

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

Débora Pereira Barbosa

# **Estudo de Emissão Não térmica em Bowshocks Estelares**

São Paulo

2024



Débora Pereira Barbosa

# Estudo de Emissão Não térmica em Bowshocks Estelares

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

Orientadora: Dr.<sup>a</sup> María Victoria del Valle  
(IAG/USP)

São Paulo

2024



*A todos aqueles importantes para mim.*



# Agradecimentos

Gostaria de agradecer primeiramente aos meus pais, Kelly e Luiz, por darem o apoio necessário para que eu pudesse chegar onde estou. Também queria agradecer à minha tia, Socorro, pelas diversas ajudas; sem eles, nada disso seria possível

Agradeço também minha orientadora, María, e meu quase orientador, Reinaldo, por me apresentarem ao mundo das altas energias e pela paciência em me ensinar as diversas ferramentas necessárias.

Também quero deixar minha gratidão aos colegas e amigos que me acompanharam nas loucuras da faculdade, em especial Kira, Raíssa, Clara, Mafê, Isaac e Camila, por ajudarem a manter minha sanidade.

Finalmente, agradeço aos professores do IAG por toda experiência e pelas oportunidades fornecidas e ao CNPq pelo apoio financeiro com a bolsa PIBIC.



*“Se eu vi mais longe, foi por estar sobre ombros de gigantes”*

Isaac Newton

*“Com grandes poderes, vem a constante necessidade de tirar um cochilo”*

Rick Riordan



# Resumo

As estrelas fugitivas, ou *runaway stars*, são estrelas ejetadas de seus locais de formação e que se movem pelo meio interestelar com alta velocidade,  $V > 30 \text{ km s}^{-1}$ . Dentre essas estrelas, existem aquelas que são maiores e mais brilhantes, as do tipo O ou B, nelas, é possível observar um *bowshock*, fenômeno formado a partir da interação do vento da estrela com o meio interestelar.

Um desses *bowshocks* foi detectado em ondas de rádio e tem emissão não térmica criada por elétrons relativísticos (mecanismo síncrotron), isso implica que o sistema pode acelerar partículas até energias relativísticas. Como esses elétrons podem emitir radiação em outros comprimentos de onda mais curtos, os *bowshocks* de estrelas fugitivas se tornam candidatos a fontes de raios gama.

A fim de confirmar essa hipótese, reunimos uma pequena base de dados de estrelas fugitivas detectadas em rádio. Em seguida, calculamos algumas grandezas relevantes para caracterizar a emissão nas fontes e comparamos os resultados obtidos com aqueles esperados. Por fim, calculamos a distribuição de partículas em função da energia e a distribuição espectral de energia para a estrela G1 do aglomerado NGC 6357.

Dos cálculos, concluímos que, pelo menos, algumas das estrelas analisadas podem ter emissão não térmica. Da distribuição espectral de energia, vimos que o mecanismo dominante para G1 é o Compton inverso. A próxima etapa da pesquisa envolve estender o estudo feito com G1 para as outras estrelas candidatas e fazer uma análise de detectabilidade da emissão em raios gama.



# Abstract

Runaway stars are stars that were ejected from their formation place and move through the interstellar medium with high velocities,  $V > 30 \text{ km s}^{-1}$ . Among those stars, we have the ones that are bigger and brighter, O or B types, in these stars, it is possible to observe a bowshock, a phenomenon created from the interaction of the stellar wind with the interstellar medium.

One of these bowshocks was detected in radio waves and has nonthermal emission created by relativistic electrons (synchrotron mechanism), this implies that the system can accelerate the particles up to relativistic energies. Since these electrons can radiate in other shorter wavelengths, the bowshocks in runaway stars become candidates for gamma-ray sources.

To confirm this hypothesis, we gathered a small database of runaway stars detected in radio. Next, we calculated some relevant quantities to characterize the emission in the source and compared them with the expected ones. Finally, we calculated the particle distribution in function of energy and the spectral energy distribution for G1 star from NGC 6357 cluster.

From the calculations, we conclude that, at least, some of the analyzed stars can be nonthermal sources. From the spectral energy distribution, we saw that the dominant mechanism for G1 is inverse Compton. The next step in the project involves extending G1's study to the other candidate stars and an detectability study in gamma rays.



## Lista de Figuras

1.1	Esquematização de um bowshock . . . . .	22
1.2	Processo Fermi de primeira ordem . . . . .	23
2.1	Imagens do telescópio WISE dos objetos analisados . . . . .	26
2.2	Posição das estrelas candidatas no plano da Galáxia . . . . .	29
3.1	Distribuição de partículas (G1/NGC 6357) . . . . .	35
4.1	Comparação das potências . . . . .	37
4.2	Comparação dos tempos de aceleração . . . . .	37
4.3	Comparação das emissões . . . . .	38
4.4	SED (G1/NGC 6357) . . . . .	38



# Lista de Tabelas

2.1	Base de dados com as propriedades das estrelas analisadas . . . . .	27
2.2	Base de dados com as propriedades calculadas das estrelas analisadas . . .	32
3.1	Parâmetros calculados para a distribuição de partículas. . . . .	34
3.2	Valores utilizados para a obtenção da SED. . . . .	36



# Sumário

1. <i>Introdução</i> . . . . .	19
1.1 <i>Bowshocks</i> estelares . . . . .	21
1.1.1 Estrutura de um <i>bowshock</i> . . . . .	21
1.1.2 Emissão não térmica . . . . .	23
2. <i>Base de dados</i> . . . . .	25
2.1 Parâmetros obtidos na literatura . . . . .	25
2.2 Parâmetros calculados . . . . .	28
3. <i>Análise numérica</i> . . . . .	33
3.1 Equação de transporte . . . . .	33
3.2 Distribuição espectral de energia . . . . .	35
4. <i>Resultados</i> . . . . .	37
4.1 Análise . . . . .	38
5. <i>Conclusões</i> . . . . .	41
<i>Referências</i> . . . . .	43
<i>Apêndice</i>	47
A. <i>Solução da equação de transporte</i> . . . . .	49



## Introdução

Estrelas massivas fugitivas são objetos que foram ejetados de seus locais de formação e se movem com alta velocidade,  $V_{esp} > 30 \text{ km s}^{-1}$  (e.g., Hoogerwerf et al., 2000; Tetzlaff et al., 2011). Um *bowshock* é formado a partir da interação do vento de uma estrela O ou B com o meio interestelar (e.g., van Buren e McCray, 1988). A poeira acumulada no *bowshock* é aquecida pelos fótons da estrela e esfria emitindo radiação infravermelha, formando uma nebulosa circunstelar. Até o momento, existem cerca de 700 nebulosas circunstelares catalogadas (Peri et al., 2012, 2015; Kobulnicky et al., 2016) <sup>1</sup>.

Dentre os *bowshocks* observados, aquele produzido pela estrela fugitiva BD+43° 3654 foi detectado em ondas de rádio. Essa emissão é de natureza não térmica, ou seja, os fótons emitidos foram criados por elétrons relativísticos interagindo com um campo magnético, isto é, pelo mecanismo síncrotron (Benaglia et al., 2010; Moutzouri et al., 2022). Portanto, esta radiação contém informações do campo magnético na fonte e confirma a existência de uma população de partículas relativísticas (elétrons) no local.

A presença desses elétrons relativísticos implica que os sistemas de *bowshocks* estelares podem acelerar partículas até energias relativísticas. Além disso, esses elétrons podem emitir radiação em outros comprimentos de onda. Modelos teóricos preveem radiação não térmica produzida principalmente por espalhamento Compton inverso dos fótons no infravermelho, por raios X e raios gama (del Valle e Romero, 2012, 2014; del Valle e Pohl, 2018). Essas previsões fazem com que os *bowshocks* de estrelas fugitivas sejam candidatos a fontes de raios gama.

Após essa detecção, foram feitas buscas pela emissão prevista em altas energias. Em De Becker et al. (2017), concluiu-se que é preciso uma melhora de, ao menos, uma escala

---

<sup>1</sup> Até o momento, não houve publicação de outro catálogo analisando esse tipo de objeto.

de magnitude para obter uma detecção clara de emissão raios X não térmicos vindos de estrelas massivas (Green et al., 2019). Em Schulz et al. (2014), foi feita uma busca em raios gama nos dados do telescópio espacial *Fermi* (*Fermi Gamma-ray Space Telescope*, FGST), não foram encontradas emissões associadas, mas foram calculados limites superiores. O mesmo aconteceu com a busca nos dados do telescópio H.E.S.S. (*High Energy Stereoscopic System*) (H. E. S. S. Collaboration et al., 2018). Uma possível associação de dois *bowshocks* de estrelas fugitivas foi encontrada por Sánchez-Ayaso et al. (2018),  $\lambda$  Cephei e LS 2355, coincidentes com duas fontes de raios gama não identificadas do catálogo 3FGL (terceiro catálogo de fontes do telescópio *Fermi*) (Acero et al., 2015).

Até o momento, há cerca de 10 nebulosas circunstelares catalogadas que apresentam emissão em rádio nos catálogos E-BOSS (*Extensive stellar BOw Shock Survey*) I e II (Peri et al., 2012, 2015), porém, a natureza da emissão (térmica ou não térmica) ainda não pode ser totalmente estabelecida. Van den Eijnden et al. (2022) buscaram emissão em rádio em 15 *bowshocks* dos catálogos E-BOSS I e II, eles identificaram três candidatos confiáveis, três plausíveis e três inconclusivos. Além disso, concluíram que a emissão em rádio em quatro nebulosas circunstelares provavelmente é dominada pelo mecanismo livre-livre, ou seja, os fótons são emitidos pela desaceleração de partículas carregadas (elétrons), com uma possível emissão não térmica, em dois casos a emissão parece ser dominada por síncrotron. Recentemente, Moutzouri et al. (2022) observaram, em rádio, o *bowshock* de BD+43° 3654 e da Nebulosa da Bolha, associada com a estrela massiva BD+60° 2522, a natureza não térmica foi confirmada em ambos os casos.

É evidente que o estudo das emissões em rádio pode deixar mais claro o mecanismo por trás da radiação de baixa frequência (e.g., Van den Eijnden et al., 2022), então, com base nas descobertas, seria possível fazer previsões para a radiação em altas frequências, ou seja, raios gama. Sendo assim, nesse projeto queremos estudar os *bowshocks* estelares que foram descritos como emissores de rádio, esse estudo ajudaria a entender a falta de detecção de *bowshocks* estelares em raios gama. Para tal, reuniremos uma base de dados estelares de estrelas fugitivas juntamente com os parâmetros físicos encontrados na literatura, também faremos estimativas básicas para caracterizar bem as fontes candidatas; além disso, faremos uma análise da distribuição espectral de energia. Assim, seremos capazes de estudar as propriedades e capacidades para produzir emissão não térmica e as consequências observacionais em comprimentos de rádio e gama para essas fontes específicas.

## 1.1 Bowshocks estelares

Um *bowshock* é uma estrutura tridimensional, com forma semelhante a de uma casca esférica e opticamente fino. Ele é formado quando uma estrela fugitiva se move supersonicamente através do meio interestelar, esse movimento causa uma colisão entre o vento estelar e o meio, gerando o choque em forma de arco. Além disso, os fótons da estrela aquecem a poeira presente na superfície do sistema, por esse motivo, os *bowshocks* são fontes no infravermelho (van Buren e McCray, 1988).

No entanto, nem todas as estrelas fugitivas produzem *bowshock*, apenas 30% das estrelas fugitivas catalogadas apresentam essa estrutura (van Buren et al., 1995). Alguns anos atrás, Peri et al. (2012) viram que 10% das estrelas fugitivas de tipo O e B (as estrelas mais quentes) produzem um *bowshock* detectável no infravermelho. Porém, a não detecção do choque não implica a inexistência do mesmo, pois, caso o vento estelar seja muito fraco, o choque se formará muito próximo da estrela e sua observação não será possível. Esse fato poderia explicar a falta de detecção de estrelas fugitivas de baixa massa, mesmo que sua existência seja prevista em simulações.

### 1.1.1 Estrutura de um bowshock

A colisão entre o vento estelar e o meio produz um sistema em estado estacionário de duas ondas de choque separadas por uma descontinuidade. No estado estacionário, a massa e o momento se conservam e um fluxo se estabelece entre os dois choques. Se adotarmos o sistema de referência da estrela, podemos considerar o meio interestelar como um vento entrando paralelamente na estrela e o vento estelar seria um fluxo radial saindo da estrela, a Figura 1.1 mostra a situação descrita.

Considerando os dois choques mencionados anteriormente, temos que um dos choques é dianteiro e o outro é reverso. O choque dianteiro é o que se propaga no meio interestelar, com velocidade  $v_d = V_{esp}$ ; o choque no vento estelar é reverso e se propaga na direção oposta ao choque anterior, com  $v_r = V_w$ .

Além disso, numa região morna do meio interestelar, ou seja, nem muito densa e nem muito rarefeita, a velocidade do som é cerca de  $10 \text{ km s}^{-1}$ , como a perturbação no meio tem a velocidade da ordem da velocidade da estrela,  $> 30 \text{ km s}^{-1}$ , a perturbação é supersônica e forma uma onda de choque. Nesse caso, as perdas por radiação serão importantes e o

material chocado esfria e comprime muito, caracterizando um choque radiativo. No vento estelar, também haverá uma onda de choque, mas com velocidade da ordem da velocidade do vento, ou seja, milhares de quilômetros por segundo<sup>2</sup>; esse choque é, portanto, rápido e adiabático e a perda radiativa é ineficiente.

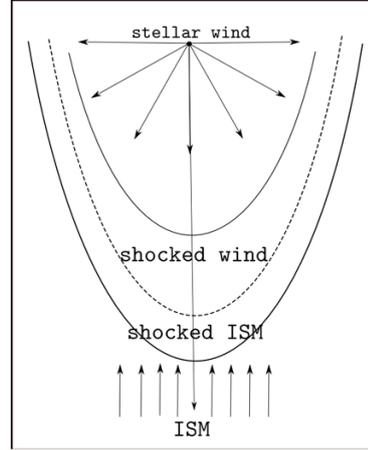


Figura 1.1: Esquemática de um bowshock, a linha pontilhada representa a descontinuidade do sistema de dois choques. A fonte do vento está na origem, o meio interestelar é um vento paralelo e o vento estelar é radial.

Em suma, as condições físicas nos *bowshocks* das estrelas fugitivas produzem um choque reverso, rápido e adiabático no vento estelar; já o choque dianteiro (no meio interestelar) é radiativo e lento (van Buren, 1993). Esse choque radiativo comprime o material e, conforme a temperatura decresce, a densidade cresce.

Outra estrutura importante dos *bowshocks* está relacionada com as pressões do meio e do vento. Enquanto a pressão exercida pelo movimento do meio interestelar no referencial da estrela é constante, a pressão exercida pelo vento decresce com a distância. O ponto onde essas pressões se igualam,  $\rho_w V_w^2 = n_{ism} V_{esp}^2$ , é chamado de ponto de *standoff*, sendo  $\rho_w = \dot{M}_w / 4\pi R^2 V_w$ . O raio de *standoff*,  $R_0$ , é calculado a partir dessas duas igualdades:

$$R_0 = \sqrt{\frac{\dot{M}_w V_w}{4\pi \rho_a V_{esp}^2}} \quad (1.1)$$

(del Valle e Romero, 2012).

Neste trabalho, consideramos que as condições do meio e do vento não mudam com o tempo, pois nos interessa uma solução do estado estacionário, por ser o estado esperado no sistema analisado. Os parâmetros físicos mais importantes que descrevem o *bowshock*

<sup>2</sup> É possível ver valores da velocidade do vento na Tabela 2.1, que será apresentada mais adiante.

ção: velocidade espacial da estrela,  $V_{esp}$ , densidade do meio interestelar,  $n_{ism}$ , velocidade do vento,  $V_w$ , e taxa de perda de massa,  $\dot{M}_w$ . Esses últimos dependem do tipo espectral da estrela e mudanças neles causam grandes alterações nos *bowshocks* (Bandiera, 1993; Wilkin, 2000). A partir das leis de conservação, é possível obter a forma da casca esférica em função das propriedades do meio e do vento.

### 1.1.2 Emissão não térmica

Além da emissão no infravermelho (térmica) mencionada anteriormente, a interação das partículas localmente aceleradas com a matéria, com os campos de radiação e com os campos magnéticos produz emissão não térmica. Dentre as partículas que podem ser aceleradas no choque, os elétrons perdem energia majoritariamente por Compton inverso, radiação síncrotron e Bremsstrahlung relativista. Já os prótons perdem energia através de colisões inelásticas  $p-p$  com o material da região chocada.

No processo de Compton inverso, os elétrons ultra-relativísticos espalham os fótons menos energéticos, estes absorvem parte da energia dos elétrons e, conseqüentemente, ganham energia <sup>3</sup> (Longair, 2011). A emissão nesse caso é em raios X e gama.

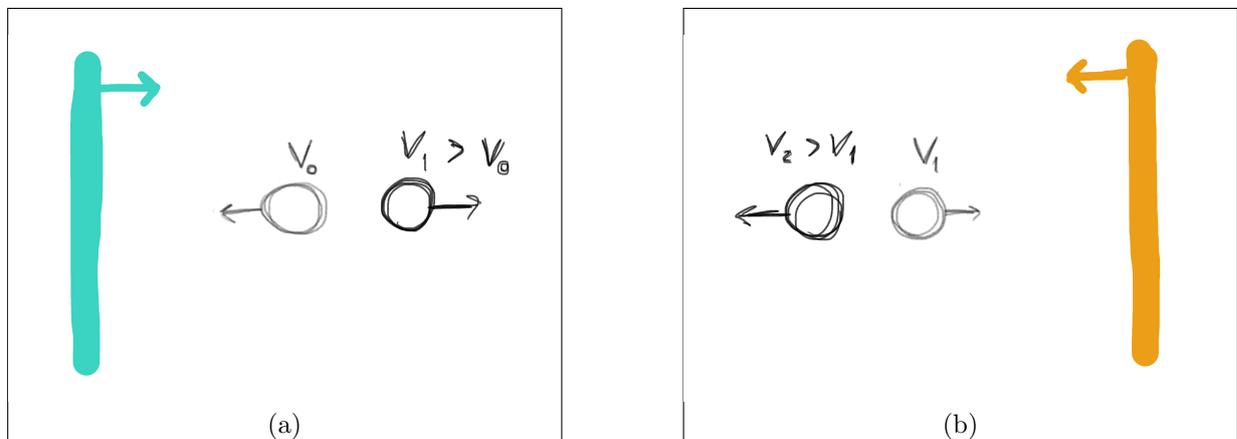


Figura 1.2: Analogia clássica para o processo Fermi de primeira ordem. (a) mostra uma partícula com velocidade inicial de módulo  $V_0$  indo em direção a uma parede em movimento, essa partícula irá colidir e retornará com uma velocidade de módulo  $V_1$  maior que a inicial mas com direção oposta. (b) mostra a mesma partícula, mas agora indo na direção de uma segunda parede em movimento, o processo anterior se repete e ela termina com uma velocidade de módulo  $V_2 > V_1$ . Essa partícula vai então voltar a colidir com a primeira parede e, novamente, ganhará velocidade, repetindo o ciclo.

Já a emissão não térmica observada em rádio é produzida por elétrons que podem

<sup>3</sup> Esse processo tem esse nome pois se trata do inverso do espalhamento Compton, no qual o fóton perde energia no lugar do elétron.

ser acelerados localmente. O mecanismo de aceleração esperado é o processo de Fermi de primeira ordem que opera em ondas de choque; nele, as partículas ganham energia ao atravessar a descontinuidade da onda de choque e serem ricocheteadas continuamente, Figura 1.2, esse processo aumenta a velocidade das partículas e, portanto, elas aceleram. Nestes sistemas, como já foi comentado, existem duas ondas de choque: o choque dianteiro e o reverso. Portanto, existem duas regiões possíveis de aceleração de partículas: o choque no vento ou o choque no meio interestelar.

Por conta da existência dessas duas regiões de aceleração, a produção da radiação síncrotron, criada a partir do movimento espiral de elétrons devido à presença de campo magnético, pode ter três origens diferentes: (I) elétrons acelerados na região do choque no vento; (II) elétrons acelerados na região do choque no meio interestelar; (III) elétrons dos raios cósmicos presentes no meio interestelar. Esse último caso ocorre porque, como mencionado anteriormente, o choque no meio interestelar (dianteiro, radiativo e lento) comprime o material, isso faz com que os raios cósmicos também sofram compressão, aumentando localmente o número de raios cósmicos (densidade) e o campo magnético, possibilitando a emissão síncrotron.

A emissão Bremsstrahlung, também chamada de livre-livre, é resultado do freamento de elétrons por conta da interação deles com íons. Devido a presença da estrela, o meio se encontra foto-ionizado, numa região esférica de raio  $R_s$ , chamado raio de Strömgren (Maciel, 2013). Portanto, devido à presença de elétrons livres e de íons, o meio chocado também é capaz de produzir emissão a partir de interação livre-livre.

## Base de dados

### 2.1 Parâmetros obtidos na literatura

A fim de fazer a análise das fontes desejadas (aquelas que apresentam emissão em rádio), foi preciso fazer uma pequena base de dados com as fontes a serem estudadas e suas propriedades. Coletamos os parâmetros de nove estrelas, sendo elas: G1, do aglomerado NGC 6357; G3, também do aglomerado NGC 6357; S1, da nebulosa RCW 49; HIP 88652; K5, da associação OB Cygnus OB2; HIP 98418; HIP 38430; BD+43° 3654; e BD+60° 2522. A Figura 2.1 contém as imagens observacionais dos *bowshocks* dessas estrelas no infravermelho, as informações coletadas se encontram na Tabela 2.1.

Os valores dos fluxos,  $S_\nu$ , em  $\mu\text{Jy}$ , frequência na qual o *bowshock* da estrela foi observada,  $\nu$ , taxa de perda de massa,  $\dot{M}_w$ , velocidade do vento,  $V_w$ , densidade do meio interestelar,  $n_{ism}$ , distância,  $D$ , eixo maior do *beam* de observação,  $a$ , e o eixo menor do *beam* de observação,  $b$ <sup>4</sup>, para os sete primeiros objetos, foram encontrados em Van den Eijnden et al. (2022). Já os tipos espectrais, as velocidades espaciais,  $V_{esp}$ , e as distâncias da estrela até o ponto central do *bowshock*,  $R_0$ , para os mesmos objetos, foram obtidos em Peri et al. (2012, 2015). Para BD+43° 3654 e BD+60° 2522, todos esses dados foram coletados em Martinez et al. (2023) e Moutzouri et al. (2022). Os fluxos foram convertidos para o sistema CGS; para fazer a conversão e obter todos os valores presentes na tabela, foi utilizada a expressão:

$$S_\nu(\text{CGS}) = S_\nu(\mu\text{Jy}) \cdot 10^{-6} \cdot \nu \cdot 10^{-23}.$$

---

<sup>4</sup> Como não há valores para o eixo de profundidade, consideramos o *beam* de observação do *bowshock* como um elipsoide com  $c = b$ .

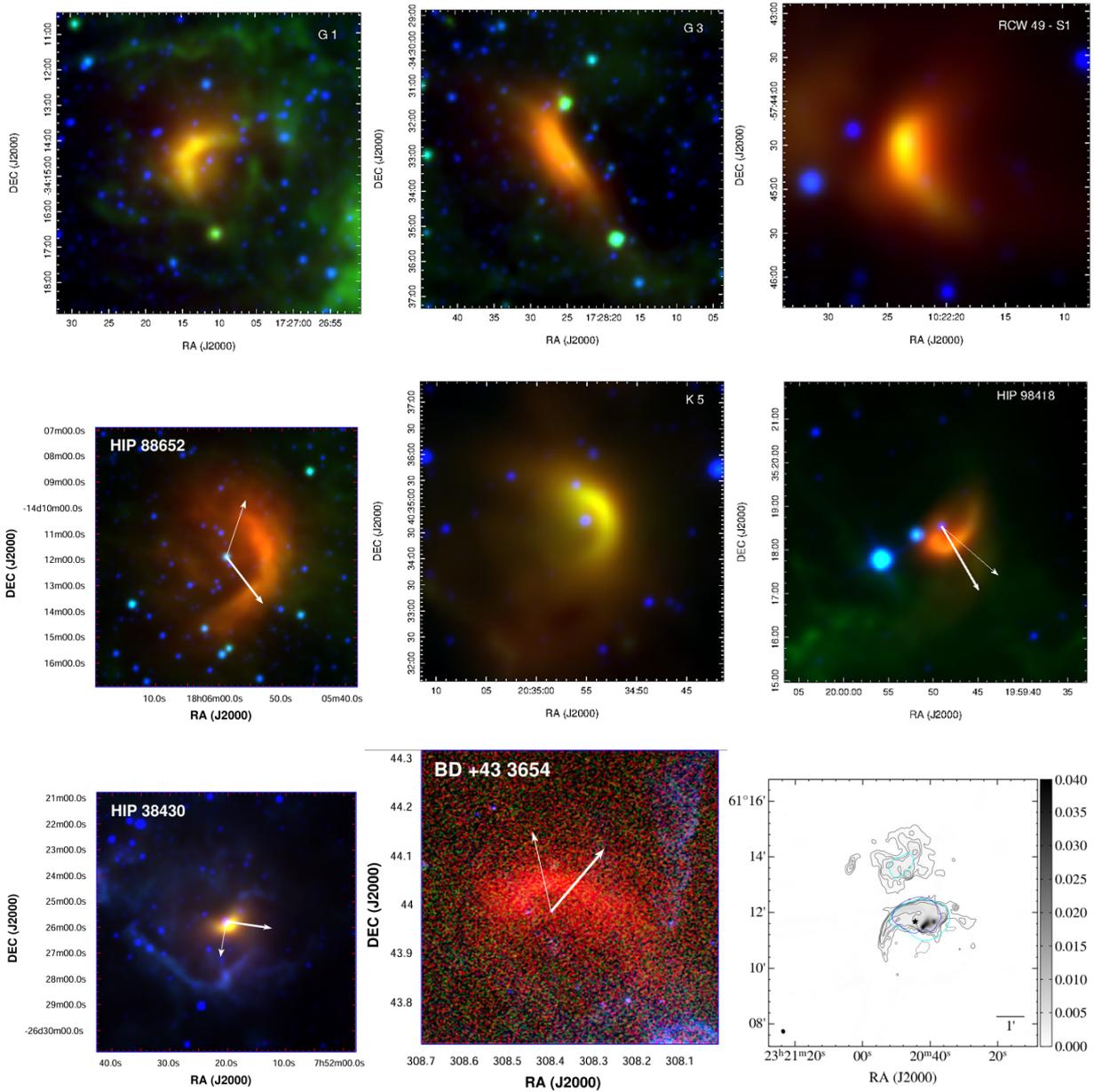


Figura 2.1: Imagens do telescópio WISE dos objetos analisados (Peri et al., 2012, 2015; Moutzouri et al., 2022).

Tabela 2.1 - Base de dados com as propriedades das estrelas a serem analisadas.

Parâmetros	Nome	G1/NGC 6357	G3/NGC 6357	S1/RCW 49	HIP 88652	K5/Cyg OB2	HIP 98418	HIP 38430	BD+43° 3654	BD+60° 2522
-	Tipo espectral	O7.5-O7V	O6Vn-O5V	O5III	B0Ia	O9V	O7	O6Vn+...	O4If	O6.5V
Temperatura	$T$ (K)	35.500	39.870	40.310	20.000	33.400	30.000	38.870	40.700	36.200
-	Longitude (°)	353,42	353,30	284,08	151,19	79,82	71,58	243,16	82,41	112,23
-	Latitude (°)	0,45	0,08	-0,43	3,33	0,10	2,87	0,36	2,33	0,22
Fluxo	$S_\nu$ ( $\mu\text{Jy}$ )	8.000	5.970	12.600	2.240	11.150	5.300	31.700	155.556	822.222
Frequência de observação	$\nu$ (Hz)	$8,88 \cdot 10^8$	$4,50 \cdot 10^9$	$4,50 \cdot 10^9$						
Fluxo (CGS)	$S_\nu$ ( $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$ )	$7,10 \cdot 10^{-17}$	$5,30 \cdot 10^{-17}$	$1,12 \cdot 10^{-16}$	$1,99 \cdot 10^{-17}$	$9,90 \cdot 10^{-17}$	$4,70 \cdot 10^{-17}$	$2,81 \cdot 10^{-16}$	$7,00 \cdot 10^{-15}$	$3,70 \cdot 10^{-14}$
Taxa de perda de massa	$\dot{M}_w$ ( $M_\odot \text{ y r}^{-1}$ )	$2,00 \cdot 10^{-7}$	$4,00 \cdot 10^{-7}$	$3,23 \cdot 10^{-6}$	$5,00 \cdot 10^{-8}$	$5,00 \cdot 10^{-8}$	$2,40 \cdot 10^{-7}$	$7,00 \cdot 10^{-7}$	$4,00 \cdot 10^{-6}$	$1,30 \cdot 10^{-6}$
Velocidade do vento	$V_w$ ( $\text{km s}^{-1}$ )	2.100	2.000	2.800	1.535	1.500	2.545	2.570	3.000	2.000
Densidade do meio interestelar	$n_{ism}$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	14	16	30	2	2	380	60	6	27
Distância	$D$ (pc)	1.700	1.700	6.100	650	1.500	529,1	900	1.720	2.990
Raio de <i>standoff</i>	$R_0$ (pc)	0,4	0,49	1,24	0,28	0,44	0,08	0,13	1,48	0,37
Velocidade espacial	$V_{esp}$ ( $\text{km s}^{-1}$ )	13,6	-	-	30	10 +/- 10	20	28	50	42
Velocidade espacial calculada	$V_{calculado}$ ( $\text{km s}^{-1}$ )	24,30	25,61	24,85	39,27	24,70	28,13	74,76	53,63	47,07
Taxa de produção de fótons	$Q_H$ ( $\text{s}^{-1}$ )	$4,07 \cdot 10^{48}$	$1,26 \cdot 10^{49}$	$3,02 \cdot 10^{49}$	$4,30 \cdot 10^{47}$	$1,78 \cdot 10^{49}$	$1,00 \cdot 10^{49}$	$9,77 \cdot 10^{48}$	$1,66 \cdot 10^{49}$	$1,35 \cdot 10^{49}$
Eixo maior da elipse	$a$ (arcsec)	13,6	13,6	15,2	22,1	15,1	18,8	21,6	100	20
Eixo menor da elipse	$b$ (arcsec)	12,8	12,8	13,1	15,9	13,8	12,9	15,6	50	20
Eixo menor da elipse	$c$ (arcsec)	12,8	12,8	13,1	15,9	13,8	12,9	15,6	50	20

As temperaturas efetivas,  $T$ , de G1/NGC 6357, K5/Cyg OB2 e BD+43° 3654 foram encontradas em Kobulnicky et al. (2019); de G3/NGC 6357, S1/RCW 49 e HIP 38430 foram tiradas de Draine (2011); BD+60° 2522 teve sua temperatura coletada de Britavskiy et al. (2023); para HIP 88652 e HIP 98418, não foram encontradas medidas tabeladas de suas temperaturas, para esses dois objetos foram utilizadas as temperaturas típicas das estrelas do tipo B e O, respectivamente, presentes em Gregorio-Hetem et al. (2010). Os valores de  $Q_H$ , taxa com que uma estrela produz fótons que podem ionizar átomos de hidrogênio no estado fundamental, foram retirados de Draine (2011) e, no caso de HIP 88652, Maciel (2013). Por fim, as longitudes e latitudes no plano da Galáxia foram obtidas diretamente do banco de dados SIMBAD (*Set of Identifications, Measurements and Bibliography for Astronomical Data*).

Ao coletar os dados, notou-se que as informações das velocidades espaciais estavam incompletas ou inconsistentes; por esse motivo, esses valores também foram obtidos utilizando a relação do raio de *standoff*, Equação 1.1. Isolando a velocidade da estrela, temos

$$V_{esp} = \sqrt{\frac{\dot{M}_w V_w}{4\pi\rho_a R_0^2}}, \quad (2.1)$$

que foi a equação utilizada para obter a linha “ $V_{calculado}$ ” na tabela, sendo  $\rho_a$  a densidade do meio interestelar ( $\rho_a = n_{ism}m_p$ ).

Para uma melhor visualização das estrelas de interesse, foi possível, a partir dos valores de latitude e longitude, traçar as posições das mesmas no plano da Galáxia. A Figura 2.2 mostra a imagem obtida.

## 2.2 Parâmetros calculados

Após a obtenção dos dados da Tabela 2.1, pudemos calcular algumas grandezas a partir de equações obtidas da literatura <sup>5</sup>. Os valores da potência cinética do vento,  $P_w$ , foram obtidos a partir da equação da potência total do vento,

$$P_{tw} = \frac{1}{2}\dot{M}_w V_w^2 \quad (2.2)$$

---

<sup>5</sup> Devido à ausência de alguns valores de  $V_{esp}$ , como explicado anteriormente, usamos  $V_{calculado}$  em todas as equações que precisam da velocidade espacial.

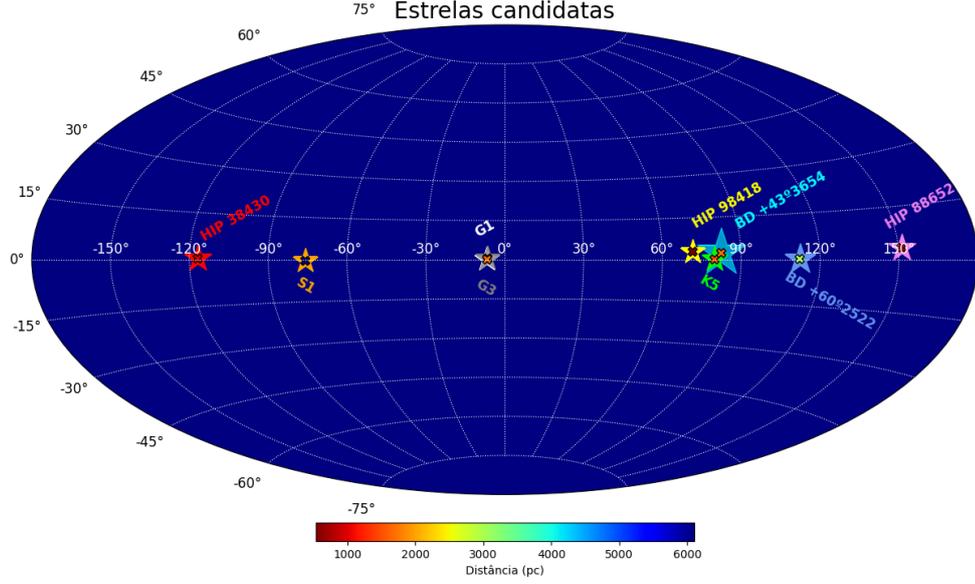


Figura 2.2: Posição das estrelas candidatas no plano da Galáxia, os diferentes tamanhos indicam os tamanhos observados dos eixos  $a$ .

(del Valle e Romero, 2012). Já os valores da potência do meio foram obtidos com a expressão da potência total no meio,

$$P_{tmeio} = \frac{1}{2} \rho_a V_{esp}^3 4\pi R^2. \quad (2.3)$$

Parte da potência cinética pode ser utilizada na aceleração de partículas nos choques no vento ou no meio. Introduzindo o parâmetro  $\eta_{par} = 0,01$ , que representa a fração, de 1 %, da potência do choque em partículas relativísticas<sup>6</sup>, temos as expressões utilizadas:

$$P_w = P_{tw} \eta_{par} \quad (2.4)$$

$$P_{meio} = P_{tmeio} \eta_{par}. \quad (2.5)$$

Em seguida, a potência observada foi obtida pela relação entre fluxo e luminosidade,

$$S_\nu = \frac{P_{obs}}{4\pi D^2} \Rightarrow P_{obs} = S_\nu 4\pi D^2. \quad (2.6)$$

O raio de Strömgen,  $R_S$ , foi calculado com a expressão

$$R_S = \left( \frac{3Q_H}{4\pi\alpha_H n_e^2} \right)^{\frac{1}{3}}, \quad (2.7)$$

sendo  $\alpha_H = 3 \cdot 10^{-13}$  o coeficiente de recombinação do hidrogênio e  $n_e = n_{ism}$  a densidade de elétrons no meio (Condon e Ransom, 2016).

<sup>6</sup> Este valor de  $\eta_{par}$  é o esperado a partir de outras fontes não térmicas.

Para estimar o campo magnético no meio, supusemos que a grandeza tem uma dependência diretamente proporcional com a densidade do meio interestelar, sendo assim, expressão utilizada foi

$$B_{meio} = \left( \frac{n_{ism}}{n_0} \right)^{(1/2)} B_0 \text{ G}, \quad (2.8)$$

consideramos  $n_0 = 1 \text{ cm}^{-3}$  e  $B_0 = 1 \text{ } \mu\text{G}$ . Para obter o campo magnético na região do vento, usamos

$$B_w = \sqrt{\frac{2seqP_w}{V_w R^2}}, \quad (2.9)$$

sendo o fator  $seq = 0, 1$  (del Valle e Romero, 2012).

Se a emissão detectada em rádio for síncrotron, então podemos calcular a energia das partículas responsáveis pela emissão na frequência de observação. A expressão para ambas as energias, do meio ( $E_{meio}$ ) e do vento ( $E_w$ ), foi (Pacholczyk, 1970):

$$E = 7,9 \left( \frac{\nu}{[\text{GHz}]} \right)^{(1/2)} \left( \frac{B}{[\mu\text{G}]} \right)^{(-1/2)} \text{ GeV}. \quad (2.10)$$

Os tempos de aceleração (tempo durante o qual uma partícula ganha energia), tanto no choque do meio ( $t_{acc(meio)}$ ) quanto no vento ( $t_{acc(w)}$ ), foram obtidos com

$$t_{acc} = \eta \frac{E}{eBc}, \quad (2.11)$$

sendo  $E$  a energia do elétron,  $c$  a velocidade da luz e

$$\eta = \frac{20}{3} \left( \frac{c}{V_s} \right)^2 \quad (2.12)$$

é a eficiência de aceleração (del Valle e Romero, 2012), onde  $V_s$  é a velocidade de cada choque, isto é,  $V_w$  e  $V_{esp}$ . Vemos aqui que os choques mais rápidos são os mais eficientes.

O fator de compressão  $S$ , esperado no choque no meio interestelar, por ser radiativo, foi obtido através da relação (Blandford e Cowie, 1982):

$$S = 18.8 \left( \frac{n_{ism}}{\text{cm}^{-3}} \right)^{(1/2)} \left( \frac{V_{esp}}{100 \text{ km s}^{-1}} \right) \left( \frac{B_{meio}}{5 \mu\text{G}} \right)^{-1}. \quad (2.13)$$

A emissão livre-livre,  $\epsilon_{ff}$ , foi calculada com

$$\epsilon_{ff} = 6,8 \cdot 10^{-38} Z^2 n_{ism}^2 T_e^{-1/2} e^{-h\nu/kT_e} \bar{g}_{ff}, \quad (2.14)$$

onde  $Z = 1$  é o número atômico do hidrogênio,  $T_e = 10^4$  K é a temperatura dos elétrons na região,  $h$  é a constante de Plank,  $k$  é a constante de Boltzman e  $\bar{g}_{ff} = 10$  é o fator de Gaunt, Rybicki e Lightman (1986).

O fluxo  $S_{ff}$  foi obtido com

$$S_{ff} = \frac{\nu \epsilon_{ff} V}{4\pi D^2}, \quad (2.15)$$

sendo  $V$  é o volume de emissão. Por conveniência, o consideramos uma elipse, então,

$$V = \frac{4}{3}\pi abc; \quad (2.16)$$

$a$  e  $b$  são os semi-eixos da elipse correspondente à região de observação (Tabela 2.1) <sup>7</sup>.

Os elétrons dos raios cósmicos, que se encontram em todo o meio interestelar, também podem produzir radiação síncrotron no meio. Para estimar esta luminosidade síncrotron dos raios cósmicos,  $L_{sinc}$ , usamos:

$$L = E_\gamma V \int_{E_{min}}^{E_{max}} N_e^{RC}(E) P_{sinc}(E, E_\gamma) dE, \quad (2.17)$$

sendo  $E_\gamma$  a energia do fóton, a distribuição de elétrons dos raios cósmicos é:

$$N_e^{RC}(E) = \frac{4\pi}{c} \frac{2,2}{100} \left( \frac{E}{1,6 \cdot 10^{-3} [\text{erg}]} \right)^{-2,75} \text{ cm}^{-3} \text{ erg}^{-1} \quad (2.18)$$

e

$$P_{sinc}(E, E_\gamma) = \frac{\sqrt{3}e^3 B_{meio}}{hm_e c^2} 1,85 \left( \frac{E_\gamma}{E_c} \right)^{1/3} e^{-\frac{E_\gamma}{E_c}} \text{ s}^{-1}, \quad (2.19)$$

onde  $m_e$  é a massa do elétron,  $e$  é a carga do elétron e

$$E_c = \frac{3}{4\pi} \frac{ehB_{meio}}{m_e c} \left( \frac{E}{m_e c^2} \right)^2 \text{ erg} \quad (2.20)$$

(del Valle e Romero, 2012), todos os valores devem estar no sistema CGS; os limites para energia mínima e máxima foram  $E_{min} = 10^6$  eV  $\approx 1,6 \cdot 10^{-6}$  erg e  $E_{max} = 10^{12}$  eV  $\approx 1,6$  erg. Como os raios cósmicos sofrem compressão, devemos fazer uma correção na luminosidade calculada pela Equação 2.17, uma forma, aproximada, de considerar este efeito é multiplicar a densidade de partículas dada pela Equação 2.18 por  $\left(\frac{S}{4}\right)^{2/3}$ .

Finalmente, o fluxo síncrotron dos raios cósmicos é a luminosidade pela área:

$$f_{sinc} = \frac{L_{sinc}}{4\pi D^2}. \quad (2.21)$$

Pelos cálculos descritos acima, conseguimos obter os resultados contidos na Tabela 2.2.

<sup>7</sup> A emissão produzida pelo material ionizado em volta do *bowsheok* é esperada numa região esférica do tamanho do raio de Strömngren, porém, a região de extração do fluxo detectado em rádio corresponde ao volume do elipsoide mencionado.

Tabela 2.2 - Base de dados com as propriedades calculadas das estrelas a serem analisadas.

Parâmetros	Nome	G1/NGC 6357	G3/NGC 6357	S1/RCW 49	HIP 88652	K5/Cyg OB2	HIP 98418	HIP 38430	BD+43° 3654	BD+60° 2522
Potência do vento	$P_w$ (erg s <sup>-1</sup> )	2,78·10 <sup>33</sup>	5,05·10 <sup>33</sup>	7,98·10 <sup>34</sup>	3,71·10 <sup>32</sup>	3,55·10 <sup>32</sup>	4,90·10 <sup>33</sup>	1,46·10 <sup>34</sup>	1,14·10 <sup>35</sup>	1,64·10 <sup>34</sup>
Potência do meio	$P_{meio}$ (erg s <sup>-1</sup> )	3,22·10 <sup>31</sup>	6,46·10 <sup>31</sup>	7,09·10 <sup>32</sup>	9,50·10 <sup>30</sup>	5,84·10 <sup>30</sup>	5,42·10 <sup>31</sup>	4,24·10 <sup>32</sup>	2,03·10 <sup>33</sup>	3,86·10 <sup>32</sup>
Potência observada	$P_{obs}$ (erg s <sup>-1</sup> )	2,46·10 <sup>28</sup>	1,83·10 <sup>28</sup>	4,98·10 <sup>29</sup>	1,01·10 <sup>27</sup>	2,66·10 <sup>28</sup>	1,58·10 <sup>27</sup>	2,73·10 <sup>28</sup>	2,48·10 <sup>30</sup>	3,96·10 <sup>31</sup>
Raio de Strömgen	$R_S$ (pc)	8,26	11,00	9,69	14,28	49,38	1,23	4,19	23,20	7,94
Campo magnético no meio	$B_{meio}$ (gauss)	3,74·10 <sup>-6</sup>	4,00·10 <sup>-6</sup>	5,48·10 <sup>-6</sup>	1,41·10 <sup>-6</sup>	1,41·10 <sup>-6</sup>	1,95·10 <sup>-5</sup>	7,75·10 <sup>-6</sup>	2,45·10 <sup>-6</sup>	5,20·10 <sup>-6</sup>
Campo magnético no vento	$B_w$ (gauss)	1,32·10 <sup>-6</sup>	1,49·10 <sup>-6</sup>	1,97·10 <sup>-6</sup>	8,05·10 <sup>-7</sup>	5,06·10 <sup>-7</sup>	7,95·10 <sup>-6</sup>	8,40·10 <sup>-6</sup>	1,90·10 <sup>-6</sup>	3,55·10 <sup>-6</sup>
Energia do meio	$E_{meio}$ (GeV)	3,85	3,72	3,18	6,26	6,26	1,69	2,67	10,71	7,35
Energia do vento	$E_w$ (GeV)	6,48	6,11	5,30	8,29	10,50	2,64	2,57	12,10	8,90
Tempo de aceleração no meio	$t_{acc(meio)}$ (s)	3,48·10 <sup>4</sup>	2,84·10 <sup>4</sup>	1,88·10 <sup>4</sup>	5,74·10 <sup>4</sup>	1,45·10 <sup>5</sup>	2,19·10 <sup>3</sup>	1,24·10 <sup>3</sup>	3,04·10 <sup>2</sup>	1,28·10 <sup>4</sup>
Tempo de aceleração no vento	$t_{acc(w)}$ (s)	2,23·10 <sup>1</sup>	2,06·10 <sup>1</sup>	6,85	8,74·10 <sup>1</sup>	1,84·10 <sup>2</sup>	1,03	9,26·10 <sup>-1</sup>	1,42·10 <sup>1</sup>	1,25·10 <sup>1</sup>
Fator de compressão	$S$	22,85	24,08	23,36	36,91	23,22	26,44	70,28	50,42	44,25
Emissão livre-livre	$\epsilon_{ff}$ (erg s <sup>-1</sup> cm <sup>-3</sup> Hz <sup>-1</sup> )	1,33·10 <sup>-36</sup>	1,74·10 <sup>-36</sup>	6,12·10 <sup>-36</sup>	2,72·10 <sup>-38</sup>	2,72·10 <sup>-38</sup>	9,82·10 <sup>-34</sup>	2,45·10 <sup>-35</sup>	2,45·10 <sup>-37</sup>	4,96·10 <sup>-36</sup>
Volume	$V$ (cm <sup>3</sup> )	1,54·10 <sup>53</sup>	1,54·10 <sup>53</sup>	8,31·10 <sup>54</sup>	2,15·10 <sup>52</sup>	1,36·10 <sup>53</sup>	6,50·10 <sup>51</sup>	5,38·10 <sup>52</sup>	1,78·10 <sup>55</sup>	3,00·10 <sup>54</sup>
Fluxo livre-livre	$S_{ff}$ (erg s <sup>-1</sup> cm <sup>-2</sup> )	5,25·10 <sup>-19</sup>	6,86·10 <sup>-19</sup>	1,01·10 <sup>-17</sup>	1,03·10 <sup>-20</sup>	1,22·10 <sup>-20</sup>	1,69·10 <sup>-16</sup>	1,20·10 <sup>-17</sup>	5,55·10 <sup>-17</sup>	6,25·10 <sup>-17</sup>
Luminosidade síncrotron	$L_{sync}$ (erg s <sup>-1</sup> )	2,84·10 <sup>23</sup>	3,33·10 <sup>23</sup>	3,19·10 <sup>25</sup>	8,79·10 <sup>21</sup>	4,08·10 <sup>22</sup>	2,93·10 <sup>23</sup>	8,23·10 <sup>23</sup>	3,10·10 <sup>25</sup>	1,96·10 <sup>25</sup>
Fluxo síncrotron	$f_{sync}$ (erg s <sup>-1</sup> cm <sup>-2</sup> )	8,20·10 <sup>-22</sup>	9,64·10 <sup>-22</sup>	7,16·10 <sup>-21</sup>	1,74·10 <sup>-21</sup>	1,52·10 <sup>-22</sup>	8,74·10 <sup>-21</sup>	8,50·10 <sup>-21</sup>	8,75·10 <sup>-20</sup>	1,83·10 <sup>-20</sup>

## Análise numérica

### 3.1 Equação de transporte

Depois de reunirmos as bases de dados, nós pudemos obter a distribuição de partículas em função da energia,  $N(E)$ . Para tal, utilizando o código descrito no Apêndice A, resolvemos a equação de transporte no estado estacionário,

$$\frac{\partial}{\partial E} \left[ \frac{dE}{dt} \Big|_{loss} N(E) \right] + \frac{N(E)}{t_{esc}} = Q(E). \quad (3.1)$$

Esta equação descreve a distribuição de elétrons injetados no choque reverso de um *bowshock* de uma estrela de alta velocidade, segundo del Valle e Romero (2012).  $\frac{dE}{dt} \Big|_{loss}$  é a perda radiativa das partículas; o mecanismo dominante neste caso é a colisão Compton inversa, que acontece entre um elétron energético e um fóton, e é dada pela expressão

$$\frac{dE}{dt} \Big|_{loss} = -\frac{4}{3} \left( \frac{m_e}{m} \right)^2 c \sigma_T U_{ph} \left( \frac{E}{m_e c^2} \right)^2, \quad (3.2)$$

sendo  $\sigma_T$  a seção de choque de Thomson e  $U_{ph}$ ,

$$U_{ph} = (kT) n_{ph_\star}, \quad (3.3)$$

é a densidade de energia do campo de fótons alvo, consideramos a massa  $m$  igual à massa do elétron. A densidade de fótons na estrela na posição do choque reverso, considerada aproximadamente igual a  $R_0$ , é

$$n_{ph_\star} = n_{ph_{bb}} \left( \frac{R_\star}{R_0} \right)^2, \quad (3.4)$$

sendo que  $R_\star$  é o raio da estrela e  $n_{ph_{bb}}$  é a densidade de fótons em um corpo negro com uma certa temperatura <sup>8</sup>.

---

<sup>8</sup> Por considerarmos as estrelas como sendo corpos negros, essa vai ser a densidade do corpo negro na temperatura efetiva  $T$  da respectiva estrela.

O mecanismo de escape das partículas da região é por advecção produzida pelo vento chocado, então, o tempo de escape é dado por

$$t_{esc} = 0,3R_0 \left( \frac{V_w}{4} \right). \quad (3.5)$$

Por fim,  $Q(E)$  é a função de injeção e vale

$$Q(E) = Q_0 E^{-\alpha}, \quad (3.6)$$

sendo  $\alpha = 2$  o índice espectral dos elétrons injetados e  $Q_0$  o termo de normalização,

$$Q_0 = P_w \left( \int_{E_{min}}^{E_{max}} E^{1-\alpha} dE \right)^{-1} = P_w \left( \int_{E_{min}}^{E_{max}} E^{-1} dE \right)^{-1} = P_w \left[ \ln \left( \frac{E_{max}}{E_{min}} \right) \right]^{-1}. \quad (3.7)$$

$E_{min}$  e  $E_{max}$  são, respectivamente, a energia mínima e máxima das partículas no sistema, consideramos a energia mínima como sendo a energia de repouso do elétron,  $E_{min} = m_e c^2$ , e a energia máxima foi obtida considerando o momento de equilíbrio entre o ganho e a perda de energia, ou seja, a partir da igualdade entre o tempo de aceleração, Equação 2.11, e o tempo das perdas síncrotron,

$$t_{sinc}^{-1} = \frac{4}{3} \left( \frac{m_e}{m} \right)^3 \frac{\sigma_T c B_w^2 E}{m_e c^2 8\pi m c^2}, \quad (3.8)$$

então,

$$E_{max} = (m_e c^2) \left( \frac{V_w}{c} \right) \left( \frac{9\pi}{10} \frac{e}{\sigma_T B_w} \right)^{1/2}. \quad (3.9)$$

Os parâmetros descritos acima foram calculados para cada estrela e se encontram na Tabela 3.1.

Tabela 3.1 - Parâmetros calculados para a distribuição de partículas.

Parâmetros	Nome	G1/NGC 6357	G3/NGC 6357	S1/RCW 49	HIP 88652	K5/Cyg OB2	HIP 98418	HIP 38430	BD+43° 3654	BD+60° 2522
Tempo de escape	$t_{esc}$ (s)	$7,05 \cdot 10^9$	$9,07 \cdot 10^9$	$1,64 \cdot 10^{10}$	$6,76 \cdot 10^9$	$1,09 \cdot 10^{10}$	$1,16 \cdot 10^9$	$1,87 \cdot 10^9$	$1,83 \cdot 10^{10}$	$6,85 \cdot 10^9$
Energia máxima	$E_{max}$ (MeV)	$1,41 \cdot 10^8$	$1,26 \cdot 10^8$	$1,53 \cdot 10^8$	$1,32 \cdot 10^8$	$1,62 \cdot 10^8$	$6,95 \cdot 10^7$	$6,83 \cdot 10^7$	$1,67 \cdot 10^8$	$8,18 \cdot 10^7$
Termo de normalização	$Q_0$ (erg s <sup>-1</sup> )	$1,43 \cdot 10^{32}$	$2,61 \cdot 10^{32}$	$4,09 \cdot 10^{33}$	$1,92 \cdot 10^{33}$	$1,81 \cdot 10^{31}$	$2,62 \cdot 10^{32}$	$7,79 \cdot 10^{32}$	$5,79 \cdot 10^{33}$	$8,68 \cdot 10^{32}$
Raio da estrela	$R_*$ ( $R_\odot$ )	$9,3^{(1)}$	$10,6^{(2)}$	$15,3^{(2)}$	$5,0$	$8,5^{(1)}$	$21,1^{(2)}$	$10,2^{(2)}$	$19,0^{(1)}$	$18,5^{(3)}$
Densidade de fótons corpo negro	$n_{ph,0}$ (cm <sup>-3</sup> )	$9,04 \cdot 10^{14}$	$1,28 \cdot 10^{15}$	$1,32 \cdot 10^{15}$	$1,62 \cdot 10^{14}$	$7,53 \cdot 10^{14}$	$5,46 \cdot 10^{14}$	$1,19 \cdot 10^{15}$	$1,36 \cdot 10^{15}$	$9,59 \cdot 10^{14}$
Densidade de fótons na estrela	$n_{ph}$ (cm <sup>-3</sup> )	$2,49 \cdot 10^2$	$3,06 \cdot 10^2$	$1,02 \cdot 10^2$	$2,62 \cdot 10^1$	$1,43 \cdot 10^2$	$1,94 \cdot 10^4$	$3,74 \cdot 10^3$	$1,14 \cdot 10^2$	$1,22 \cdot 10^3$
Densidade do campo de fótons alvos	$U_{ph}$ (erg cm <sup>-3</sup> )	$1,22 \cdot 10^{-9}$	$1,68 \cdot 10^{-9}$	$5,68 \cdot 10^{-10}$	$7,25 \cdot 10^{-11}$	$6,60 \cdot 10^{-10}$	$8,03 \cdot 10^{-8}$	$2,01 \cdot 10^{-8}$	$6,42 \cdot 10^{-10}$	$6,10 \cdot 10^{-9}$

Valores encontrados em: <sup>(1)</sup>Kobulnicky et al. (2019); <sup>(2)</sup>Martins et al. (2005); <sup>(3)</sup>Britavskiy et al. (2023).

Para HIP 88652, utilizamos uma estimativa considerando os valores típicos do raio de uma estrela do tipo B (entre 2 e 7  $R_\odot$ ).

O código utilizado gera uma tabela contendo a quantidade de partículas para cada energia, isto é, a distribuição de partículas em função da energia. A tabela pode ser visualizada dispondo os pontos obtidos em um gráfico, a Figura 3.1 mostra esse gráfico para a estrela G1/NGC 6357.

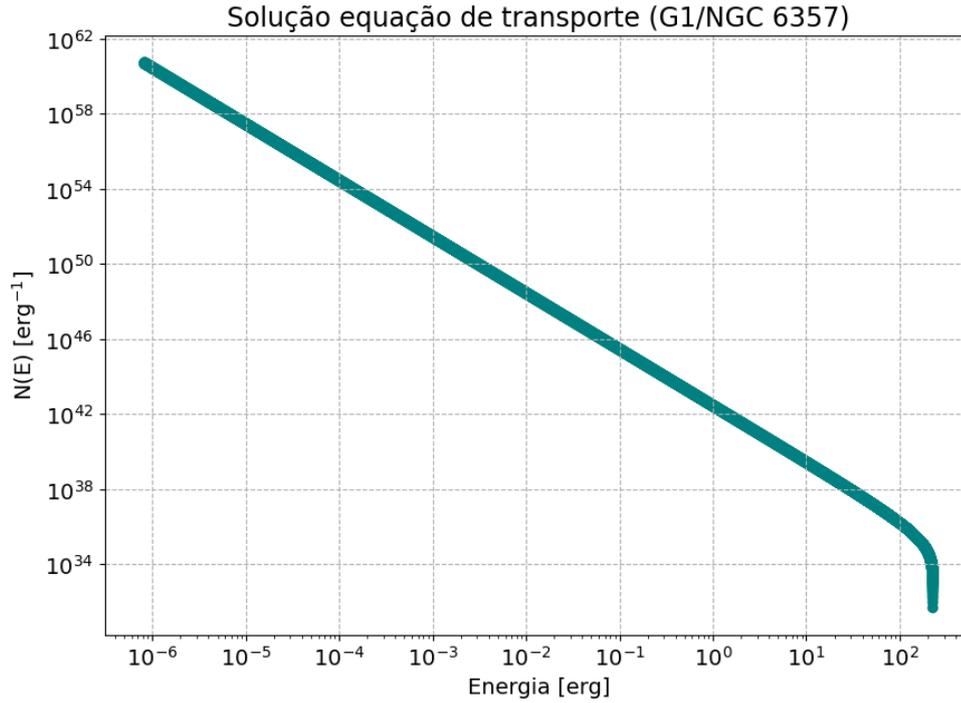


Figura 3.1: Distribuição de partículas em função da energia para a estrela G1/NGC 6357.

### 3.2 Distribuição espectral de energia

A partir dos valores obtidos pela solução da equação de transporte, obtivemos a distribuição espectral de energia (SED, na sigla em inglês) utilizando um pacote em Python que computa a radiação não térmica de populações de partículas relativísticas, Naima (Zabalza, 2015). O Naima recebe os valores tabelados da distribuição de energia e calcula automaticamente o espectro desejado.

Calculamos a SED para as emissões síncrotron, Bremsstrahlung relativista e Compton inverso. Para a emissão Bremsstrahlung, precisamos fornecer a densidade de partículas no vento,

$$n_w = \frac{\dot{M}_w}{4\pi R_0^2 V_w m_p}. \quad (3.10)$$

No caso do Compton inverso, consideramos o campo alvo tanto da estrela (relacionado com a temperatura da estrela) quanto da poeira (relacionado com a temperatura da poeira); para obter o espectro Compton inverso, é preciso fornecer a energia do fóton do campo alvo, dada por  $U = kT$ , e a densidade de energia do campo de radiação.

Para a poeira, usamos a temperatura no infravermelho (van Buren et al., 1995)<sup>9</sup>,

$$T_{IR} = 27 \left( \frac{0,2}{L_{\star}} \right)^{-(1/6)} \left( \frac{1}{R_0} \right)^{-(1/3)}, \quad (3.11)$$

juntamente com a densidade de fótons no infravermelho,

$$n_{ph_{IR}} = \frac{L_{IR}}{2\pi R_0^2 E_{IRC}}, \quad (3.12)$$

sendo

$$L_{IR} = L_{\star} \xi. \quad (3.13)$$

O parâmetro  $\xi$  está relacionado com a absorção da poeira e capacidade de emissão, ele é observado na ordem de  $10^{-2}$ . A energia dos fótons do infravermelho se calcula como

$$E_{IR} = kT_{IR}. \quad (3.14)$$

A luminosidade da estrela é dada por:

$$L_{\star} = 4\pi\sigma R_{\star}^2 T^4, \quad (3.15)$$

sendo  $\sigma$  a constante de Stefan-Boltzmann.

A Tabela 3.2 mostra os valores obtidos com as expressões acima.

Tabela 3.2 - Valores utilizados para a obtenção da SED.

Parâmetros	Nome	G1/NGC 6357	G3/NGC 6357	S1/RCW 49	HIP 88652	K5/Cyg OB2	HIP 98418	HIP 38430	BD+43° 3654	BD+60° 2522
Luminosidade da estrela	$L_{\star}$ ( $10^{38}$ erg s <sup>-1</sup> )	4,75	9,83	21,24	0,14	3,11	12,51	8,25	34,23	20,31
Temperatura no infravermelho	$T_{IR}$ (K)	62,12	65,55	54,69	38,81	56,07	124,84	99,08	55,83	81,23
Densidade de partículas no vento	$n_w$ (cm <sup>-3</sup> )	$1,88 \cdot 10^{-3}$	$2,62 \cdot 10^{-3}$	$2,36 \cdot 10^{-3}$	$1,31 \cdot 10^{-3}$	$5,42 \cdot 10^{-4}$	$4,64 \cdot 10^{-2}$	$5,08 \cdot 10^{-2}$	$1,92 \cdot 10^{-3}$	$1,50 \cdot 10^{-2}$
Energia dos fótons no infravermelho	$E_{IR}$ (ergs)	$8,58 \cdot 10^{-15}$	$9,05 \cdot 10^{-15}$	$7,55 \cdot 10^{-15}$	$5,36 \cdot 10^{-15}$	$7,74 \cdot 10^{-15}$	$1,72 \cdot 10^{-14}$	$1,37 \cdot 10^{-14}$	$7,71 \cdot 10^{-15}$	$1,12 \cdot 10^{-14}$
Luminosidade no infravermelho	$L_{IR}$ (erg s <sup>-1</sup> )	$4,75 \cdot 10^{36}$	$9,83 \cdot 10^{36}$	$2,12 \cdot 10^{37}$	$1,38 \cdot 10^{35}$	$3,11 \cdot 10^{36}$	$1,25 \cdot 10^{37}$	$8,25 \cdot 10^{36}$	$3,42 \cdot 10^{37}$	$2,03 \cdot 10^{37}$
Densidade de fótons no infravermelho	$n_{ph_{IR}}$ (cm <sup>-3</sup> )	$1,93 \cdot 10^3$	$2,52 \cdot 10^3$	$1,02 \cdot 10^3$	$1,83 \cdot 10^2$	$1,15 \cdot 10^3$	$6,32 \cdot 10^4$	$1,99 \cdot 10^4$	$1,13 \cdot 10^3$	$7,37 \cdot 10^3$

<sup>9</sup> A temperatura de emissão da poeira depende da luminosidade da estrela central, pois a estrela emite os fótons absorvidos pela poeira, e da distância do *bowshock* até a estrela.

## Resultados

A partir do que foi obtido no Capítulo 2, foi possível fazer alguns gráficos de comparação para cada estrela: a Figura 4.1 mostra  $P_w$ ,  $P_{meio}$  e  $P_{obs}$ ; a Figura 4.2 traz informações de  $t_{acc(meio)}$  e  $t_{acc(w)}$ ; por fim, a Figura 4.3 compara  $S_{ff}$ ,  $f_{sinc}$  e  $S_{obs}$ .

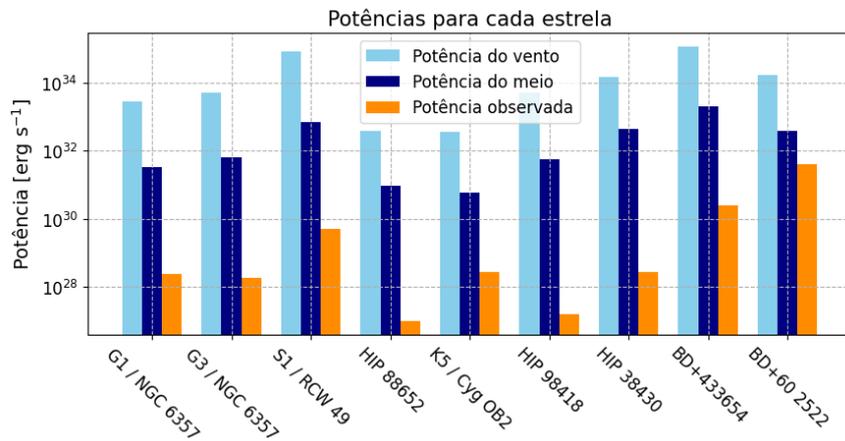


Figura 4.1: Comparação das diferentes potências obtidas para cada estrela.

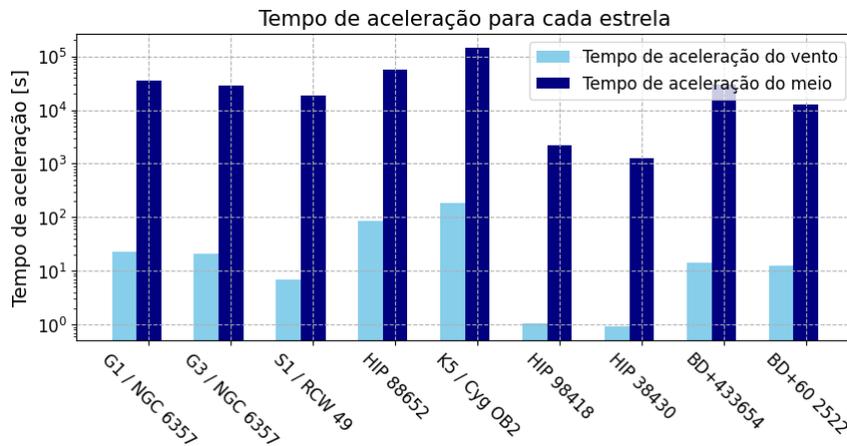


Figura 4.2: Comparação dos tempos de aceleração obtidos para cada estrela.

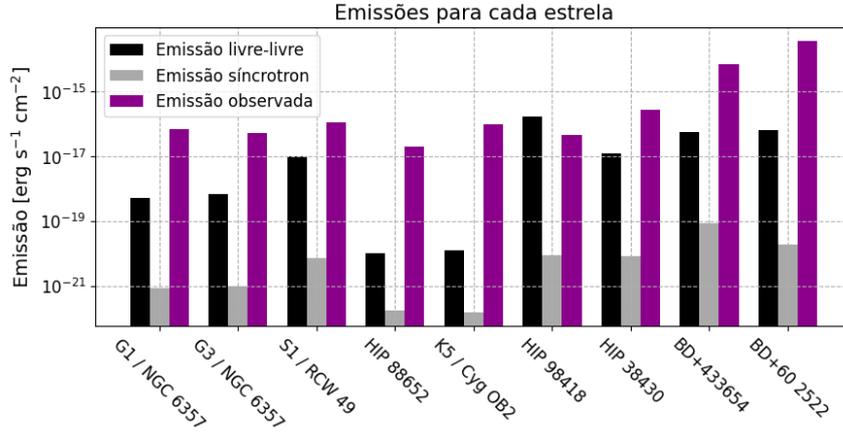


Figura 4.3: Comparação das diferentes emissões obtidas para cada estrela.

Com o Naima, descrito no Capítulo 3, obtivemos a distribuição espectral de energia para a estrela G1/NGC 6357, como pode ser visto na Figura 4.4.

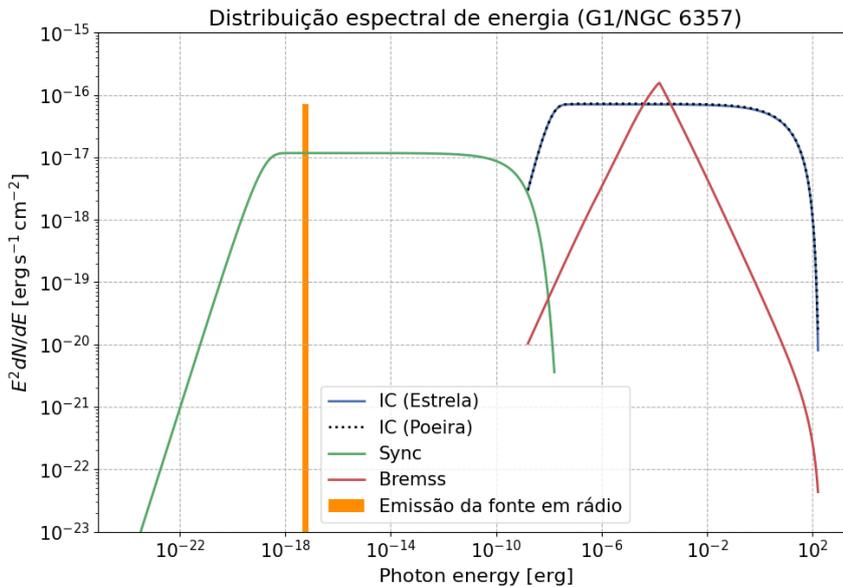


Figura 4.4: SED não térmica para a estrela G1/NGC 6357. Também mostramos a emissão observada em rádio do *bowshock* da fonte.

#### 4.1 Análise

A Figura 4.1 compara a potência cinética do choque do vento e do meio com a luminosidade observada; se a potência cinética for menor que a luminosidade observada, isto descarta imediatamente o choque no vento ou no meio como emissores. Isto acontece porque, no processo de aceleração de partículas numa onda de choque, a potência disponível

para acelerar as partículas é a potência cinética do material, esta pode ser tanto a do choque no vento quanto no meio. A potência em partículas é, portanto, uma fração da potência cinética,  $P_{part} = \eta P_{cin}$ ;  $\eta$  depende da eficiência de aceleração e, em geral, é da ordem de 1%, conforme mencionado anteriormente. Como a luminosidade total produzida pelas partículas de potência  $P_{part}$  está dividida entre todos os procesos de emissão: síncrotron, Compton inverso e Bremsstrahlung relativista, a luminosidade total não térmica não pode ser maior que  $P_{part}$ . Logo, a luminosidade total síncrotron obedece a relação:  $L_{sinc} < P_{part} < \eta P_{cin}$ . Além disso, a luminosidade observada em rádio,  $L_{sinc_{obs}}$ , corresponde a observação em uma única frequência, portanto, cumpre com a seguinte condição:  $L_{sinc_{obs}} < L_{sinc} < P_{part} < \eta P_{cin}$ . Então, no final, caso o choque realmente tenha acelerado as partículas, esperamos que essa relação entre as potências resulte em uma diferença de, aproximadamente, três ordens de grandeza entre a luminosidade e a potência cinética disponível nos choques. Levando em consideração o que foi dito, uma análise mais detalhada nos mostra:

- S1, K5, BD+43° 3654 e BD+60° 2522 possuem as maiores luminosidades observadas, com uma diferença de menos de três ordens de grandeza em relação à potência do meio, isso indica que é muito pouco provável a emissão síncrotron observada ser resultado da aceleração dos elétrons pelo choque no meio;
- As estrelas HIP 88652 e HIP 98418 têm as menores luminosidades observadas, com uma diferença de mais de três ordens de grandeza em relação as potências cinéticas dos choques, assim, é possível que a luminosidade síncrotron seja resultado da aceleração das partículas em qualquer choque;
- A potência do vento domina em relação a do meio, ou seja, o choque no vento tem mais capacidade para produzir partículas relativísticas. Além do mais, esse choque também é mais rápido e adiabático, sendo o favorito na hora de acelerar partículas.

Já na Figura 4.2, observamos, em todos os casos, o tempo de aceleração das partículas no choque do meio muito maior que o tempo de aceleração do choque no vento, indicando uma eficiência maior de aceleração de partículas no choque produzido no vento em comparação com aquele produzido no meio.

Na Figura 4.3, temos as emissões de cada mecanismo, livre-livre e síncrotron, comparadas com as emissões observadas. A emissão observada de cada estrela é a soma das

duas outras emissões, ou seja, cada um dos processos tem uma contribuição e o que observamos é o resultado deles em conjunto. Portanto, as emissões observadas devem ser as dominantes, além disso, quanto maior a emissão livre-livre, mais chance de ser térmico e, pelo contrário, quanto maior a emissão síncrotron, mais chance de ser não térmico. Sendo assim, notamos que:

- A emissão síncrotron de fundo é a menor de todas, isto descarta a possibilidade da emissão ser produzida pelos raios cósmicos galácticos;
- A emissão observada é a que domina em todas as estrelas, exceto HIP 98418;
- HIP 98418 tem a emissão livre-livre como dominante, indicando uma superestimação em algum parâmetro;
- HIP 88652 e K5 possuem as menores emissões livre-livre, indicando que a emissão observada seja produzida por síncrotron de elétrons localmente acelerados;
- As emissões livre-livre de S1 e HIP 3843 são comparáveis com as emissões observadas, indicando uma maior possibilidade de ser um processo térmico.

Finalmente, a análise da Figura 4.4 nos mostra que a curva do Compton inverso é maior que a do síncrotron, ou seja, ao contrário do que pensávamos, o mecanismo dominante é o Compton inverso, e não o síncrotron, pois temos mais luminosidade na região do espectro com essa emissão do que na emissão síncrotron. Na figura, também incluímos o valor do fluxo detectado em rádio, podemos ver que o fluxo do modelo fica abaixo da observação. Este resultado é consistente com os resultados da Figura 4.3 para G1.

## Conclusões

Com base nas observações feitas no Capítulo 4, podemos concluir da Figura 4.1 que, para HIP 88652 e HIP 98418, devido à grande diferença entre a potência observada e a potência calculada, existe a possibilidade de a luminosidade ser resultado da interação das partículas aceleradas em qualquer choque (no vento ou no meio). No caso de S1, K5, BD+43° 3654 e BD+60° 2522, a diferença entre a potência observada e a potência calculada é pequena, ou seja, a potência das partículas resultante do choque no meio é muito baixa para explicar as observações. Não é possível tirar conclusões dos casos intermediários, porém, da Figura 4.2, vimos que a aceleração no choque do vento é muito mais eficiente, então, é mais provável que a aceleração das partículas ocorra no vento.

Além disso, com base na Figura 4.3, para as estrelas HIP 88652 e K5, é provável que a emissão observada seja produzida por síncrotron de elétrons localmente acelerados, pois a emissão livre-livre é muito baixa para explicá-la.

No caso de HIP 98418, vemos que houve uma superestimação em algum de seus parâmetros, pois não deveria ser possível a emissão livre-livre ser maior que a emissão observada. Uma explicação plausível é a distribuição de densidade na região; para todos os casos, supusemos uma densidade homogênea no local do *bowshock* com o mesmo valor da densidade observada no meio interstelar, no entanto, caso haja uma distribuição não uniforme de densidade na região, o valor calculado de  $S_{ff}$  seria maior do que esperado.

Por fim, como G1, G3, BD+43° 3654 e BD+60° 2522 têm emissões livre-livre muito abaixo da emissão de observação, mas não tão baixas quanto HIP 88652 e K5, podemos afirmar a possibilidade de que a emissão seja síncrotron de elétrons locais. Isto é compatível com as observações a 2 frequências das fontes BD+43° 3654 e BD+60° 2522, que confirmam a natureza da radiação observada justamente como síncrotron.

Sendo assim, podemos afirmar que existe a possibilidade de, pelo menos, algumas das estrelas analisadas, especialmente as que tem mais baixa emissão livre-livre e mais alta potência no vento e as que foram compatíveis com as observações de BD+43° 3654 e BD+60° 2522 (G1 e G3), serem fontes de emissão não térmica, produzida por elétrons acelerados localmente. Pois, como o fluxo síncrotron dos elétrons de fundo,  $f_{sinc}$ , é a menor de todas as emissões, demonstramos que a contribuição dos elétrons dos raios cósmicos é desprezível em todos os casos.

Além disso, a análise da SED da estrela G1, Figura 4.4, nos mostra que o mecanismo dominante nesse objeto para a produção de luminosidade é o Compton inverso. A próxima etapa da pesquisa envolve estender o estudo feito com G1 para as outras estrelas candidatas. Uma vez obtidas as SEDs de todas as fontes, faremos a análise de detectabilidade da emissão em raios gama, que nos ajudará a entender a falta de detecção dos *bowshocks* em raios gama.

## Referências Bibliográficas

- Acero F., Ackermann M., Ajello M., Albert A., Atwood W. B., Axelsson M., Baldini L., Ballet J., Barbiellini G., et al., Fermi Large Area Telescope Third Source Catalog, *ApJS*, 2015, vol. 218, p. 23
- Bandiera R., Modelling non-axisymmetric bow shocks, *A&A*, 1993, vol. 276, p. 648
- Benaglia P., Romero G. E., Martí J., Peri C. S., Araudo A. T., Detection of nonthermal emission from the bow shock of a massive runaway star, *A&A*, 2010, vol. 517, p. L10
- Blandford R. D., Cowie L. L., Radio emission from supernova remnants in a cloudy interstellar medium, *ApJ*, 1982, vol. 260, p. 625
- Britavskiy N., Simón-Díaz S., Holgado G., Burssens S., Maíz Apellániz J., Eldridge J. J., Nazé Y., Pantaleoni González M., Herrero A., The IACOB project. VIII. Searching for empirical signatures of binarity in fast-rotating O-type stars, *A&A*, 2023, vol. 672, p. A22
- Condon J. J., Ransom S. M., *Essential Radio Astronomy*, 2016
- De Becker M., del Valle M. V., Romero G. E., Peri C. S., Benaglia P., X-ray study of bow shocks in runaway stars, *MNRAS*, 2017, vol. 471, p. 4452
- del Valle M. V., Pohl M., Nonthermal Emission from Stellar Bow Shocks, *ApJ*, 2018, vol. 864, p. 19
- del Valle M. V., Romero G. E., Non-thermal processes in bowshocks of runaway stars. Application to  $\zeta$  Ophiuchi, *A&A*, 2012, vol. 543, p. A56

- del Valle M. V., Romero G. E., Runaway massive stars as variable gamma-ray sources, *A&A*, 2014, vol. 563, p. A96
- Draine B. T., *Physics of the Interstellar and Intergalactic Medium*, 2011
- Green S., Mackey J., Haworth T. J., Gvaramadze V. V., Duffy P., Thermal emission from bow shocks. I. 2D hydrodynamic models of the Bubble Nebula, *A&A*, 2019, vol. 625, p. A4
- Gregorio-Hetem J., Jatenco-Pereira V., Mendes de Oliveira C., , 2010 Apostila AGA215 FUNDAMENTOS DE ASTRONOMIA
- H. E. S. S. Collaboration Abdalla H., Abramowski A., Aharonian F., Ait Benkhali F., Akhperjanian A. G., et al., Systematic search for very-high-energy gamma-ray emission from bow shocks of runaway stars, *A&A*, 2018, vol. 612, p. A12
- Hoogerwerf R., de Bruijne J. H. J., de Zeeuw P. T., The Origin of Runaway Stars, *ApJ*, 2000, vol. 544, p. L133
- Kobulnicky H. A., Chick W. T., Povich M. S., Mass-loss Rates for O and Early B Stars Powering Bow Shock Nebulae: Evidence for Bistability Behavior, *AJ*, 2019, vol. 158, p. 73
- Kobulnicky H. A., Chick W. T., Schurhammer D. P., Andrews J. E., Povich M. S., Munari S. A., Olivier G. M., Sorber R. L., Wernke H. N., Dale D. A., Dixon D. M., A Comprehensive Search for Stellar Bowshock Nebulae in the Milky Way: A Catalog of 709 Mid-infrared Selected Candidates, *ApJS*, 2016, vol. 227, p. 18
- Longair M. S., *High Energy Astrophysics*, 2011
- Maciel W. J., *Astrophysics of the Interstellar Medium*, 2013
- Martinez J. R., del Palacio S., Bosch-Ramon V., Probing the non-thermal physics of stellar bow shocks using radio observations, *A&A*, 2023, vol. 680, p. A99
- Martins F., Schaerer D., Hillier D. J., A new calibration of stellar parameters of Galactic O stars. In SF2A-2005: Semaine de l'Astrophysique Francaise , 2005, p. 633

- Moutzouri M., Mackey J., Carrasco-González C., Gong Y., Brose R., Zargaryan D., Toalá J. A., Menten K. M., Gvaramadze V. V., Rugel M. R., And then they were two: Detection of non-thermal radio emission from the bow shocks of two runaway stars, *A&A*, 2022, vol. 663, p. A80
- Pacholczyk A. G., Radio astrophysics. Nonthermal processes in galactic and extragalactic sources, 1970
- Peri C. S., Benaglia P., Brookes D. P., Stevens I. R., Isequilla N. L., E-BOSS: an Extensive stellar BOw Shock Survey. I. Methods and first catalogue, *A&A*, 2012, vol. 538, p. A108
- Peri C. S., Benaglia P., Isequilla N. L., E-BOSS: An Extensive stellar BOw Shock Survey. II. Catalogue second release, *A&A*, 2015, vol. 578, p. A45
- Rybicki G. B., Lightman A. P., Radiative Processes in Astrophysics, 1986
- Sánchez-Ayaso E., del Valle M. V., Martí J., Romero G. E., Luque-Escamilla P. L., Possible Association of Two Stellar Bowshocks with Unidentified Fermi Sources, *ApJ*, 2018, vol. 861, p. 32
- Schulz A., Ackermann M., Buehler R., Mayer M., Klepser S., Systematic search for high-energy gamma-ray emission from bow shocks of runaway stars, *A&A*, 2014, vol. 565, p. A95
- Tetzlaff N., Neuhäuser R., Hohle M. M., A catalogue of young runaway Hipparcos stars within 3 kpc from the Sun, *MNRAS*, 2011, vol. 410, p. 190
- van Buren D., Stellar Wind Bow Shocks. In *Massive Stars: Their Lives in the Interstellar Medium*, vol. 35 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, 1993, p. 315
- van Buren D., McCray R., Bow Shocks and Bubbles Are Seen around Hot Stars by IRAS, *ApJ*, 1988, vol. 329, p. L93
- van Buren D., Noriega-Crespo A., Dgani R., An IRAS/ISSA Survey of Bow Shocks Around Runaway Stars, *AJ*, 1995, vol. 110, p. 2914
- Van den Eijnden J., Saikia P., Mohamed S., Radio detections of IR-selected runaway stellar bow shocks, *MNRAS*, 2022, vol. 512, p. 5374

Wilkin F. P., Modeling Nonaxisymmetric Bow Shocks: Solution Method and Exact Analytic Solutions, *ApJ*, 2000, vol. 532, p. 400

Zabalza V., naima: a Python package for inference of relativistic particle energy distributions from observed nonthermal spectra, *Proc. of International Cosmic Ray Conference 2015*, 2015, p. 922

# Apêndice



## Solução da equação de transporte

Para resolver a Equação 3.1, desenvolvemos um programa em Fortran implementando o método de Runge-Kutta, que é um método numérico iterativo para encontrar a solução de equações diferenciais ordinárias, criado por Carl David Tolmé Runge e Martin Wilhelm Kutta.

O programa consiste de quatro módulos: um programa principal, duas subrotinas e uma função. As subrotinas consistiram em: solução da EDO (subrotina “rk”) e saída (subrotina “saida\_rk”). A função (função “eq\_transp”) foi justamente a equação diferencial a ser resolvida, Equação 3.1. Como foram analisados casos com números de iterações bem grandes, foram utilizadas, tanto para reais quanto para inteiros, variáveis em dupla precisão.

O programa principal contém os valores desejados das constantes e das energias máxima e mínima, Tabela 3.1, e o número de iterações desejadas, utilizamos  $n = 100000$ . Ele também calcula a variável auxiliar

$$K_{aux} = -\frac{4}{3} \left( \frac{m_e}{m} \right)^2 c\sigma_T U_{ph} \left( \frac{1}{m_e c^2} \right)^2. \quad (\text{A.1})$$

No fim, ele chama a subrotina de saída.

A subrotina “saida\_rk” recebe as constantes, as energias máxima e mínima e o número de iterações desejadas. Ela então calcula o valor do passo  $h_p$  com a expressão

$$h_p = -\frac{\log(E_{max}) - \log(E_{min})}{n}, \quad (\text{A.2})$$

por se tratar de escalas de valores muito grandes, optou-se pela utilização de uma escala logarítmica. Em seguida, ela obtém uma grade de energia com a expressão

$$E(i) = 10^{(\log(E_{max}) + h_p * (i-1))}, \quad (\text{A.3})$$

depois, ela chama a subrotina “rk” e, por fim, armazena os valores obtidos em um arquivo que será utilizado para plotar os gráficos desejados.

A subrotina “rk” foi a utilização direta da expressão do método de Runge-Kutta,  $y_{i+1} = y_i + \frac{1}{2}[k_1 + k_2]$ , sendo

$$k_1 = (x(i+1) - x(i)) * f(x_i, y_i) \quad (\text{A.4})$$

$$k_2 = (x(i+1) - x(i)) * f(x_i + h_p, y_i + k_1), \quad (\text{A.5})$$

onde  $f(x, y)$  é o valor da equação diferencial,  $x_i$  é o valor do  $i$ -ésimo ponto e  $y_i$  é o valor da função calculada em  $x_i$ . A subrotina recebe os valores das constantes, o vetor da grade de energia  $x$ , o valor inicial da função e o número de iterações desejadas e retorna um array com os valores de  $y_i$  calculados. Para calcular os valores desse array, foi definido que o primeiro termo é  $y_1 = 0$  e os outros termos são os valores da expressão  $y_{i+1}$ , obtidos através de um loop, sendo  $f(x, y)$  a função “eq\_transp”.

Finalmente, a função “eq\_transp” é a expressão da Equação 3.1 quando o termo diferencial é isolado,

$$\frac{\partial N(E)}{\partial E} = \frac{Q_0 E^{-\alpha}}{K_{aux} E^2} - \frac{2N(E)}{E} - \frac{N(E)}{K_{aux} t_{esc} E^2}. \quad (\text{A.6})$$

Ela recebe os valores das constantes e os valores de  $E$  e  $N(E)$  e retorna o valor da derivada da função no ponto desejado.

É importante salientar que todos os parâmetros utilizados no código devem estar em unidades CGS, caso contrário, a análise dimensional das expressões utilizadas fica completamente inconsistente, resultando em grandes erros.