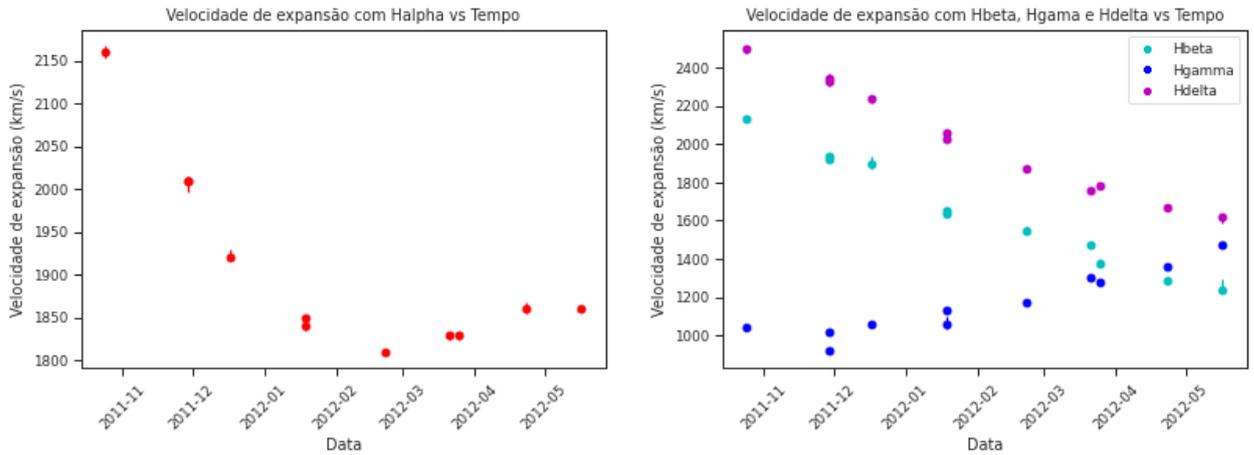


Figura 2.10: Variação da velocidade de expansão do envoltório ejetado determinada por  $H\alpha$ , à esquerda, e por  $H\beta$ ,  $H\gamma$  e  $H\delta$ , à direita, em função do tempo.

Nota-se que as velocidades deduzidas usando  $H\alpha$ ,  $H\beta$  e  $H\delta$  diminuem com o tempo enquanto que as calculadas com  $H\gamma$  aumentam. Ademais, a partir de abril de 2012, todas ficam aproximadamente constantes.

Por fim, a Figura 2.11 representa a variação da estimativa da massa de hidrogênio expelida no processo e sua incerteza em  $M_{\odot}$ .

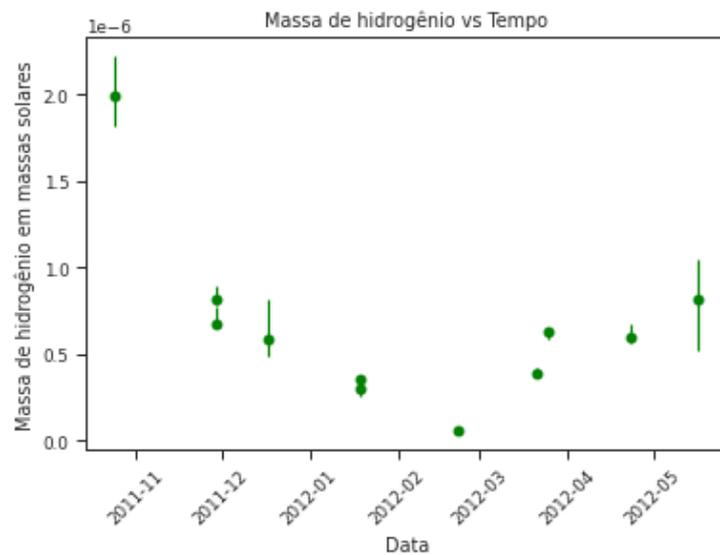


Figura 2.11: Variação em função do tempo da massa de hidrogênio ejetada.

Constatou-se que esse valor varia entre  $10^{-8}$  e  $10^{-6} M_{\odot}$ , fornecendo um valor médio de  $5,96 \times 10^{-7} M_{\odot}$ .



## Conclusão

De forma geral, constata-se uma diminuição dos valores dos fluxos das linhas de emissão com o tempo porque após chegar no seu brilho máximo, a densidade do envoltório de T Pyx diminui por conta da sua expansão. A presença de múltiplos perfis P Cygni em uma mesma linha de emissão indica a existência de sistemas diferentes de gás em expansão, e não uma camada única e homogênea, sustentando o aspecto grumoso do material ejetado visível na Figura 1.3. Ademais, é coerente sugerir que as pequenas flutuações observadas nos fluxos das linhas  $H\alpha$  e  $H\beta$  nos primeiros três meses que precederam a explosão são devidas a esses perfis P Cygni que provocam inexoravelmente uma diminuição nos valores intrínsecos dos fluxos. Porém, no estágio mais avançado das observações, perfis P Cygni já não são tão comuns. No caso de  $H\alpha$ , as flutuações nessa época são mais provavelmente devidas à combinação com um duplete de nitrogênio proibido [N II] de comprimento de onda 6548Å e 6584Å, provocando um leve aumento do fluxo total medido.

As flutuações mais pronunciadas dos fluxos de  $H\beta$  e  $H\alpha$  que são visíveis em meados de 2011 são responsáveis pela maior dispersão dos dados do gráfico embaixo a esquerda da Figura 2.3. O pico observado é consequência da saturação presente em alguns dos espectros usados para realizar as medidas.

Sobre a extinção do meio interestelar, alguns valores chegam a não ter sentido físico (são negativos) porque dependem da razão de fluxos - se o fluxo no numerador for menor que o fluxo do denominador, o logaritmo dessa razão será inevitavelmente negativo. Encontramos o mesmo problema com outros valores, dessa vez porque a largura equivalente das linhas é muito pequena, não compensando os valores das constantes dos quais as equações dependem. Os valores mais elevados são mais confiáveis porque as linhas à partir das quais foram feitas essas estimativas tinham uma relação sinal-ruído mais elevada, isto

é, quanto melhor definida e intensa for a linha medida, maiores são as chances de se obter valores confiáveis de extinção do meio.

Por outro lado, comparar os valores de extinção com resultados da literatura apresentados na Figura 2.6 permitiu levantar o questionamento sobre os valores excessivamente elevados fornecidos por alguns dos métodos empregados. No caso do sódio, seguiu-se o procedimento empregado em Munari & Zwitter (1997). Ao reavaliar as medidas feitas observou-se um problema nos valores das larguras equivalentes devido à sensibilidade do comando `e-e` do IRAF na escolha do contínuo que se revelou significativo o suficiente para fornecer valores finais de extinção com cerca de 0,1 mag a menos que o estimado anteriormente. Quanto às bandas difusas interestelares, existem dois fatores a serem levados em consideração: por um lado, assim como no caso do sódio, é possível que tenham tido problemas ao realizar as medidas e acertar a posição do contínuo. Porém, os resultados apresentados em Friedman et al. (2011) que relacionam a extinção e a largura equivalente das linhas podem ter sido obtidos a partir de uma amostragem pequena de linhas de visada. Em outras palavras, essa relação não é válida para todas as direções nas quais se observa dentro da Galáxia.

No que diz respeito à razão dos fluxos das linhas H I  $\lambda\lambda 4861, 6563\text{\AA}$ , é importante salientar que H $\alpha$  e o duplete de nitrogênio mencionado anteriormente são linhas próximas o suficiente para que haja contaminação. Isso resulta em valores de fluxos superestimados a ponto de distorcerem os valores calculados das razões. Pelo mesmo motivo, a razão dos fluxos das linhas [N II]  $\lambda\lambda 6584, 6584\text{\AA}$  não respeita a proporcionalidade 3:1 esperada.

Os valores de profundidade óptica e temperatura eletrônica são condizentes com o esperado se comparados com os resultados obtidos em Ederoclite et al. (2006), que se refere à Nova clássica V5114 Sgr:  $\tau$  oscila com o tempo, mas é em média maior para T Pyx do que para V5114 Sgr e  $T_e$  oscila mais em V5114 Sgr, mas também é da ordem de 5000K. Em contrapartida, a massa de oxigênio detectada em T Pyx chega a ser 5 ordens de grandezas menor que a de V5114 Sgr. O fator de preenchimento, por sua vez, é levemente maior em V5114 Sgr na fase inicial apenas. Em estágios mais avançados, os valores são compatíveis. Por fim, a massa de hidrogênio ejetada por T Pyx é no mínimo 10 vezes menor que o detectado para V5114 Sgr. Quanto às velocidades de expansão, pode-se afirmar que também apresentam uma ordem de grandeza compatível com o observado em outras Novas tabeladas no artigo: entre 1000 e 2000  $km/s$ . A discrepância nos valores

---

das massas de oxigênio e hidrogênio são coerentes uma vez que V5114 Sgr é uma Nova clássica, implicando que a acreção de matéria leva milhares de anos a cada ciclo, diferente de T Pyx onde o processo leva apenas algumas décadas. Por outro lado, como os processos físicos por trás de ambas as explosões são os mesmos, parâmetros como a profundidade óptica, a temperatura eletrônica, o fator de preenchimento e as velocidades de expansão são compatíveis entre si.

Por fim, no tocante à variação da massa da anã branca, de acordo com Selvelli et al. (2008) a estrela primária acumulou  $5 \times 10^{-7} M_{\odot}$  de gás entre 1966 e 2011, mas também foi reportado um total de  $10^{-6}$  a  $10^{-8} M_{\odot}$  de hidrogênio expelido. Portanto, os resultados deste trabalho são a princípio inconclusivos mas assim como foi constatado em Selvelli et al. (2008), apontam para uma possível perda de massa da anã branca durante o ciclo.



## Referências Bibliográficas

- Bode, M. F. & Evans, A. 2012, *Classical Novae* (Cambridge University Press)
- Bruch, A., Duerbeck, H. W., & Seitter, W. C. 1981, *Mitteilungen der Astronomischen Gesellschaft Hamburg*, 52, 34
- Carroll, B. W. & Ostlie, D. A. 2006, *An introduction to modern astrophysics and cosmology* (Cambridge University Press)
- Catchpole, R. M. 1969, *MNRAS*, 142, 119
- Ederoclite, A., Mason, E., Della Valle, M., et al. 2006, *A&A*, 459, 875
- Friedman, S. D., York, D. G., McCall, B. J., et al. 2011, *ApJ*, 727, 33
- Gaia Collaboration, Brown, A. G. A., Vallenari, A., et al. 2018, *A&A*, 616, A1
- Gaia Collaboration, Brown, A. G. A., Vallenari, A., et al. 2021, *A&A*, 649, A1
- Godon, P., Sion, E. M., Starrfield, S., et al. 2014, *ApJ*, 784, L33
- Munari, U. & Zwitter, T. 1997, *A&A*, 318, 269
- Osterbrock, D. E. & Ferland, G. J. 2006, *Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei* (University Science Books)
- Patterson, J., Kemp, J., Shambrook, A., et al. 1998, *PASP*, 110, 380
- Planck Collaboration, Abergel, A., Ade, P. A. R., et al. 2014, *A&A*, 571, A11
- Schaefer, B. E., Landolt, A. U., Linnolt, M., et al. 2013, *ApJ*, 773, 55

Schlegel, D. J., Finkbeiner, D. P., & Davis, M. 1998, *ApJ*, 500, 525

Selvelli, P., Cassatella, A., Gilmozzi, R., & González-Riestra, R. 2008, *A&A*, 492, 787

Shore, S. N., Augusteijn, T., Ederoclite, A., & Uthas, H. 2011, *A&A*, 533, L8

Sokoloski, J. L., Crotts, A. P. S., Lawrence, S., & Uthas, H. 2013, *ApJ*, 770, L33

Warner, B. 1995, *Cataclysmic Variable Stars* (Cambridge University Press)

Williams, R. 2012, *The Astronomical Journal*, 144, 98

Williams, R. E. 1994, *ApJ*, 426, 279