



Universidad Nacional de La Plata  
Facultad de Ciencias Exactas

Tesis para obtener el grado académico de  
Licenciado en Física

PROCESOS NO TÉRMICOS EN ESTRELLAS DE  
HÍPER-VELOCIDAD

Javier Rodrigo Martinez

Director: Dr. Santiago del Palacio  
Co-Director: Dr. Gustavo Esteban Romero

LA PLATA, ARGENTINA  
- MARZO DE 2021-



# Prefacio

Esta Tesis es presentada como parte de los requisitos para obtener el grado académico de Licenciado en Física de la Universidad Nacional de La Plata. La misma contiene los resultados de las investigaciones desarrolladas bajo la dirección de los Drs. Santiago del Palacio y Gustavo Esteban Romero, en colaboración con el Dr. Valentí Bosch-Ramon de la Universidad de Barcelona.

Javier Rodrigo Martinez.  
e-mail: [jrmartinez2196@gmail.com](mailto:jrmartinez2196@gmail.com)  
La Plata, marzo de 2021.



# Resumen

Las denominadas *estrellas fugitivas* se mueven con velocidades supersónicas respecto al medio interestelar circundante. Si además tienen fuertes vientos supersónicos, generan a su paso dos ondas de choque: una que se propaga en el medio interestelar (choque delantero) y una que se propaga sobre el viento estelar (choque reverso). Estos objetos se estudian usualmente mediante la emisión infrarroja y líneas espectrales en el óptico como  $H_\alpha$  y [OIII] producidas en el choque delantero. Sin embargo, estos choques de propagación también pueden acelerar partículas relativistas y producir emisión no térmica multifrecuencia. Esta radiación ha sido investigada previamente en los choques reversos de estrellas fugitivas con velocidades  $\lesssim 100 \text{ km s}^{-1}$ . En este trabajo expandimos la investigación al caso de estrellas de súper velocidad y semi-relativistas, que alcanzan velocidades de miles de  $\text{km s}^{-1}$ . Analizamos su potencial como aceleradores de partículas y como fuentes de radiación no térmica.

Tras estudiar diversos escenarios mostramos que los procesos no térmicos son relevantes en ambos choques, el reverso y el delantero. Más aún, mostramos que pueden acelerarse partículas hasta muy altas energías en el choque delantero si la estrella tiene velocidades semi-relativistas. Calculamos su emisión multifrecuencia y evaluamos su detectabilidad en función de distintos parámetros, tales como el tipo espectral de la estrella, la velocidad espacial, y la densidad del medio circundante. Los flujos de energía predichos en la banda de radio podrían ser detectados por la siguiente generación de interferómetros, como SKA y ngVLA.



# Abstract

Runaway stars move at supersonic speed with respect to their surrounding medium. If they also have powerful supersonic winds, they generate two shock fronts: one that propagates through the interstellar medium (forward shock) and one that propagates through the stellar wind (reverse shock). These objects are usually studied by means of the infrared radiation or the optical emission lines like  $H_\alpha$  and [OIII] produced in the forward shock. However, these shock waves can also accelerate particles up to relativistic energies, which in turn produce broadband non-thermal emission. This radiation has been investigated in the reverse shocks of runaway stars with velocities of  $\lesssim 100 \text{ km s}^{-1}$ . In this work, we expand the research to the case of hyper-velocity and semi-relativistic stars with speeds reaching thousands of  $\text{km s}^{-1}$ . We analyze their potential as particle accelerator and non-thermal radiation sources.

After analyzing several scenarios we show that non-thermal processes are relevant in both the reverse and the forward shocks. Moreover, cosmic-ray acceleration becomes very efficient in the forward shock of a putative semi-relativistic star. We estimate their broadband spectra and assess their detectability as a function of different parameters such as their spectral type, spatial velocity, and the medium density. The emission predicted at low radio frequencies could be detected with the new generation radio telescope arrays, such as the SKA and the ngVLA.





A mis padres,  
quienes guían mi camino  
y son mi inspiración.



# Agradecimientos

En primer lugar quiero agradecer a la Universidad Pública, en particular la Universidad Nacional de La Plata, que permitió iniciarme en el ámbito científico. Es un privilegio que en Argentina podamos tener educación universitaria gratuita y de calidad, y es nuestro deber cuidarla. Espero poder estar a la altura y retribuir lo que me brindó la Facultad con esfuerzo, trabajo y dedicación, y defendiendo el derecho a la educación pública siempre que sea necesario.

A mis directores, Santiago y Gustavo, por iniciarme en la astrofísica relativista, rama de la astronomía que me apasiona. Pero sobre todo quiero agradecerles por la buena predisposición y paciencia que tuvieron conmigo, respondiéndome inquietudes de todo tipo, y alentando mis ganas de aprender día a día.

A a mis amigos y amigas. Sin ustedes no habría llegado aquí. Desde Lion y Tongas, que están junto a mí desde el secundario, hasta Santi, Lau, Lucas, Juan, Mati, Cande, y mi compañero predilecto de cervezas, Ale.

Quiero además dedicarle líneas especiales a amigos y amigas que han marcado particularmente mi camino universitario. Primero a Ati, porque además de ser un gran amigo, fuiste mi compañero de estudios en doce finales, y sin dudas hiciste más ameno el proceso. A Esti, por ser la persona que más me hizo reír durante la carrera. Te considero un amigo de oro. Al Colo, no sólo por ser incondicional, sino también porque mejoraste mis días los años que vivimos juntos. Y por último a Luci, con quién recorrí toda la carrera. Sos mi mejor amiga, pero te consiero una hermana. Tuve la suerte de toparme con vos en la vida.

A Dolo, por representar mi felicidad. Desde que llegaste a mi vida la cambiaste para bien y sos mi complemento perfecto. Te agradezco por el amor, la compañía, el apoyo y el cariño de siempre, y por estar cuando te necesito. Espero poder devolverte todo el amor que te mereces.

Le agradezco profundamente a mi familia. A mi abuela, a mi tío, a mis tías, a mis primos y a mis primas. Desde que vine a La Plata me hicieron sentir cerca de ustedes y gracias a eso nunca me faltó nada. Voy a estar agradecido de por vida.

Y por último a mis padres, que lucharon por mí desde el primer momento de mi vida. Quizás me dí cuenta de grande, pero quiero que sepan que soy consciente del esfuerzo que hicieron por mí, sin importar las circunstancias ni las condiciones económicas. Si estoy aquí es gracias a ustedes. Los llevo siempre en el corazón, y lo que más ansío es poder verlos pronto. A ustedes, les dedico esta tesis.



# Índice general

<b>Prefacio</b>	<b>iii</b>
<b>Resumen</b>	<b>v</b>
<b>Abstract</b>	<b>vii</b>
<b>Agradecimientos</b>	<b>xi</b>
<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
1.1. Estrellas de hiper-velocidad . . . . .	1
1.2. Estrellas semi-relativistas . . . . .	2
1.3. Objetivos . . . . .	3
<b>2. Elementos de Astrofísica Relativista</b>	<b>7</b>
2.1. Definiciones básicas . . . . .	7
2.1.1. Luminosidad, flujo e intensidad . . . . .	7
2.1.2. Sección eficaz . . . . .	7
2.2. Aceleración de partículas . . . . .	8
2.2.1. Aceleración difusiva en choques . . . . .	8
2.2.2. Espectro de inyección . . . . .	12
2.3. Ecuación de transporte . . . . .	12
2.3.1. Solución <i>one-zone</i> . . . . .	13
2.4. Procesos radiativos . . . . .	14
2.4.1. Sincrotrón . . . . .	14
2.4.2. Compton Inverso . . . . .	15
2.4.3. <i>Bremsstrahlung</i> Relativista . . . . .	17
2.4.4. <i>Colisiones pp</i> Relativistas . . . . .	18
2.5. Procesos de absorción . . . . .	20
2.5.1. Ondas de radio . . . . .	20
2.5.2. Rayos-X . . . . .	21
2.5.3. Rayos- $\gamma$ . . . . .	21
<b>3. Procesos no térmicos en estrellas de hiper velocidad</b>	<b>23</b>
3.1. Modelo . . . . .	24
3.1.1. Hidrodinámica . . . . .	25
3.1.2. Partículas no térmicas . . . . .	28

## ÍNDICE GENERAL

---

3.1.3. Emisión no térmica . . . . .	30
3.2. Relevancia del choque delantero . . . . .	32
3.2.1. Naturaleza adiabática . . . . .	32
3.2.2. Eficiencia radiativa . . . . .	33
<b>4. Resultados</b>	<b>35</b>
4.1. Tiempos de enfriamiento . . . . .	35
4.1.1. Choque reverso . . . . .	35
4.1.2. Choque delantero . . . . .	36
4.2. Distribuciones de partículas . . . . .	41
4.2.1. Amplificación del campo magnético . . . . .	44
4.3. Emisión . . . . .	44
<b>5. Conclusiones</b>	<b>47</b>
<b>A. Distribuciones de partículas relativistas en el choque delantero</b>	<b>49</b>
<b>Bibliografía</b>	<b>53</b>

## Acrónimos

Lista de acrónimos utilizados en esta tesis (notar que las siglas usualmente corresponden a las utilizadas en el idioma inglés):

- BS: Choque de propagación (*Bow shock*)
- CR: Rayo cósmico (*Cosmic ray*)
- DSA: Aceleración difusiva en choques (*Diffusive shock acceleration*)
- FS: Choque delantero (*Forward shock*)
- HVS: Estrella de híper velocidad (*High-velocity star*)
- IC: Compton Inverso (*Inverse Compton*)
- IR: infrarrojo (*infrared*)
- ISM: Medio interestelar (*Interstellar Medium*)
- NT: No térmica (*Non-Thermal*)
- RS: Choque reverso (*Reverse shock*)
- SRS: Estrella semi-relativista (*Semi-relativistic star*)
- UV: Ultravioleta (*Ultraviolet*)





# Índice de figuras

1.1. Esquema del mecanismo de Hills. . . . .	3
1.2. Esquema del mecanismo de Hills modificado. . . . .	4
2.1. Distribución de Maxwell-Boltzmann para protones a temperatura 1 MK . . . . .	9
2.2. Esquema de aceleración por mecanismo de Fermi I . . . . .	10
2.3. Esquema de influencia de energía inicial de las partículas en el DSA . . . . .	11
2.4. Ejemplo de espectro sincrotrón . . . . .	15
2.5. Sección eficaz IC . . . . .	16
2.6. Ejemplo de espectro <i>Bremsstrahlung</i> . . . . .	18
2.7. Distribución espectral de rayos- $\gamma$ por decaimiento de piones neutros . . . . .	19
2.8. Ejemplo de una SED producida por <i>pp</i> . . . . .	20
3.1. Histograma de HVSs . . . . .	24
3.2. Esquema de un <i>bow shock</i> estelar . . . . .	26
4.1. Tiempos de enfriamiento de los electrones en el RS . . . . .	37
4.2. Tiempos de enfriamiento de los protones en el RS . . . . .	38
4.3. Tiempos de enfriamiento de los electrones en el FS . . . . .	39
4.4. Tiempos de enfriamiento de los protones en el FS . . . . .	40
4.5. Distribución de electrones RS . . . . .	42
4.6. Distribución de protones RS . . . . .	43
4.7. SEDs . . . . .	46
A.1. Distribución de electrones FS. . . . .	50
A.2. Distribución de protones FS. . . . .	51



# Índice de tablas

3.1. Parámetros de los sistemas estudiados . . . . .	25
4.1. Cociente entre densidades de energía magnética y en partículas relativistas .	44
4.2. Flujos de energía a 1 GHz . . . . .	45



# Capítulo 1

## Introducción

Las estrellas de gran masa son las más calientes y luminosas. Por esto, poseen campos de radiación ultravioleta (UV) muy intensos. Esta radiación empuja el material en la superficie estelar y lo acelera, generando potentes vientos supersónicos que alcanzan velocidades cercanas a  $1500 \text{ km s}^{-1}$ . A través de ellos, las estrellas desprenden varias masas solares de material a lo largo de sus vidas, e inyectan continuamente en el ISM (ISM, por sus siglas en inglés) una potencia cinética  $L_w = \frac{1}{2} \dot{M}_w v_w^2$ , con  $\dot{M}_w$  la tasa de pérdida de masa y  $v_w$  la velocidad terminal del viento. De esta manera se genera una onda de choque, formando lo que se denomina una *burbuja estelar*. El material del ISM acumulado junto con el viento chocado actúan como un pistón. A su vez, por efecto rebote del accionar del viento mismo, se genera otro frente de choque pero que se propaga en dirección hacia la estrella. Este se denomina *choque reverso* (RS, del inglés *reverse shock*).

Cuando una estrella tiene una velocidad peculiar mayor a la velocidad del sonido en el medio ( $\sim 10 \text{ km s}^{-1}$ ) se la denomina *fugitiva* [1]. Si este es el caso, el choque que produce toma una forma de arco y se conoce como *choque de propagación*, o en inglés, *bow shock* (BS) [2]. Los BSs estelares producen emisión infrarroja (IR) al comprimir y barrer el ISM [3], y pueden detectarse también en el rango óptico mediante el estudio de líneas espectrales tales como  $H_\alpha$ , si el campo de fotones ioniza el medio, y [OIII]. Actualmente, el catálogo más extenso de BSs cuenta con más de 700 registros [4].

Además de la emisión de origen térmica, lo que despierta especial interés en los BSs estelares es su potencialidad como aceleradores de partículas relativistas. A su vez, estas partículas interactúan con campos de materia y/o radiación y generan emisión de origen no térmico (NT) mediante diversos procesos, a saber: sincrotrón, interacción Compton inversa (IC, por sus siglas en inglés), *Bremsstrahlung* relativista y colisiones protón-protón. A la fecha ya se ha detectado emisión NT en radio de un BS estelar [5] y en una burbuja estelar [6]. No obstante, aún no se conoce cuál es, en términos generales, su eficiencia como aceleradores de partículas o bajo qué condiciones es más favorable detectar su emisión NT.

### 1.1. Estrellas de hiper-velocidad

Dentro del grupo de las estrellas fugitivas, existe un subtipo denominado estrellas de *hiper velocidad* (HVSs, por sus siglas en inglés). Estas se mueven a través del ISM con velocidades de cientos o hasta miles de  $\text{km s}^{-1}$  [7, y referencias allí]. Es de esperar entonces que las HVSs

generen fuertes BSs en el ISM y se consideran potenciales emisores no térmicos.

El estudio de estrellas de HVSs cobró especial interés a partir de fines del siglo XX, cuando Jack G. Hills propuso un mecanismo, de nombre homónimo, que explica su existencia [8]. Este mecanismo consiste en la interacción gravitatoria entre un sistema estelar binario y un agujero negro supermasivo. A causa de las fuerzas de marea, y por conservación de la energía, una de las estrellas es capturada en órbita por el agujero negro mientras que la otra es eyectada a grandes velocidades, tal como esquematizamos en la Fig. 1.1. El proceso fue corroborado en el año 2019 tras la observación de la estrella S5-HVS1[9], una estrella de secuencia principal de tipo espectral A. S5-HVS1 fue eyectada por Sgr A\* con una rapidez de  $1755 \pm 50 \text{ km s}^{-1}$  respecto al sistema de referencia Galáctico. Para confirmarlo, [9] integraron la órbita de la estrella en el potencial Galáctico, en búsqueda de las coordenadas del punto de eyección, considerando las restricciones de posición, distancia, movimiento propio y velocidad radial. Teniendo en cuenta el mecanismo de eyección, el estudio de la dinámica de las HVSs es de gran relevancia a la hora de determinar la existencia de un agujero negro de este tipo. Además, su análisis puede imponer condiciones en la posición y velocidad del Sistema Solar respecto del centro Galáctico [9]. Al día de la fecha, diversas campañas observacionales detectaron y catalogaron HVSs [10, 11, 12]. El progreso observacional reciente ha sido potenciado por la puesta en órbita a fines de 2013 del satélite europeo *Gaia*. Este satélite es excepcional para medir el movimiento propio de objetos en la Galaxia.

La velocidad de eyección y la probabilidad de eyección están relacionadas con el valor del semieje mayor del sistema estelar binario,  $a$ . Cuanto menor es el semieje, menor es la probabilidad de eyección, pero mayor es la velocidad. La velocidad de eyección,  $v_{ey}$  puede expresarse en términos de la masa total de la binaria,  $m_b$ , y de la masa del agujero negro,  $M$ , como:

$$v_{ey} = 1370 \text{ km s}^{-1} \left( \frac{a}{0.1 \text{ AU}} \right)^{-1/2} \left( \frac{m_b}{M_\odot} \right)^{1/3} \left( \frac{M}{4 \times 10^6 M_\odot} \right)^{1/6} f_r, \quad (1.1)$$

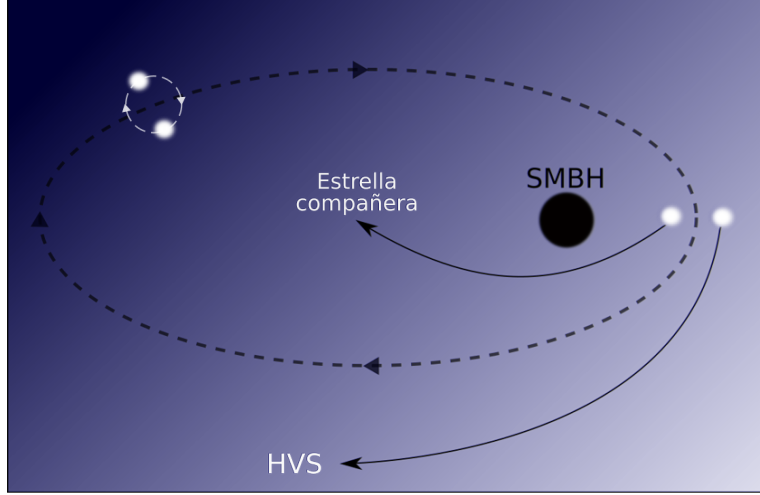
donde  $f_r$  es un factor del orden de la unidad que depende de la mínima distancia entre la estrella eyectada y el agujero negro supermasivo, es decir el periastro,  $r_{peri}$ . Por su parte, la probabilidad de eyección es [8, 13, 14]:

$$P_{ey} \approx 1 - D/175 \quad ; \quad D = \left( \frac{r_{peri}}{a} \right) \left( \frac{10^6 m_b}{2M} \right)^{1/3}. \quad (1.2)$$

Si  $D > 175$  la binaria no se acerca lo suficiente al agujero negro como para que se produzca la eyección. [8] estimó de forma teórica una tasa de eyección de HVSs en la Vía Láctea de  $10^{-3}$ – $10^{-4} \text{ yr}^{-1}$ . Por su parte, [15] determinaron una cota inferior para la tasa de eyección de HVSs por mecanismo de Hills, que aplicada a nuestra Galaxia es de  $10^{-5}$ – $10^{-6} \text{ yr}^{-1}$ . Actualmente, los modelos que mejor ajustan a las observaciones de HVSs predicen una tasa de eyección de  $10^{-4}$ – $10^{-5} \text{ yr}^{-1}$ .

## 1.2. Estrellas semi-relativistas

En el año 2009 [16] predijeron la existencia de un subtipo de HVSs con velocidades semi-relativistas, las llamadas *semi-relativistic stars* (SRSs). Posteriores simulaciones numéricas respaldan esta predicción [17, 18]. Según [18], las SRSs pueden explicarse a partir de una



**Figura 1.1.** Esquema de la eyección de una HVS mediante el mecanismo de Hills. Un sistema binario orbita en torno a un agujero negro supermasivo (SMBH, del inglés *supermassive black hole*). Cuando el sistema pasa por el periastro de su órbita, una de las estrellas es capturada por el SMBH y la otra sale eyectada, convirtiéndose en una HVS.

modificación del mecanismo de Hills, en el cual la estrella compañera se reemplaza por un agujero negro supermasivo de masa  $M_2 \gtrsim 10^5 M_\odot$  (además de la presencia del agujero negro primario de masa  $M_1 > M_2$ ) (ver Fig. 1.2). A raíz de simulaciones numéricas [19], puede estimarse que la máxima velocidad de eyección de las SRSs es [20, 18]:

$$v_{ey}^{\max} \sim 27\,000 \left( \frac{M_2}{10 M_\odot} \right)^{0.26} \left( \frac{M_3}{M_\odot} \right)^{-0.23} \text{ km s}^{-1}, \quad (1.3)$$

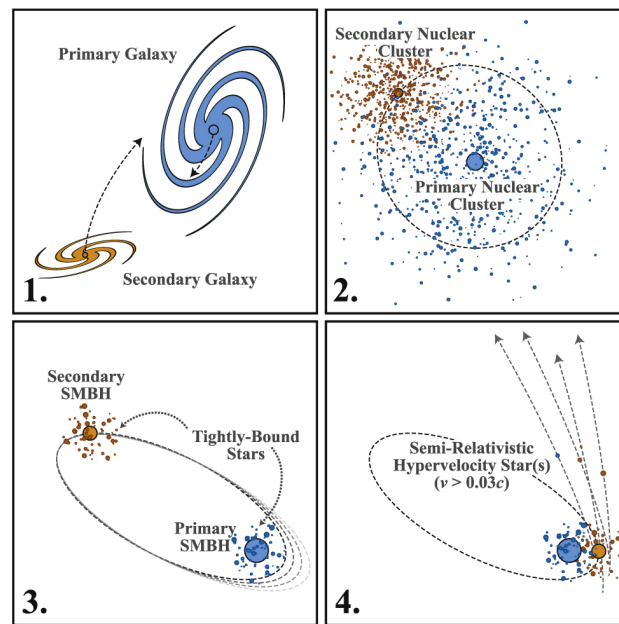
con  $M_3$  la masa de la estrella eyectada. Cabe mencionar que esta fórmula asume varias hipótesis. Primero, que la órbita del sistema binario se aproxima como circular. Segundo, que el campo gravitacional del agujero negro primario se considera uniforme. Y por último, se supone que la estrella no debe ser destruida en la interacción.

### 1.3. Objetivos

El objetivo principal de este trabajo de tesis es analizar la potencialidad de HVSs como fuentes de radiación no térmica, abriendo una nueva posibilidad de estudio de las propiedades físicas de los BSs de HVSs por medio de su emisión no térmica multifrecuencia. Caracterizar estas propiedades permitirá a futuro profundizar un entendimiento teórico de procesos físicos más generales como la dinámica de flujos y la aceleración de partículas relativistas.

Adicionalmente, se propone:

- Explorar y caracterizar las condiciones en los choques producidos por HVSs.
- Investigar la detectabilidad de los BSs de las HVSs en base a su emisión NT en distintas regiones del espectro electromagnético.
- Estimar su eficiencia como fuentes aceleradoras de rayos cósmicos (CRs, del inglés *cosmic rays*).



**Figura 1.2.** Esquema del mecanismo de Hills modificado, extraído de [20]. 1: Dos galaxias con agujeros negros supermasivos colisionan. 2: La fricción dinámica junta los cúmulos centrales y los agujeros negros. 3: La excentricidad de la órbita del agujero negro secundario en torno al primario es excitada por dispersiones asimétricas de estrellas que originalmente orbitaban el agujero negro primario, mientras un cúmulo de estrellas permanece firmemente ligado al secundario. 4: Cuando el agujero negro secundario pasa por el periastro de la órbita, una fracción de estrellas es eyectada como SRSs.



La tesis está organizada de la siguiente manera:

- En el Cap. 2 se introducen definiciones básicas de los conceptos utilizados en el marco de la astrofísica relativista. Se explica el mecanismo de aceleración difusiva en choques, y la ecuación que describe el comportamiento de las partículas relativistas. Además, se describen los procesos radiativos relevantes en el contexto de esta tesis.
- En el Cap. 3 presentamos los escenarios arquetípicos a estudiar. Desarrollamos luego el modelo propuesto, describiendo la hidrodinámica de los sistemas. Discutimos los procesos NT y brindamos estimaciones analíticas de luminosidades en función de los parámetros elegidos. Por último, mostramos la relevancia de los procesos NTs en el FS en el contexto de HVSs y SRSs.
- En el Cap. 4 mostramos los resultados obtenidos. Nos enfocamos en las distribuciones en energías de partículas relativistas, y los procesos que las modifican. Calculamos los espectros de emisión de las fuentes estudiadas, y en base a ello discutimos su detectabilidad en las distintas regiones del espectro electromagnético.
- Por último, en el Cap. 5 presentamos las conclusiones de este trabajo, y brindamos las perspectivas a futuro en la línea de investigación.



## Capítulo 2

# Elementos de Astrofísica Relativista

El estudio de la radiación NT de altas energías implica el entendimiento de los procesos capaces de acelerar CRs en la fuente y de los mecanismos mediante los cuales estas partículas radían. En este capítulo repasaremos los aspectos básicos de estos temas, haciendo especial hincapié en los procesos relevantes en BSs de HVs.

### 2.1. Definiciones básicas

#### 2.1.1. Luminosidad, flujo e intensidad

Una de las propiedades intrínsecas más importantes de las fuentes astronómicas es su *luminosidad*, que es una medida de la energía que emiten por unidad de tiempo. Es usual tratar con la *distribución espectral de energía* (SED, por sus siglas en inglés) de los fotones, que es la luminosidad específica a una energía dada de fotones,  $L_\epsilon$ , para distintos valores de  $\epsilon$ . Sus unidades son  $\text{erg s}^{-1} \text{ erg}^{-1}$ . Por su parte, la luminosidad *bolométrica* o *total* se obtiene integrando  $L_\epsilon$ :

$$L = \int_{\epsilon_{\min}}^{\epsilon_{\max}} L_{\epsilon'}(\epsilon') d\epsilon' \quad ; \quad [L] = \text{erg s}^{-1}. \quad (2.1)$$

La luminosidad no es un observable sino que la obtenemos indirectamente: medimos el *flujo de energía* que recibe un detector, que para el caso de un emisor isotrópico a una distancia  $d$  se relaciona con la luminosidad por:

$$S_\epsilon = \frac{L}{4\pi d^2} \quad ; \quad [S_\nu] = \text{erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}. \quad (2.2)$$

#### 2.1.2. Sección eficaz

Para determinar el espectro de fotones resultante de una interacción entre partículas es necesario conocer la sección eficaz diferencial del proceso y la distribución de energía de las partículas que participan del mismo. La sección eficaz caracteriza la probabilidad de interacción de partículas de distinto (o mismo) tipo mediante un cierto mecanismo. Dado un flujo de partículas acercándose a un blanco, se define la *sección eficaz diferencial*,  $d\sigma/d\Omega$ , como el cociente entre el número de partículas dispersadas por el obstáculo por unidad de tiempo y de ángulo sólido y el número de partículas incidentes. De esta forma, las unidades de  $d\sigma/d\Omega$  son  $\text{cm}^2 \text{srad}^{-1}$ .

## 2. Elementos de Astrofísica Relativista

---

Finalmente, la *sección eficaz total* del proceso se obtiene integrando sobre todas las posibles direcciones de emisión:

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \quad ; \quad [\Omega] = \text{cm}^2. \quad (2.3)$$

y la unidad típica utilizada es el *barn*:  $1 \text{ b} = 10^{-24} \text{ cm}^2$ .

Otra definición útil es la de *camino libre medio*,  $\lambda$ , que es la distancia promedio que recorre una partícula entre dos interacciones:

$$\lambda = (n\sigma)^{-1}. \quad (2.4)$$

siendo  $n$  la densidad numérica de blancos. Conocido el camino libre medio, se define el *tiempo de enfriamiento* de una partícula:

$$t_{\text{enf}} = \frac{\lambda}{\kappa v}, \quad (2.5)$$

donde  $v$  es la velocidad de la partícula ( $\sim c$  en el caso de partículas relativistas) y  $\kappa$  es la *inelasticidad*, que es la fracción de su energía que la partícula pierde en una interacción. En caso de que el proceso de pérdida de energía sea continuo:

$$t_{\text{enf}}^{-1} = -\frac{1}{E} \frac{dE}{dt}. \quad (2.6)$$

A  $t_{\text{enf}}^{-1}$  se lo suele llamar *tasa de enfriamiento*. Si las partículas pierden energía por más de un proceso, la tasa de enfriamiento total es simplemente la suma de las tasas de enfriamiento de cada uno de ellos.

## 2.2. Aceleración de partículas

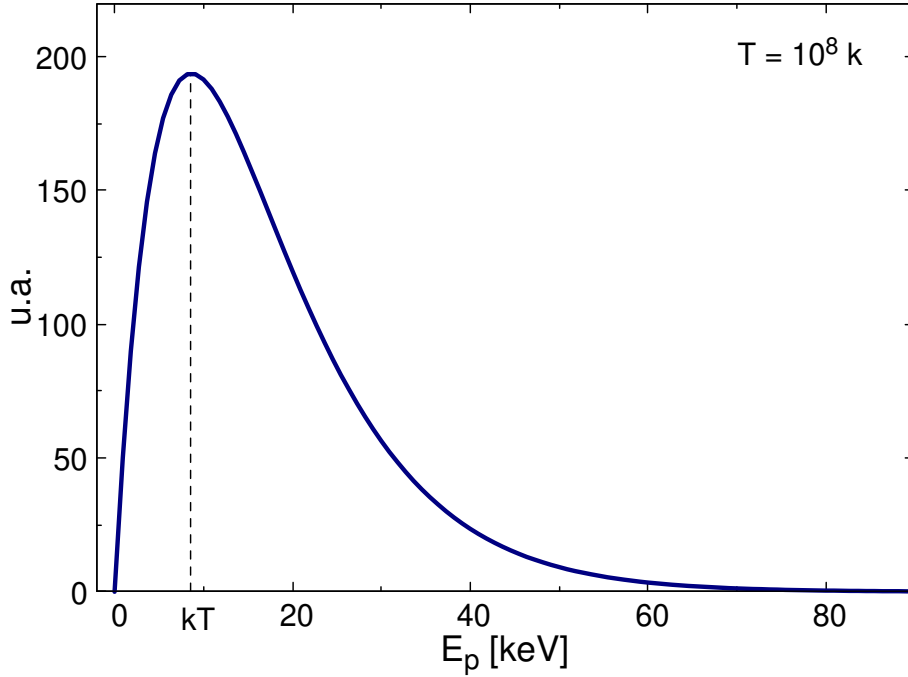
Las partículas relativistas son aquellas con velocidades cercanas a la de la luz en el vacío,  $c$ . Luego, su energía cinética es del orden o superior a su energía en reposo,  $mc^2$ , con  $m$  la masa de la partícula. Definiendo el factor de Lorentz como  $\gamma = [1 - (v/c)^2]^{-1/2}$  podemos escribir a la energía  $E$  como  $E = \gamma mc^2$ , con  $\gamma \gg 1$  en el caso relativista.

Partículas en equilibrio termodinámico siguen una distribución de energías según la Ley de Maxwell-Boltzmann, dependiente únicamente de la temperatura  $T$  a la que se encuentran. Dicha distribución posee un pico pronunciado a energías del orden de  $kT$  (con  $k$  la constante de Boltzmann) y una caída exponencial a altas energías ( $\gg kT$ ), como muestra la Fig. 2.1. Dado que la cantidad de partículas relativistas en un plasma térmico a temperaturas por debajo de 100 MK es baja, la detección de CRs de muy alta energía implica la existencia de mecanismos capaces de acelerar partículas hasta altas energías en condiciones fuera del equilibrio.

En el siguiente apartado veremos el mecanismo de aceleración de CRs más relevante en el contexto de esta tesis, denominado *Mecanismo de Fermi de primer orden*.

### 2.2.1. Aceleración difusiva en choques

En sistemas astrofísicos con ondas de choque puede operar el mecanismo de aceleración difusiva en choques (DSA, por sus siglas en inglés; [21, 22, 23, 24]). Este mecanismo transforma



**Figura 2.1.** Distribución de Maxwell-Boltzmann para protones a temperatura 1 MK. Notar que la cantidad de partículas con energías  $E_p > 80$  keV decae drásticamente y se vuelve prácticamente nula.

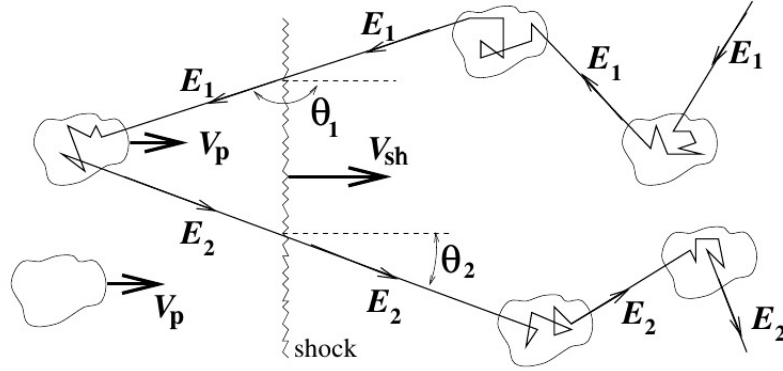
parte de la energía cinética de un fluido macroscópico en energía interna de las partículas que lo componen.

Una onda de choque es una perturbación que se propaga con velocidad supersónica generando discontinuidades en las variables termodinámicas de un medio. En un modelo simple, estos cambios están dados por las relaciones de Rankine-Hugoniot (ver por ej. [25]). El frente de choque comprime y calienta el material a su paso, dividiendo al espacio en dos regiones: una región chocada y una región no chocada.

A ambos lados del choque pueden haber turbulencias magnéticas, necesarias para la DSA. En la región chocada se producen por la compresión del fluido, que lo vuelve turbulento, mientras que en la región no chocada se deben a los efectos de los CRs que atraviesan el frente de choque y perturban el campo magnético del plasma pre-choque.

Las partículas cargadas son dispersadas por las inhomogeneidades magnéticas a ambos lados del choque, como se muestra en la Figura 2.2. Asumiendo colisiones inelásticas y aplicando transformaciones relativistas, se demuestra que la partícula, en promedio, gana energía al ser deflectada de un lado al otro. La ganancia de energía se debe a que las perturbaciones en el medio chocado son arrastradas y se mueven con una velocidad del orden a la velocidad del frente de choque,  $V_{sh}$ , en la misma dirección del choque. Luego, las partículas que provienen de la región no chocada rebotan más frecuentemente contra estas inhomogeneidades de forma aproximadamente frontal. En el límite de partículas de prueba no relativistas, la ganancia fraccionaria de energía resulta (por ej., [26]):

$$\frac{\langle \Delta E \rangle}{E} \approx \frac{4}{3} \left( \frac{\xi - 1}{\xi} \right) \frac{V_{sh}}{c}, \quad (2.7)$$



**Figura 2.2.** Interacción de un rayo cósmico de energía  $E_1$  con un frente de choque que avanza a velocidad  $V_{sh}$ . Extraído de [26].

siendo  $\xi$  el factor de compresión, que es el cociente entre las densidades de la región chocada y la no chocada, respectivamente.

La relevancia de un proceso de aceleración de partículas está directamente relacionada con la *eficiencia de aceleración* del mismo,  $\eta$ . En términos de este coeficiente se define la tasa característica de aceleración, que determina qué tan rápidamente se aceleran las partículas:

$$t_{ac}^{-1} = \frac{1}{E} \frac{dE}{dt} = \eta \frac{q c B}{E} \quad (2.8)$$

donde  $q$  es la carga de las partículas y  $B$  es la magnitud del campo magnético en la región de aceleración. Para el DSA,  $t_{ac}^{-1}$  resulta:

$$t_{ac}^{-1} \approx \frac{4}{3} \left( \frac{\xi - 1}{\xi} \right) \frac{V_{sh}}{c} t_{ciclo}^{-1}, \quad (2.9)$$

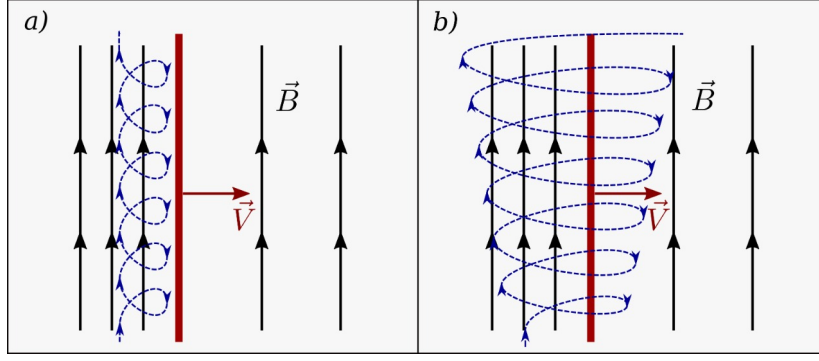
con  $t_{ciclo} \sim D/V_{sh}^2$ , y  $D$  el coeficiente de difusión. Luego, la eficiencia del proceso es mayor cuanto mayor sea la velocidad del choque, aunque estas expresiones son válidas para choques no relativistas ( $V_{sh} \ll c$ ).

Tras  $n$  cruces, una partícula de energía inicial  $E_0$  tendrá energía  $E = E_0 \times \left(1 + \frac{\langle \Delta E \rangle}{E}\right)^n$ . Teniendo en cuenta además la probabilidad de que cruce  $n$  veces, se puede demostrar que el espectro diferencial de CRs producido por la fuente es una ley de potencias [27]:

$$P(E) \propto E^{-\Gamma}. \quad (2.10)$$

En el caso de una onda de choque fuerte ( $V_{sh} \gg c$ , con  $c$  la velocidad del sonido en el medio pre-choque) en un gas monoatómico no relativista con índice adiabático  $\gamma = 5/3$ , el factor de compresión resulta  $\xi = 4$ , luego  $\Gamma = 2$ . No obstante, cabe mencionar que existen ciertos efectos que significan la relajación de estas hipótesis, y apartamientos de esta teoría clásica, a saber:

- La presión de los CRs que modifica el choque, introduciendo no linealidades.
- Ondas de choque relativistas. En este caso el índice adiabático del gas es  $\gamma = 4/3$ , lo que lleva a  $\xi = 7$ , resultando  $1.5 \leq \Gamma \leq 2.0$ .



**Figura 2.3.** Esquema de cómo influye la energía inicial de las partículas en el DSA. Se toma el caso de un campo magnético perpendicular a la normal al frente de choque. La curva azul representa la trayectoria de la partícula. En el caso *a)* la partícula no se acelera, dado que su giroradio es chico. En el caso *b)* la partícula tiene un giroradio inicial lo suficientemente grande como para difundir al otro lado del choque y acelerarse vía DSA.

La teoría que rige el mecanismo de aceleración no determina la energía mínima de las partículas a partir de la cual siguen una distribución tipo ley de potencias, ni tampoco la energía máxima que alcanzan. Sin embargo, la geometría del choque, determinada por la dirección entre el campo magnético y la normal del choque, impone ciertas restricciones. Acorde a este modelo, una partícula debe ser capaz de muestrear ambos lados del choque para poder ser acelerada. A modo de ejemplo, tomaremos el caso de un choque en que el campo magnético es perpendicular a la normal del frente, tal como ilustra la figura 2.3 : si el giroradio<sup>(i)</sup> de la partícula es pequeño, queda confinada en la región pre-choque, sin poder cruzar y ganar energía; en cambio, una partícula con energía inicial más alta podrá cruzar el frente de choque ganando energía, y así seguir aumentando su giroradio.

El tiempo que tarda una partícula en cruzar y volver depende del coeficiente de difusión del medio,  $D$ . Cuanto mayor sea  $D$ , más lejos difundirá la partícula, y más tiempo le llevará completar un ciclo, haciendo más lenta la aceleración. El coeficiente de difusión a lo largo del campo magnético es un cierto número de veces el coeficiente de difusión mínimo, conocido como *coeficiente de difusión de Bohm*<sup>(ii)</sup>:

$$D_{\text{Bohm}} = \frac{1}{3} r_g c, \quad (2.11)$$

con  $r_g$  el radiogiro de las partículas. En general, los coeficientes de difusión paralelo ( $\vec{V}_{sh} \parallel \vec{B}$ ) y perpendicular ( $\vec{V}_{sh} \perp \vec{B}$ ) al campo magnético son, respectivamente:

$$D_{\parallel} = \zeta D_{\text{Bohm}}. \quad (2.12)$$

$$D_{\perp} \approx \frac{D_{\parallel}}{1 + \zeta^2}, \quad (2.13)$$

con  $\zeta \sim 10$ , típicamente.

Si el choque es oblicuo, con un ángulo  $\theta$  entre la normal al choque y el campo magnético, el coeficiente de difusión es:

$$D = D_{\parallel} \cos^2 \theta + D_{\perp} \sin^2 \theta. \quad (2.14)$$

<sup>(i)</sup>El giroradio (o *radio de Larmor*) es  $r_g = E/(qBc)$ .

<sup>(ii)</sup>El valor de este coeficiente supone que el camino libre medio de la partícula coincide con su radiogiro.

### 2.2.2. Espectro de inyección

El espectro con que un acelerador inyecta partículas relativistas es de la forma:

$$Q(E) = Q_0 E^{-\Gamma} \times \exp(-E/E_{\max}), \quad (2.15)$$

siendo  $Q_0$  una constante de normalización,  $\Gamma$  el índice espectral de la distribución y  $E_{\max}$  la energía máxima que alcanzan las partículas.

Los parámetros libres de este modelo son  $Q_0$  y el valor de la energía  $E_{\min}$  a partir de la cual opera el DSA. Si la cantidad de energía por unidad de tiempo inyectada en partículas NT,  $L_{\text{NT}}$ , es conocida, la constante  $Q_0$  puede obtenerse a partir de la condición:

$$L_{\text{NT}} = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} E Q(E) dE. \quad (2.16)$$

Por último,  $E_{\max}$  puede obtenerse igualando:

$$t_{\text{ac}}(E_{\max}) = t_{\min}, \quad (2.17)$$

donde  $t_{\min}^{-1} = t_{\text{esc}}^{-1} + t_{\text{rad}}^{-1}$ , y  $t_{\text{esc}}$  y  $t_{\text{rad}}$  son los tiempos de pérdidas por escape y por procesos radiativos, respectivamente. Las pérdidas por enfriamiento de las partículas suelen ser relevantes en el caso de los electrones, mientras que las pérdidas por escape suelen limitar la energía máxima de los protones. Además, el giroradio de las partículas debe ser menor al tamaño de la fuente, lo que se conoce como el *Criterio de Hillas*. En caso contrario, la energía máxima alcanzada no quedará determinada por la Ec. 2.17, sino por la condición:

$$E_{\max} = qRB, \quad (2.18)$$

donde  $R$  es el tamaño característico de la región de aceleración. Esta limitación puede ser importante en escenarios con CRs de muy altas energías, pero no es relevante en las situaciones enmarcadas en esta tesis.

## 2.3. Ecuación de transporte

La distribución de partículas relativistas está dada por una función  $n(\vec{r}, t, E)$ , que representa la cantidad de partículas en un volumen centrado en la posición  $\vec{r}$  con energías comprendidas entre  $E$  y  $E + dE$  a tiempo  $t$ . La ecuación de transporte determina la evolución de esta distribución en el espacio de fases y en el tiempo:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \nabla \cdot (D_r \nabla n) - \nabla \cdot (\vec{u}_r n) - \frac{\partial(P_r n)}{\partial E} + \frac{\partial(b_r n)}{\partial E} + \frac{\partial^2(d_r n)}{\partial E^2}. \quad (2.19)$$

Los primeros dos términos del miembro derecho dan cuenta del transporte espacial de partículas por difusión y convección, el tercer término tiene en cuenta las pérdidas continuas de energía de los CRs y los últimos dos términos son los términos fuente, donde se incluyen los fenómenos que inyectan partículas relativistas en el sistema.

La difusión consiste en el movimiento caótico de los CRs respecto a un medio. Este movimiento es estocástico debido a las múltiples interacciones con los átomos y/o las irregularidades magnéticas del medio. Como bien vimos en la Sec. 2.2.1, el coeficiente de difusión,



$D(E)$ , es una medida de la facilidad con que la partícula se propaga en el medio. En términos  $D(E)$  y del tamaño del medio,  $R$ , el tiempo característico de difusión es:

$$t_{\text{dif}} = \frac{R^2}{4D(E)}. \quad (2.20)$$

Por otro lado, el proceso de convección es el transporte de partículas al ser arrastradas por el movimiento macroscópico del medio. En este caso, los CRs están *amarrados* al fluido por efecto del campo magnético, el cual a su vez está congelado en las líneas de fluido del plasma en la aproximación magnetohidrodinámica ideal. El tiempo de convección no depende de la energía de las partículas, sino de la velocidad del fluido y de la escala espacial del problema.

Las pérdidas de energía pueden deberse a procesos radiativos o no radiativos. En el primer caso, dependen del tipo de partícula y de las condiciones del medio. En el segundo, se hace referencia a pérdidas adiabáticas, causadas por el trabajo realizado por los CRs sobre el gas circundante.

A continuación veremos la solución estacionaria de la Ec. (2.19) utilizada en este trabajo.

### 2.3.1. Solución *one-zone*

Si las regiones de aceleración y de emisión pueden considerarse homogéneas, puede integrarse la Ec. (2.19) sobre el volumen  $V$  y sustituir la integral sobre los términos fuente por la función de inyección  $Q$ . De esta manera se obtiene una ecuación para la cantidad total  $N(E)$  de partículas con energías entre  $E$  y  $E + dE$ :

$$\frac{\partial N(t, E)}{\partial t} + \frac{\partial(\dot{E} N(t, E))}{\partial E} = Q(E, t) - \frac{N(t, E)}{T_{\text{esc}}(t, E)}. \quad (2.21)$$

El miembro derecho representa el flujo neto de partículas, dado por la diferencia entre las partículas inyectadas y las que se escapan de la región. El tiempo de escape de las partículas depende de los efectos de difusión y convección:  $t_{\text{esc}}^{-1} = t_{\text{dif}}^{-1} + t_{\text{conv}}^{-1}$ . El factor  $\dot{E} = dE/dt \approx -E/t_{\text{enf}}$  corresponde a las pérdidas por enfriamiento a través de los distintos procesos relevantes. Tal como vimos en la Sec. 2.1.2:

$$t_{\text{enf}}^{-1} = \sum_i t_i^{-1} \quad (2.22)$$

con  $t_i^{-1}$  los tiempos de enfriamientos de cada proceso, estudiados en la Sec. 2.4.

Si el sistema es estacionario (es decir, sin dependencia explícita del tiempo), y las pérdidas radiativas y de escape no dependen de la energía (lo que se conoce como convectivas), la solución de la Ec. (2.21) es:

$$N(E) = \frac{1}{|\dot{E}|} \int_E^{E_{\text{max}}} Q(E') \exp\left(\frac{-\tau(E, E')}{t_{\text{esc}}}\right) dE' \quad , \quad \tau(E, E') = \int_E^{E'} \frac{1}{|\dot{E}''|} dE''. \quad (2.23)$$

Finalmente hay que mencionar que el índice espectral  $\alpha$  de la distribución estacionaria de partículas depende del índice espectral  $p$  de la inyección ( $Q$ ) y de los procesos físicos que llevan al equilibrio. Si el proceso dominante es un enfriamiento con  $\dot{E} \propto E^\delta$ , entonces el índice espectral es  $\alpha = p - \delta - 1$ . En la Sec. 2.4 se detallan algunos procesos radiativos y sus correspondientes valores de  $\delta$ .

## 2.4. Procesos radiativos

En esta sección describiremos los procesos radiativos relevantes en el contexto de esta tesis. Abordaremos las características básicas de los procesos que generan emisión NT, enfatizando la forma de las SEDs de estos mismos.

El primer paso para conocer la emisión de las partículas a través de los posibles canales de interacción es conocer la potencia específica radiada por una partícula con energía  $E$  en fotones de energía  $\epsilon$ :

$$P(E, \epsilon) = E n_{\text{blancos}} c \frac{d\sigma(E, \epsilon)}{d\epsilon}, \quad (2.24)$$

donde  $\frac{d\sigma}{d\epsilon}$  es la sección eficaz diferencial de la interacción,  $n_{\text{blancos}}$  es la densidad numérica de blancos y  $c$  la velocidad de la luz en el vacío.

Luego, la potencia específica radiada por la población de partículas es:

$$L_\epsilon(\epsilon) = \int_{E_{\text{min}}}^{E_{\text{max}}} N(E') P(E', \epsilon) dE'. \quad (2.25)$$

### 2.4.1. Sincrotrón

El movimiento de una partícula con carga  $q$  y masa  $m$  en presencia de un campo magnético  $\vec{B}$  queda determinado por la fuerza de Lorentz:

$$\vec{F} = \frac{q}{c} \vec{v} \times \vec{B}, \quad (2.26)$$

siendo  $\vec{v}$  la velocidad de la partícula.

La fuerza no realiza trabajo sobre la partícula, al ser perpendicular a la dirección de movimiento. En consecuencia, no se modifica el módulo de la velocidad, pero sí su dirección. De esta manera la partícula describe una trayectoria helicoidal a lo largo de una línea de campo magnético. Dado que toda carga acelerada emite radiación electromagnética, la partícula relativista radia su energía con una potencia dada por:

$$P(E, \nu, \alpha) = \frac{\sqrt{3}q^3 B \sin \alpha}{mc^2} \frac{\nu}{\nu_c} \int_{\nu/\nu_c}^{\infty} K_{5/3}(\zeta) d\zeta \quad \text{erg s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}, \quad (2.27)$$

donde  $K_{5/3}(\zeta)$  es la función de Bessel modificada de segunda especie y orden  $5/3$ ,  $\alpha$  es el ángulo entre la dirección del campo magnético y la dirección de movimiento,  $\nu$  la frecuencia del fotón emitido,  $E$  la energía de la partícula,  $m$  su masa y  $\nu_c$  es una frecuencia característica dada por:

$$\nu_c = \frac{3}{4\pi} \frac{qB \sin \alpha}{mc} \left( \frac{E}{mc^2} \right)^2. \quad (2.28)$$

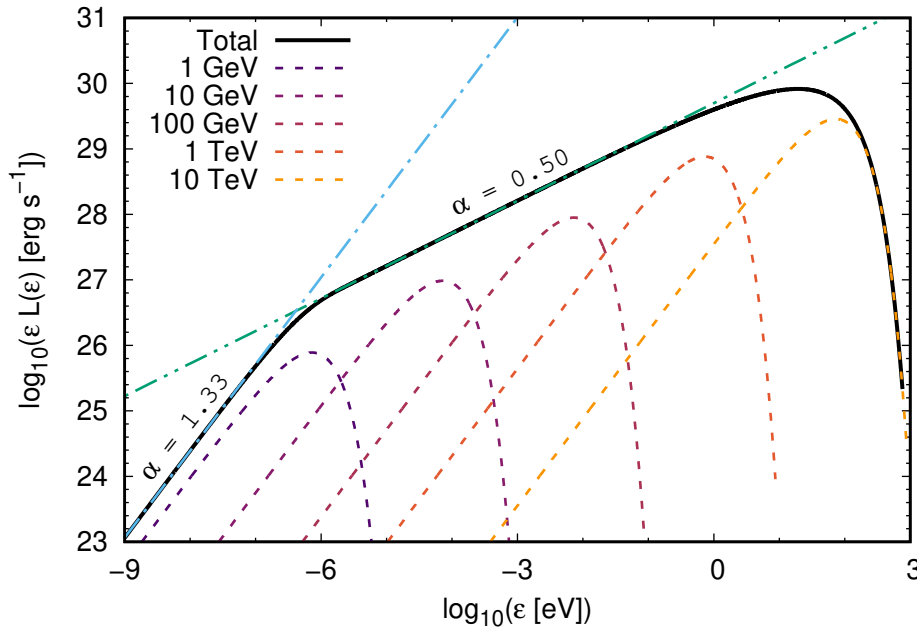
La distribución de la potencia radiada por un electrón en función de la frecuencia de los fotones emitidos tiene un máximo pronunciado en  $\nu \approx 0.29 \nu_c$ . A izquierda de este valor sigue una ley de potencias, y a derecha tiene una caída exponencial. Como consecuencia de estos comportamientos, la emisión sincrotrón es importante en longitudes de onda de radio, aunque puede llegar a observarse en el óptico y hasta R-X<sup>(i)</sup>. Además, debido a que  $\left. \frac{dE}{dt} \right|_{\text{sinc}} \propto m^{-2}$ , la emisión sincrotrón es  $\sim 10^6$  veces más importante para electrones que para protones.

---

<sup>(i)</sup>Energías más altas pueden alcanzarse en una región de campos magnéticos fuertes si se inyectan pares secundarios muy energéticos (por ej., por un proceso de Bethe-Heither) pero no es el caso de los sistemas estudiados en esta tesis.

Supongamos una distribución de electrones relativistas tipo ley de potencias con índice espectral  $p$ ,  $N_e \propto E_e^{-p}$ , en un cierto rango de energías  $E_{e,\min} \leq E_e \leq E_{e,\max}$ . En estas condiciones, el espectro de emisión sincrotrón en el rango  $0.29 \nu_c(E_{e,\min}) \lesssim \nu \lesssim 0.29 \nu_c(E_{e,\max})$  es tal que  $L_\epsilon \propto \epsilon^{-(p-1)/2}$ . Entonces, definiendo  $\epsilon L_\epsilon \propto \epsilon^\alpha$ , la SED es una ley de potencias con índice  $\alpha = (3-p)/2$ .

A modo de ejemplo enseñamos la Fig. 2.4 en donde se considera una distribución de electrones con índice espectral  $p = 2$ , entre energías  $E_{e,\min} = 1$  GeV,  $E_{e,\max} = 10$  TeV, en presencia de un campo magnético de  $B = 10$   $\mu$ G. Se aprecian las contribuciones a la SED de electrones con distintas energías, y la SED total como la envolvente de dichas contribuciones. Se puede ver también una caída exponencial para energías  $\epsilon > 0.29 h \nu_c(E_{e,\max})$ , mientras que para energías  $\epsilon < 0.29 h \nu_c(E_{e,\min})$  el espectro tiene índice espectral  $\alpha = 4/3$ .



**Figura 2.4.** Ejemplo de un espectro sincrotrón típico generado por una distribución de partículas del tipo  $N(E_e) \propto E_e^{-2}$  en un campo magnético homogéneo. La curva sólida es la SED total, mientras que las curvas a rayas son la contribución de electrones de distintas energías, y las curvas punto-rayo y punto-punto-rayo son ajustes lineales en distintas porciones del espectro. Extraído de [28].

Otra característica a resaltar, es que la radiación sincrotrón emitida por una partícula relativista está intrínsecamente polarizada. Para una distribución de partículas, el grado de polarización lineal depende del índice espectral, y en el caso de un campo magnético ordenado puede alcanzar un valor  $\sim 70\%$ .

### 2.4.2. Compton Inverso

El proceso de Compton Inverso (IC, por sus siglas en inglés), es un fenómeno de dispersión en el cual un fotón de energía  $\epsilon_f$  interactúa con un electrón de energía  $E_e$ , resultando en una transferencia de energía del electrón al fotón, que pasa a tener energía  $\epsilon_\gamma$ . Este proceso depende fuertemente del ángulo de interacción, que es aquel entre las direcciones de movimiento originales del electrón y del fotón. A partir de la conservación del tetramomento

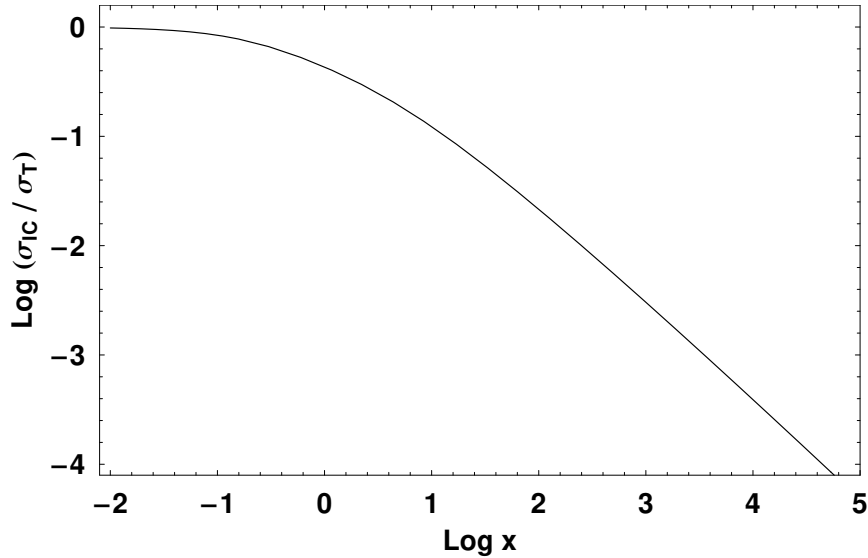
relativista puede mostrarse que el fotón es dispersado en la dirección de movimiento original del electrón, en un cono de semiapertura  $\sim 1/\gamma_e$ , con  $\gamma_e$  el factor de Lorentz del electrón.

En la Fig. 2.5 mostramos la sección eficaz total de IC en unidades de la sección eficaz de Thomson,  $\sigma_T = (8/3)\pi r_e^2$ , siendo  $r_e$  el radio clásico del electrón. Definiendo el parámetro de Klein-Nishina (K-N):

$$x = \frac{E_e \epsilon_f}{(m_e c^2)^2}, \quad (2.29)$$

se aprecia que existen dos regímenes distintos de interacción según el valor de  $x$ :

- Régimen de Thomson: si  $x \ll 1$  la interacción puede considerarse clásica, y el electrón cede sólo una pequeña parte de su energía. Luego, la energía final del fotón es mucho menor a la del electrón. En promedio, la energía del fotón dispersado es del orden de  $\epsilon_\gamma \approx \gamma_e^2 \epsilon_f$ , y la energía máxima que puede alcanzar es  $\epsilon_{\gamma, \max} \approx 4\gamma_e^2 \epsilon_f$ . En la Fig. 2.5 se aprecia que la sección eficaz total puede aproximarse como la sección eficaz de Thomson.
- Régimen de Klein-Nishina: si  $x \gg 1$  los efectos cuánticos son relevantes. En estas condiciones, el electrón transfiere casi toda su energía al fotón y  $\epsilon_\gamma \sim E_e$ , aunque la sección eficaz decrece abruptamente. En consecuencia, el flujo resultante de rayos- $\gamma$  se reduce considerablemente.



**Figura 2.5.** Sección eficaz de la interacción Compton inversa en función de la variable  $x = E_e E_{ph} / m_e^2 c^4$ . Extraído de [27].

Para obtener la potencia IC radiada en fotones de energía  $\epsilon_\gamma$  hay que considerar la distribución en energías de los fotones incidentes,  $n_f(\epsilon_f)$ , y el ángulo de interacción,  $\theta$ . De esta manera se reemplaza  $n_{\text{blancos}}$  por la distribución diferencial en la Ec. (2.24) y se integra sobre las energías de los fotones blanco:

$$P(E_e, \epsilon_\gamma, \theta) = \int_{\epsilon_{f, \min}}^{\epsilon_{f, \max}} P(E_e, \epsilon_\gamma, \epsilon_f, \theta) \frac{dn_f(\epsilon_f)}{d\epsilon_f} d\epsilon_f. \quad (2.30)$$

Si los fotones son de origen térmico, la distribución  $n_f$  se obtiene simplemente a partir de la Ley de Planck<sup>(ii)</sup>. También se puede tomar una aproximación monocromática del campo de radiación, y fijar  $\epsilon_f = 2.7kT$ ; fijando además  $U_f = 4\sigma T^4/c$  como la densidad de energía característica del campo de fotones, el número de fotones blanco es  $N_f = U_f/\epsilon_f$ .

Si  $\gamma_e \gg 1$ , se puede considerar que los fotones dispersados tienen la misma dirección de movimiento que los electrones incidentes, lo que se conoce como aproximación *head-on*. Consideremos además el caso de una distribución isotrópica de fotones, y una distribución isotrópica de electrones tipo ley de potencias,  $N(E_e) \propto E_e^{-p}$ , que interactúan en el régimen de Thomson. En estas condiciones, el espectro resultante es también una ley de potencias, pero con pendiente  $\alpha = (3 - p)/2$  (al igual que un espectro sincrotrón). Por su parte, en el rango de energías en que las interacciones ocurren en el régimen de K-N la energía máxima de los fotones  $\gamma$ ,  $\epsilon_{\gamma,\max}$ , será del orden de la energía máxima de los electrones,  $E_{e,\max}$ .

### 2.4.3. *Bremsstrahlung* Relativista

El *Bremsstrahlung* es el proceso mediante el cual una partícula cargada (usualmente un electrón) emite radiación al ser acelerada en el campo electrostático de un núcleo atómico u otra partícula cargada. Si los electrones interactuantes están en un gas en equilibrio térmico, la radiación se conoce como *libre-libre*. En cambio, si los electrones son relativistas, el proceso se denomina *Bremsstrahlung* Relativista, y el espectro difiere de un espectro térmico.

La sección eficaz diferencial de la interacción viene dada por:

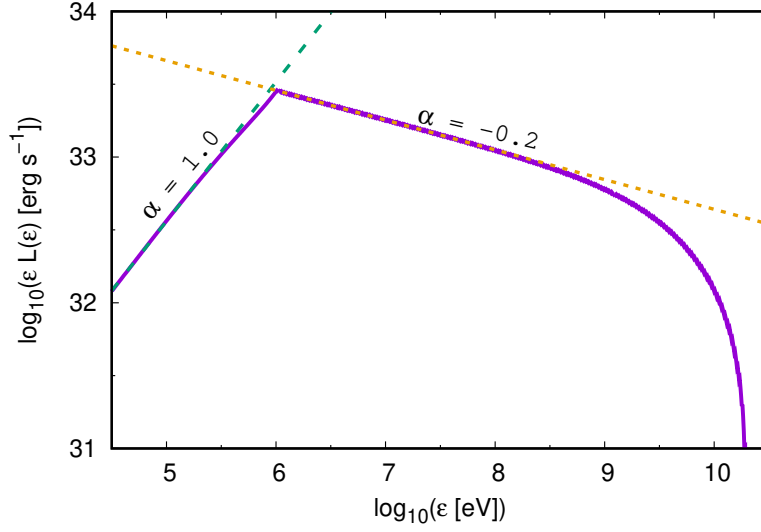
$$\frac{d\sigma_{\text{Br}}}{d\epsilon_\gamma}(E_e, \epsilon_\gamma) = \frac{4\alpha r_e^2 Z^2}{\epsilon_\gamma} \phi(E_e, \epsilon_\gamma), \quad (2.31)$$

donde  $\alpha$  es la constante de estructura fina,  $Z$  es la cantidad de protones del núcleo, y  $\phi(E_e, \epsilon_\gamma)$  una función que depende del estado de ionización de los blancos.

Para una distribución de electrones tipo ley de potencias  $N_e(E_e) \propto E_e^{-p}$ , el espectro de rayos  $\gamma$  resultante,  $N_\gamma(\epsilon_\gamma)$  es también una ley de potencias con el mismo índice espectral. Además, la energía máxima de los fotones es del orden de la energía máxima de los electrones. No obstante, dado que las pérdidas por *Bremsstrahlung* relativista son  $\propto E_e$ , el proceso no suele ser relevante a altas energías en comparación con sincrotrón o IC.

A modo de ejemplo, mostramos una SED por *Bremsstrahlung* relativista en la Fig. 2.6. Tomamos el caso de una distribución de electrones de tipo ley de potencias con índice  $p = 2.2$ ,  $E_{e,\min} = 1$  MeV,  $E_{e,\max} = 20$  GeV, y normalización arbitraria. La SED para energías  $\epsilon < E_{e,\min}$  tiene pendiente +1, mientras que para energías  $E_{e,\min} < \epsilon < E_{e,\max}$  tiene pendiente  $\alpha = -(p - 2)$ .

<sup>(ii)</sup>Estrictamente, emisión térmica no es sinónimo de emisión de cuerpo negro. El gas emisor debe ser ópticamente grueso para considerarse como tal.



**Figura 2.6.** SED *Bremsstrahlung* generada por una distribución de partículas del tipo  $N_e(E_e) \propto E_e^{-2.2}$  en un campo de materia homogéneo. La curva sólida es la SED, y la curvas punteada y rayada son ajustes lineales en distintas porciones del espectro. Extraído de [28].

#### 2.4.4. Colisiones $pp$ Relativistas

En la interacción de protones relativistas con protones de baja energía se producen mesones. Los canales con energía umbral más baja corresponden a la creación de piones:

$$p + p \longrightarrow p + p + \pi^0 + a\pi^0 + b(\pi^+ + \pi^-) \quad (2.32)$$

$$p + p \longrightarrow p + n + \pi^+ + a\pi^0 + b(\pi^+ + \pi^-) \quad (2.33)$$

$$p + p \longrightarrow n + n + 2\pi^+ + a\pi^0 + b(\pi^+ + \pi^-). \quad (2.34)$$

donde las multiplicidades  $a$  y  $b$  son enteros positivos cualesquiera. Los piones neutros son inestables y en un 98.8% de los casos decaen en fotones  $\gamma$  mediante la reacción  $\pi^0 \longrightarrow \gamma + \gamma$ . En este proceso cada protón relativista pierde aproximadamente la mitad de su energía cinética, la cual es transferida mayormente a un *leading-pion* que alcanza una energía de  $E_\pi \sim 0.17E_p$ .

Para obtener el espectro de rayos  $\gamma$  producido por una población de protones relativistas  $N_p(E_p)$  que interactúa con otros protones de densidad numérica  $n_h$ , hay que conocer:

1. El espectro de rayos  $\gamma$  producidos por el decaimiento de piones. Para un dado valor de energía del pión,  $E_\pi$ , este espectro de fotones es una constante. Por esto, su gráfica es un rectángulo centrado en  $E_\gamma = 67.5$  MeV, de altura  $2/\sqrt{E_\pi^2 - (m_\pi c^2)^2}$ , y un ancho que crece con  $E_\pi$  de modo tal que su área sea igual a 2 (puesto que se crean 2 fotones por decaimiento) (ver Fig. 2.7) El espectro total es la envolvente de los espectros individuales.
2. La *emisividad*  $q_\pi(E_\pi, E_p)$ , es decir, el número de piones por unidad de energía y por unidad de tiempo que se producen en una colisión  $pp$ . Una forma sencilla de calcularla es utilizar la aproximación funcional  $\delta$  [29]: dada una energía  $E_p$  de los protones, se asume que los piones pueden tener únicamente energía  $E_\pi \approx 0.17 \times (E_p - m_p c^2)$ . De

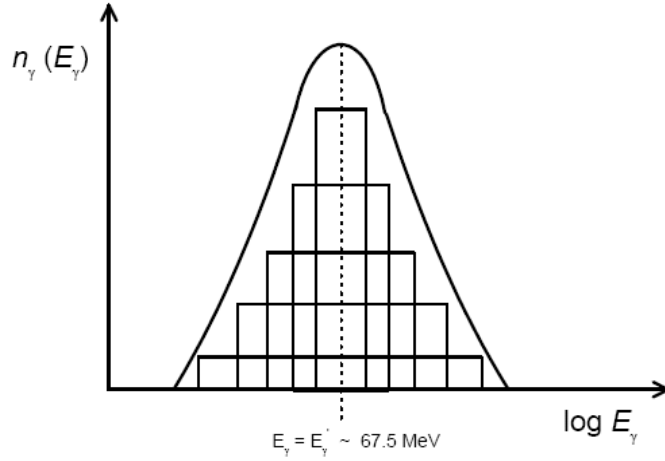
esta forma, la emisividad resulta:

$$q_\pi(E_\pi) = \frac{c n_H}{0.17} N_p \left( m_p c^2 + \frac{E_\pi}{0.17} \right) \sigma_{pp} \left( m_p c^2 + \frac{E_\pi}{0.17} \right), \quad (2.35)$$

siendo  $\sigma_{pp}$  la sección eficaz total de la interacción  $pp$ , que puede determinarse experimentalmente, y parametrizarse como [30]:

$$\sigma_{pp}(E_p) = \left( 34.3 + 1.88L + 0.25L^2 \right) \left[ 1 - \left( \frac{E_p^{\text{th}}}{E_p} \right)^4 \right]^2 \text{ mb}, \quad (2.36)$$

donde  $L = \ln(E_p/1 \text{ TeV})$  y  $E_p^{\text{th}} \approx 1.22 \text{ GeV}$ .



**Figura 2.7.** Esquema de la distribución espectral de rayos  $\gamma$  producto del decaimiento de una población de piones neutros. Extraído de [28].

A partir de esto, se obtiene la emisividad de fotones generada por una distribución en energía de piones como la suma de las contribuciones de cada pión [31]:

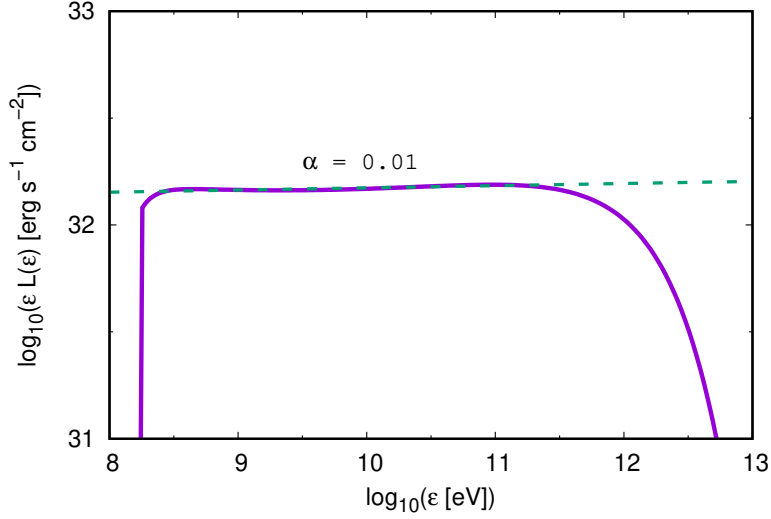
$$q_\gamma(\epsilon_\gamma) = 2 \int_{E_{\pi}^{\text{min}}}^{\infty} \frac{q_\pi(E_\pi)}{\sqrt{E_\pi^2 - m_{\pi^0}^2 c^4}} dE_\pi, \quad (2.37)$$

siendo  $E_{\pi, \text{min}} = \epsilon_\gamma + m_{\pi^0}^2 c^4 / 4E\epsilon_\gamma$  y  $E_{\pi, \text{max}} \approx 0.17E_{p, \text{max}}$ . De esta manera, la potencia específica es:

$$L_\epsilon(\epsilon_\gamma) = \epsilon_\gamma q_\gamma(\epsilon_\gamma). \quad (2.38)$$

En la Fig. 2.8 mostramos a modo de ejemplo una SED por colisiones  $pp$  producida por la interacción de una población homogénea y estacionaria de protones relativistas con índice espectral  $p = 2$  y  $E_{p, \text{max}} = 20 \text{ TeV}$  con un campo de materia. Notar que el espectro  $pp$  queda limitado al rango de rayos  $\gamma$ , y se extiende desde  $E_\gamma \gtrsim 0.1 E_{\text{th}}$  hasta  $E_\gamma \approx 0.1 E_{p, \text{max}}$ . La SED es plana, con un índice espectral  $\alpha \approx 0$ .

Por último, remarcamos que las interacciones  $pp$  suelen ser relevantes en fuentes que presentan medios densos.



**Figura 2.8.** Ejemplo de una SED  $pp$  generada por una distribución de protones del tipo  $N_p(E_p) \propto E_p^{-2}$  en un campo de materia homogéneo. La curva sólida es la SED, y la curva a rayas es un ajustes lineal en la porción del espectro que se comporta como una ley de potencias. Extraído de [28].

## 2.5. Procesos de absorción

En cada banda del espectro electromagnético existen procesos de absorción que pueden modificar la intensidad de la radiación emergente de la región de absorción,  $I_\gamma(\epsilon_\gamma)$ , respecto de la intensidad emitida en la fuente,  $I_\gamma^0$ :

$$I_\gamma(\epsilon_\gamma) = I_\gamma^0 \exp(-\tau(\epsilon_\gamma)), \quad (2.39)$$

siendo  $\tau(\epsilon_\gamma)$  la *profundidad óptica* del medio para fotones de energía  $\epsilon_\gamma$ :

$$\tau(\epsilon_\gamma) = \int_0^{\Delta l} \sigma(\epsilon_\gamma) n \, dl, \quad (2.40)$$

con  $\sigma(\epsilon_\gamma)$  la sección eficaz total del proceso y  $\Delta l$  el tamaño característico de la región en la cual hay absorción. Entonces, si  $\tau \gg 1$  el medio es *ópticamente grueso* (opaco a la radiación), mientras que si  $\tau \ll 1$  el medio es *ópticamente delgado* (transparente a la radiación).

A continuación damos un breve resumen de los procesos de absorción en las distintas bandas del espectro electromagnético:

### 2.5.1. Ondas de radio

A bajas frecuencias hay diversos procesos de absorción que pueden afectar la intensidad de la radiación recibida. Los más importantes son:

- **Absorción libre-libre:** es la absorción de fotones por parte de electrones libres en un gas ionizado. En este caso, el coeficiente de absorción por unidad de longitud,  $\alpha$ , resulta [32]:

$$\alpha_{\text{ff}} = 3.7 \times 10^8 Z^2 n_e n_i T^{-0.5} \nu^{-3} \left[ 1 - \exp\left(\frac{-h\nu}{k_b T}\right) \right] g_{\text{ff}}(\nu, T) \, \text{cm}^{-1}, \quad (2.41)$$



donde  $Z$  es el número atómico promedio,  $n_{i(e)}$  es la densidad de iones (electrones) en el medio,  $\nu$  la frecuencia de los fotones,  $T$  la temperatura del medio y  $g_{\text{ff}}$  el factor de Gaunt. De la Ec. 2.41 se aprecia que la absorción depende fuertemente de la densidad del medio y de la frecuencia de la radiación, siendo preponderante a bajas energías. Por esta razón, la absorción libre-libre es un proceso a considerar en ondas de radio.

- **Auto-absorción sincrotrón:** La radiación sincrotrón puede ser auto-absorbida por la misma población de electrones relativistas. De ser así, se modifica el espectro a bajas frecuencias. Para una distribución tipo ley de potencias con índice espectral  $p$ , el coeficiente de absorción es también una ley de potencias:

$$\alpha_{\text{sinc}} \propto \nu^{-(p+4)/2}. \quad (2.42)$$

Si llamamos  $\nu_{\text{crit}}$  a la frecuencia crítica tal que  $\tau(\nu_{\text{crit}}) = 1$ , para frecuencias  $\nu < \nu_{\text{crit}}$  la fuente es ópticamente gruesa. En este rango, la intensidad de radiación sincrotrón sigue siendo una ley de potencias, pero con índice espectral  $5/2$ , es decir:  $L(\nu) \propto \nu^{5/2}$ . Cabe mencionar que este efecto suele ser relevante en fuentes compactas, intensas y con una densidad de electrones relativistas muy alta, que no se corresponde con los sistemas estudiados en esta tesis.

### 2.5.2. Rayos-X

El principal proceso de absorción de rayos-X blandos es la absorción fotoeléctrica. Este es el proceso por el cual un átomo absorbe un fotón y libera un electrón con energía cinética igual a la diferencia entre la energía original del fotón y la energía de ligadura del electrón. En general, el rango de energías más afectado es por debajo de  $\sim 2$  keV.

### 2.5.3. Rayos- $\gamma$

El proceso de absorción de rayos- $\gamma$  más relevante es el de creación de pares en un campo de radiación. Este consiste en la interacción de un fotón  $\gamma$  con energía  $\epsilon_\gamma$  con otro fotón de energía  $\epsilon_{\text{ph}}$ , que resulta en la creación de un par  $e^\pm$ . Debido a la conservación del tetramomento relativista, la energía del fotón  $\gamma$  debe satisfacer la condición:

$$\epsilon_\gamma \geq \frac{2(m_e c^2)^2}{\epsilon_{\text{ph}}(1 - \cos(\theta))} \quad (2.43)$$

para que se produzca el proceso, siendo  $\theta$  el ángulo de interacción entre los fotones. A su vez, la sección eficaz de la interacción también depende de  $\theta$  [33]:

$$\sigma_{\gamma\gamma}(\epsilon_\gamma, \epsilon_{\text{ph}}) = \frac{\pi r_e^2}{2} (1 - \beta^2) \left[ 2\beta(\beta^2 - 2) + (3 - \beta^4) \ln\left(\frac{1 + \beta}{1 - \beta}\right) \right], \quad (2.44)$$

con:

$$\beta = \left(1 - \frac{1}{s}\right)^{1/2}, \quad s = \frac{\epsilon_\gamma \epsilon_{\text{ph}} (1 - \cos(\theta))}{2(m_e c^2)^2}. \quad (2.45)$$

El máximo de la sección eficaz ocurre para energías  $\epsilon_\gamma$  cercanas a la energía umbral dada por la Ec. 2.43. Luego, fotones  $\gamma$  con energías del orden de 100 GeV son absorbidos mayormente por fotones UV, mientras que fotones con energías del orden de 1–10 TeV son absorbidos mayormente por fotones IR.



## Capítulo 3

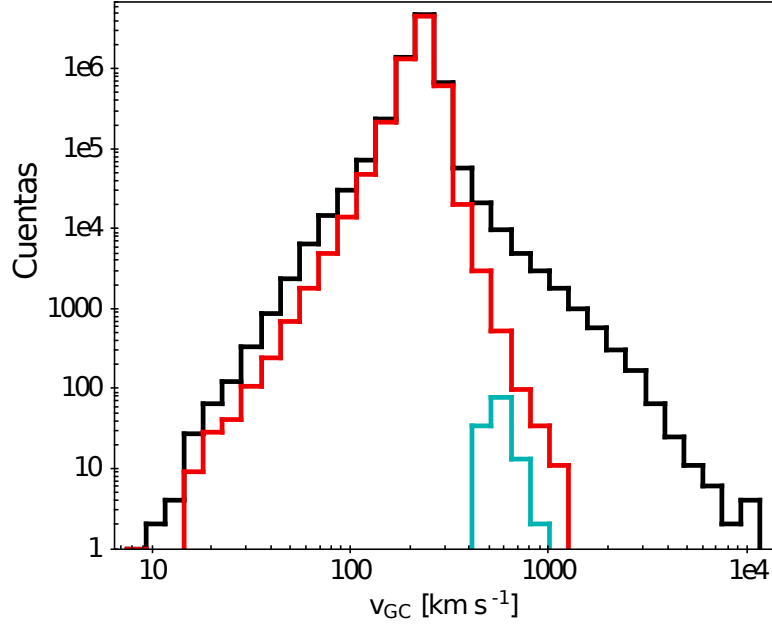
# Procesos no térmicos en estrellas de hiper velocidad

En la Tabla 3.1 presentamos los sistemas arquetípicos seleccionados para estudiar en esta tesis. Estos fueron seleccionados en base a:

- **Su potencial relevancia desde el punto de vista de la astrofísica de altas energías.** Las estrellas de tipo espectral temprano poseen los vientos más potentes. Luego, se espera que estas generen los BSs más luminosos. Por estos motivos consideramos sólo estrellas de tipo espectral B0, B1 y B2. A su vez, cuanto mayores son las velocidades peculiares de las estrellas, más energía depositan en los BSs, incrementando la luminosidad NT. Por este motivo nos enfocamos en estrellas con velocidades peculiares altas, mayores a  $500 \text{ km s}^{-1}$ .
- **Su factibilidad.** Se ha detectado una cantidad significativa de estrellas con velocidades mayores a  $100 \text{ km s}^{-1}$ , entre ellas estrellas de tipo espectral B, pero no de tipo espectral O [12]. Según [11], la distribución de velocidades observada se extiende hasta  $10\,000 \text{ km s}^{-1}$ , pero las estimaciones son poco confiables para  $V_{\star} > 1\,000 \text{ km s}^{-1}$  (ver Fig. 3.1). Las velocidades más altas observadas en estrellas de tipo B son un poco mayores a  $1\,000 \text{ km s}^{-1}$ , y si bien hay predicciones con un factor hasta 6 veces mayor, estas serían poco frecuentes. Por esto, decidimos considerar casos con velocidades de  $500\text{--}1\,000 \text{ km s}^{-1}$ .

Como un caso extremo, también incluimos una SRS, cuya existencia es aún hipotética. Tomamos un valor de referencia de  $60\,000 \text{ km s}^{-1}$ , factible en una estrella de tipo espectral B2 según la Ec. 1.3. Cabe destacar que con un valor  $V_{\star} \approx c/5$  los efectos de *Doppler boosting* son todavía despreciables.

Por todo lo antedicho, sólo consideramos estrellas de tipo espectral B0–B2. Para el caso más factible pero velocidad menos favorable (una HVS que cruza el disco Galáctico con  $V_{\star} = 500 \text{ km s}^{-1}$ ) fijamos el tipo espectral más favorable (B0). Asimismo, el tipo espectral menos favorable (B2) lo reservamos para el caso menos conservador (SRS). Por último, consideramos también el caso intermedio de estrellas con  $V_{\star} = 1\,000 \text{ km s}^{-1}$  y tipo espectral B1. A su vez, en ellas consideramos distintos escenarios de propagación: el disco Galáctico, el halo Galáctico, o una nube molecular (nm). La principal característica que



**Figura 3.1.** Histograma de velocidades respecto del centro Galáctico para las estrellas con registros tridimensionales de velocidades. La línea negra corresponde a la muestra total. La línea roja corresponde a aquellas estrellas con un error relativo en la velocidad menor al 30 %. En celeste se detalla la muestra “limpia” de HVSs. Extraído de [11].

diferencia a estos escenarios es la densidad del medio; cuanto mayor es la densidad, mayor es la luminosidad esperada. En adelante, nos referiremos a los casos estudiados como `<tipo espectral>-<velocidad [en miles de km s-1>-<medio circundante>`.

### 3.1. Modelo

En el sistema de referencia de la estrella, el BS es el resultado de la colisión del viento estelar con el ISM, que actúa como un viento plano. La forma y la dinámica de los BSs estelares han sido estudiadas por diversos autores (por ej. [37, 38, 39]). La colisión del viento estelar con el ISM forma una región de interacción, que consiste en el FS que se propaga en el ISM con rapidez  $V_{FS} \sim V_*$ , una discontinuidad de contacto entre los medios, y el RS que se propaga a través del viento no chocado con rapidez  $V_{RS} \sim v_w$  (ver Fig. 3.2). La discontinuidad de contacto es la superficie en la cual el flujo de masa es nulo. El RS es siempre rápido y adiabático: las pérdidas radiativas del gas no son eficientes en la región de aceleración. Si bien el FS es radiativo y lento en los BSs de estrellas fugitivas “normales”, en la Sec. 3.2.1 mostramos que en el caso de las HVSs y SRSs, el FS también es rápido y adiabático. Dado que el DSA es eficiente en choques fuertes y adiabáticos, ambos choques son promisorios aceleradores de CRs.

La escala espacial característica está determinada por la distancia  $R_0$  desde la estrella al punto de estancamiento. Este está ubicado en el eje de simetría axial del BS, y es el punto en el cual la presión de arrastre del viento y el ISM se cancelan. Si  $R_0 \gg R_*$ , el viento estelar

**Tabla 3.1.** Parámetros de los sistemas a estudiar. Los valores de  $v_w$ ,  $\dot{M}_w$ ,  $R_*$  y  $T_*$  fueron fijados según [34, 35, 36]. En todos los casos se asumen metalicidades solares.

Parámetro	Escenario				
	B0-0.5-d	B1-1-h	B1-1-d	B1-1-nm	B2-60-d
$V_*$ [km s <sup>-1</sup> ]	500	1000	1000	1000	60 000
$n_{\text{ISM}}$ [cm <sup>-3</sup> ]	10	0.1	10	100	10
Tipo espectral	B0	B1	B1	B1	B3
$v_w$ [km s <sup>-1</sup> ]	1500	1200	1200	1200	1000
$\dot{M}_w$ [M <sub>⊙</sub> yr <sup>-1</sup> ]	10 <sup>-8</sup>	10 <sup>-9</sup>	10 <sup>-9</sup>	10 <sup>-9</sup>	10 <sup>-10</sup>
$R_*$ [R <sub>⊙</sub> ]	5.5	4.8	4.8	4.8	4
$T_*$ [kK]	29	25	25	25	20
Descripción	HVS cruzando el disco Galáctico	HVS veloz propagándose en el halo Galáctico	HVS veloz cruzando el disco Galáctico	HVS veloz cruzando una nube molecular	SRS cruzando el disco Galáctico

alcanza su velocidad terminal,  $v_\infty$ , y  $R_0$  viene dada por [37]:

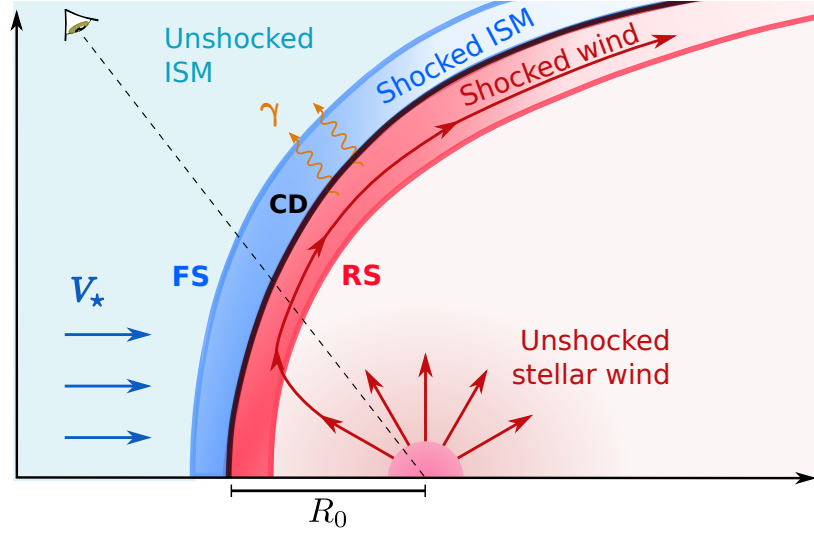
$$R_0 = \sqrt{\frac{\dot{M}_w v_\infty}{4\pi \rho_{\text{ISM}} V_*^2}}, \quad (3.1)$$

donde  $\rho_{\text{ISM}}$  es la densidad del ISM.

### 3.1.1. Hidrodinámica

La hidrodinámica del RS depende de  $\dot{M}_w$  y de  $v_\infty$ , mientras que la del FS depende fuertemente de  $V_*$ . Por simplicidad asumimos que el BS alcanza un estado estacionario. Esto se justifica al no esperar cambios significativos en las condiciones del ambiente en períodos de tiempos cortos, y al despreciar los efectos de turbulencias. En este régimen, la masa y el momento en el choque son conservados. El gas chocado fluye desde el ápex del BS, arrastrando las partículas relativistas aceleradas en el RS y el FS. La aceleración de partículas y la emisión electromagnética son relevantes en una región cercana al ápex de longitud característica  $R_0$  [1]. Consideramos entonces un emisor homogéneo y estacionario, y aplicamos la aproximación *one-zone* en cada choque (emisor puntual). Cabe mencionar que existen modelos *multi-zone* aplicados a estrellas fugitivas “normales” [40, 41]. No obstante, los resultados obtenidos con la aproximación *one-zone* son consistentes con los modelos *multi-zone* dentro de un factor dos o tres [40], lo cual es adecuado para los objetivos de esta tesis.

Calculamos las cantidades termodinámicas en el viento y el medio interestelar chocados asumiendo que el fluido se comporta como un gas ideal con índice adiabático  $\gamma_{\text{ad}} = 5/3$ , y aplicamos las relaciones de Rankine-Hugoniot en la discontinuidad de salto. Estas relaciones permiten determinar la densidad  $\rho$ , la presión  $P$ , y la velocidad  $v$  del fluido chocado en términos de la densidad, presión y velocidad del fluido en la región pre-choque. A partir de la conservación de la masa, el momento y la energía, y ubicándose en el sistema de referencia



**Figura 3.2.** Esquema de un BS producido por una HVS. Adaptado de [40].

del frente de choque, se deduce:

$$\rho_1 v_1 = \rho_2 v_2 \quad (3.2)$$

$$\rho_1 v_1^2 + P_1 = \rho_2 v_2^2 + P_2 \quad (3.3)$$

$$\frac{1}{2} v_1^2 + \epsilon_1 + \frac{P_1}{\rho_1} = \frac{1}{2} v_2^2 + \epsilon_2 + \frac{P_2}{\rho_2}, \quad (3.4)$$

donde  $\epsilon$  es la energía térmica por unidad de masa, y denotamos con índices 1 y 2 a las regiones pre-choque y post-choque, respectivamente. Adicionalmente, utilizando la relación:

$$\epsilon = \left( \frac{1}{\gamma_{\text{ad}} - 1} \right) \frac{P}{\rho} \quad (3.5)$$

para un gas con una ecuación de estado politrópica  $P \propto \rho^{\gamma_{\text{ad}}}$  y asumiento  $\gamma_{\text{ad},1} = \gamma_{\text{ad},2}$ , la Ec. 3.4 puede reescribirse como:

$$\frac{1}{2} v_1^2 + \left( \frac{\gamma_{\text{ad}}}{\gamma_{\text{ad}} - 1} \right) \frac{P_1}{\rho_1} = \frac{1}{2} v_2^2 + \left( \frac{\gamma_{\text{ad}}}{\gamma_{\text{ad}} - 1} \right) \frac{P_2}{\rho_2}. \quad (3.6)$$

Un parámetro importante para describir la naturaleza de una onda de choque es el número de Mach,  $M$ . El número de Mach es una cantidad adimensional que se define como el cociente entre la velocidad de propagación de la onda y la velocidad del sonido en el medio, y que puede relacionarse con el cociente entre la presión de arrastre y la presión térmica en la región no chocada:

$$M = \frac{v_1}{c_{s,1}} = \left( \frac{\rho_1 v_1^2}{\gamma_{\text{ad}} P_1} \right)^{1/2}, \quad (3.7)$$

con  $c_{s,1}$  la velocidad del sonido en la región post-choque. En el caso de un choque fuerte no relativista ( $M \gg 1$ ) y considerando  $\gamma_{\text{ad}} = 5/3$ , las relaciones de Rankine-Hugoniot en

términos de  $M$  resultan finalmente:

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{v_1}{v_2} \approx \frac{\gamma_{\text{ad}} + 1}{\gamma_{\text{ad}} - 1} = 4 \quad (3.8)$$

$$P_2 \approx \left( \frac{2\gamma_{\text{ad}}}{\gamma_{\text{ad}} + 1} \right) M_1^2 P_1 = \left( \frac{2}{\gamma_{\text{ad}} + 1} \right) \rho_1 v_1^2 = \frac{3}{4} \rho_1 v_1^2 \quad (3.9)$$

$$T_2 \approx \left[ \frac{2\gamma_{\text{ad}}(\gamma_{\text{ad}} - 1)}{(\gamma_{\text{ad}} + 1)^2} \right] M_1^2 T_1 = \frac{5}{16} M_1^2 T_1. \quad (3.10)$$

La Ec. 3.8 muestra el aumento de la densidad en el medio chocado producto de la compresión, mientras que la Ec. 3.9 muestra que la presión térmica en la región chocado coincide con (a menos de un factor 3/4) la presión de arrastre de la región no chocado. Por su parte, de la Ec. 3.10 se ve que si  $M \gg 1$ , entonces  $T_2 \gg T_1$ , lo que implica que el gas chocado puede alcanzar temperaturas muy altas ( $T > 1 \text{ Mk}$ ).

Por otra parte, en el marco de referencia del frente de choque la energía cinética por unidad de masa en la región post-choque es:

$$\frac{1}{2} v_2^2 \approx \frac{1}{32} v_1^2, \quad (3.11)$$

mientras que la energía térmica por unidad de masa resulta:

$$\frac{3}{2} \frac{k_b T_2}{m} \approx \frac{9}{32} v_1^2. \quad (3.12)$$

Luego, cerca de la mitad de la energía cinética pre-choque es convertida en energía térmica. Por último, cabe destacar que en el sistema de referencia del choque la energía total del gas chocado es menor a la energía del gas no chocado. Esto se debe principalmente al trabajo mecánico realizado por el gas al expandir el material.

Aplicando lo detallado anteriormente para el RS y el FS obtuvimos las densidades de los correspondientes medios chocados:

$$\rho_2^{\text{RS}} = \frac{\dot{M}_w}{\pi R_0^2 v_w} \quad (3.13)$$

$$\rho_2^{\text{FS}} = 4\rho_{\text{ISM}}. \quad (3.14)$$

Por su parte, la velocidad del gas chocado,  $v_2$ , es del orden de la velocidad del sonido en el medio post-choque,  $c_{s,2}$ . Por definición, la velocidad del sonido en un medio es  $c_s = (\gamma_{\text{ad}} P/\rho)^{1/2}$ . Utilizando las Ec. 3.8 y 3.9, y teniendo en cuenta que  $v_1 = V_{\text{sh}}$  (con  $V_{\text{sh}}$  la velocidad del choque) dedujimos finalmente:

$$v_2 = \sqrt{\frac{3\gamma_{\text{ad}}}{16}} V_{\text{sh}}, \quad (3.15)$$

siendo  $V_{\text{sh}}^{\text{RS}} = v_w$  y  $V_{\text{sh}}^{\text{FS}} = V_{\star}$ .

Habiendo obtenido la presión térmica del gas, determinamos el campo magnético en la región post-choque imponiendo la condición de que la presión magnética sea 0.1 veces la presión térmica del plasma chocado. Esta condición permitió despreciar los efectos del campo magnético en la dinámica del sistema. Por esta razón no requerimos hacer un tratamiento

### 3. Procesos no térmicos en estrellas de hiper velocidad

magnetohidrodinámico, sino simplemente un tratamiento hidrodinámico. De esta forma, la magnitud del campo magnético resulta:

$$B = (0.1 \times 8\pi P_2)^{1/2}. \quad (3.16)$$

Si bien este criterio para fijar el campo magnético es un criterio hidrodinámico, la magnitud de  $\vec{B}$  está relacionada con la población de partículas relativistas: en la región post-choque el campo es amplificado por los mismos CRs al difundir a la región pre-choque. Por este mecanismo de amplificación, el campo magnético máximo es tal que la densidad de energía magnética,  $U_{\text{mag}}$ , sea del orden de la densidad de energía de las partículas NT,  $U_{\text{NT}}$ , siendo:

$$U_{\text{mag}} = \frac{B^2}{8\pi} \quad ; \quad U_{\text{NT}} = E_{\text{NT}}/V, \quad (3.17)$$

y  $V \approx 0.3 \pi R_0^3$  el volumen de la región chocada. Entonces, un parámetro a destacar para estudiar la naturaleza del campo magnético en los choques es la relación  $\eta_{\text{mag}}$  entre la densidad de energía magnética, y la densidad de energía de las partículas no térmicas [42]:

$$\eta_{\text{mag}} = \frac{U_{\text{mag}}}{U_{\text{NT}}}. \quad (3.18)$$

En el RS el campo magnético puede deberse a la compresión adiabática de las líneas de campo magnético estelar. El campo magnético estelar puede aproximarse toroidal a grandes distancias de la estrella, en cuyo caso intensidad decae con el inverso de la distancia [43]. Adoptando un radio de Alfvén  $r_A \sim R_*$ , puede deducirse la relación:

$$B_* = 0.25 B_{\text{RS}} (R_0/R_*) (v_\infty/v_{\text{rot}}), \quad (3.19)$$

con  $v_{\text{rot}}$  la velocidad de rotación de la estrella [44]. Luego, si el campo magnético estelar es alto podría obtenerse un valor de  $\eta_{\text{mag}} \gtrsim 1$  en el RS. En el FS, en cambio, el campo magnético puede ser el campo magnético del ISM amplificado en un factor 4 por la compresión adiabática, o bien puede ser producido por los CRs. En la Sec. 4.2.1 calculamos  $\eta_{\text{mag}}$  para ambos choques en los distintos escenarios, en búsqueda de una mejor comprensión de la física de la fuente.

#### 3.1.2. Partículas no térmicas

En el contexto de HVSs y SRSs, el FS y el RS son supersónicos (es decir, se mueven con velocidades superiores a la velocidad del sonido en el medio), no relativistas y adiabáticos. Las partículas NTs de energía  $E$  y carga  $q$  pueden ser aceleradas vía DSA, como se detalla en la Sec. 2.2.1. La distribución en energía de las partículas inyectadas por la fuente es de la forma  $Q(E) = Q_0 E^{-p} \exp(-E/E_{\text{max}})$ , donde  $p$  es el índice espectral, y  $E_{\text{max}}$  es la energía máxima adquirida. Asumimos  $p = 2$ , consistente con DSA en choques fuertes no relativistas, y obtuvimos  $E_{\text{max}}$  igualando la tasa de aceleración,  $t_{\text{ac}}$ , con  $t_{\text{min}}$ , como indica la Ec. 2.17. Finalmente, fijamos la constante de normalización  $Q_0$  por la condición  $\int E Q(E) dE = L_{\text{NT}}$ , siendo  $L_{\text{NT}}$  la potencia inyectada en partículas NT. Para el RS y el FS, esta potencia es:

$$L_{\text{NT}}^{\text{RS}} = f_{\text{NT}} L_w = f_{\text{NT}} 0.5 \dot{M}_w v_w^2, \quad (3.20)$$

$$\begin{aligned} L_{\text{NT}}^{\text{FS}} &= f_{\text{NT}} L_{\text{ISM}} = f_{\text{NT}} \left(0.5 \pi R_0^2\right) \left(\rho_{\text{ISM}} V_*^2\right) V_* \\ &= f_{\text{NT}} 0.5 \pi \rho_{\text{ISM}} R_0^2 V_*^3, \end{aligned} \quad (3.21)$$



donde  $f_{\text{NR}} \approx 0.1$  es la fracción de la potencia cinética del viento (medio interstelar) inyectada en partículas relativistas en el RS (FS). A su vez, asumimos que una fracción del 5% de esta potencia es inyectada en electrones, y el 95% restante en protones.

Los electrones relativistas interactúan con campos de materia, radiación y electromagnéticos, emitiendo radiación NT. Se enfrían mediante pérdidas adiabáticas, sincrotrón, *Bremsstrahlung* relativista, e IC tanto con los fotones IR del polvo comprimido como con los fotones UV de la estrella. A muy altas energías, donde las pérdidas por sincrotrón y/o IC en el régimen de Thomson son relevantes, la distribución en energías se ablanda. Esto es, el índice espectral pasa a ser  $p+1$  (ver por ej. Sec. 4.2). Por su parte, los protones se enfrían mediante expansión adiabática y colisiones  $pp$ . Sin embargo, en todos los escenarios estudiados no sufren pérdidas significativas, y la escala temporal queda determinada por el tiempo de escape (ver Sec. 4.1.1 y 4.1.2). Por esta razón, el espectro de protones coincide con el espectro de inyección, conservando el índice  $p = 2$ .

Calculamos las tasas de enfriamiento IC según el tratamiento realizado en [45], válido para espectros de tipo cuerpo negro. Para los campos de radiación estelares consideramos que las estrellas emiten como cuerpo negro a temperatura  $T_*$ , con un factor de dilución  $\kappa_* = [R_*/(2R_0)]^2$ . Este factor es el cociente entre la densidad de energía del campo de radiación en la posición del emisor y la densidad de energía en la superficie del cuerpo negro. Por su parte, aproximamos los espectros de emisión de los campos de radiación IR con planckeanas de temperatura  $T_{\text{IR}} = 98 \text{ K}$  [4]. Al ser  $U_{\text{BB}} = (4\sigma/c)T_{\text{IR}}^4$  y  $U_{\text{IR}} \approx L_{\text{IR}}/(\pi R_0^2 c)$ , el factor de dilución,  $L_{\text{IR}}$ , resulta:

$$\kappa_{\text{IR}} = \frac{U_{\text{IR}}}{U_{\text{BB}}} \approx \frac{L_{\text{IR}}}{4\pi\sigma T_{\text{IR}}^4 R_0^2}. \quad (3.22)$$

A continuación presentamos el tiempo característico de aceleración y los tiempos de enfriamiento de los procesos radiativos y no radiativos [40]:

El tiempo de aceleración de las partículas es:

$$t_{\text{ac}} = \eta_{\text{ac}} \frac{E}{q c B}, \quad (3.23)$$

donde la eficiencia de aceleración es  $\eta_{\text{ac}}^{\text{RS}} = 2\pi(c/v_w)^2$  y  $\eta_{\text{ac}}^{\text{FS}} = 2\pi(c/V_*)^2$  para el RS y el FS, respectivamente.

El tiempo característico del escape es:

$$t_{\text{esc}} = \left( t_{\text{conv}}^{-1} + t_{\text{dif}}^{-1} \right)^{-1}, \quad (3.24)$$

con  $t_{\text{con}}$  y  $t_{\text{dif}}$  los tiempos de convección y difusión:

$$t_{\text{con}} = R_0/c_s \quad (3.25)$$

$$t_{\text{dif}} = R_0^2/D; \quad (3.26)$$

donde llamamos  $c_s$  a la velocidad del sonido en el medio y asumimos difusión en el régimen de Bohm. Esto quiere decir que tomamos un coeficiente de difusión  $D = r_g c/3$ , con  $r_g = E/(qB)$  el giroradio de la partícula, acorde con lo visto en la Sec. 2.2.1.

### 3. Procesos no térmicos en estrellas de hiper velocidad

Las pérdidas para protones son:

$$t_{pp} = \frac{1}{2.17c\kappa_{pp}n_{\text{ISM}}\sigma_{pp}} \quad (3.27)$$

$$t_{\text{adi}} = \frac{3}{v} \frac{dl}{d(-\log(\rho))} \approx 15 R_0/c_s \quad (3.28)$$

$$t_{\text{enf,p}} = (t_{pp} + t_{\text{adi}})^{-1}, \quad (3.29)$$

<sup>(i)</sup> siendo  $\kappa_{pp}$  la inelasticidad total de las interacciones  $pp$  y  $n_{\text{ISM}}$  la densidad numérica de partículas chocadas en cada frente. Además, el valor 2.17 en la expresión del tiempo de enfriamiento por colisiones  $pp$  corresponde a un factor efectivo para representar la abundancia de elementos pesados dentro de los blancos [46]. Por otra parte,  $v$  es la velocidad con la cual el plasma fluye desde el ápex arrastrando a los protones, y  $l$  la distancia al punto de estancamiento.

Mientras que para electrones resultan:

$$t_{\text{br}} = 10^{15} \left( \frac{\text{cm}^{-3}}{2.24 n_{\text{ISM}}} \right) \text{ s} \quad (3.30)$$

$$t_{\text{sin}} = \frac{6\pi}{c\sigma_{\text{T}}B^2} \frac{(m_e c^2)^2}{E} \quad (3.31)$$

$$t_{\text{IC}} = (t_{\text{IC},\star}^{-1} + t_{\text{IC,IR}}^{-1})^{-1} \quad (3.32)$$

$$t_{\text{enf,e}} = (t_{\text{br}} + t_{\text{sin}} + t_{\text{IC}} + t_{\text{adi}})^{-1}. \quad (3.33)$$

En la Ec. 3.30, 2.24 es el valor efectivo de la abundancia de blancos correspondiente a pérdidas por *Bremsstrahlung* relativista [46]. Cabe mencionar que si bien computamos posibles pérdidas coulombianas, omitimos aquí el detalle al resultar despreciables.

#### 3.1.3. Emisión no térmica

El paso final para estudiar los procesos no térmicos de una fuente es calcular su espectro de emisión. Entonces, habiendo obtenido la distribución de electrones y protones relativistas, calculamos la emisión por IC, sincrotrón y *Bremsstrahlung* relativista en el caso de los electrones, y colisiones  $pp$  en el caso de los protones. Obtuvimos así las SEDs correspondientes a cada proceso integrando numéricamente las ecuaciones detalladas en la Sec. 2.4 utilizando un código modular desarrollado en Fortran 90 por [40]. A su vez, utilizamos la plataforma colaborativa Github para el control de versiones. Finalmente, la SED total de la fuente se corresponde con la suma de las SEDs de cada proceso.

No obstante, previo a brindar los resultados numéricos, en esta sección presentaremos estimaciones analíticas de la dependencia de los procesos de emisión con los parámetros del sistema acorde al modelo. Ello nos permitirá interpretar cualitativamente los resultados obtenidos numéricamente. En todos los casos estudiados la distribución de electrones está dominada por el tiempo de convección, salvo únicamente en el RS de la SRS a energías  $E_e \gtrsim 100$  MeV. Luego, según la Ec. 2.21 podemos estimar  $N(E) \sim Q(E) \times t_{\text{conv}}$ , a excepción de la SRS en el rango mencionado. A su vez,  $Q(E) \propto L_{\text{NT,e}}$  (relacionados a partir de la

<sup>(i)</sup>El valor aproximado de  $\frac{dl}{d(-\log(\rho))}$  fue calculado utilizando el modelo de emisor extendido de [40].

constante de normalización,  $Q_0$ ). En consecuencia, la potencia radiada por cada proceso es:

$$L_{\text{proc}} \propto L_{\text{NT,e}} \times \left( \frac{t_{\text{con}}}{t_{\text{proc}}} \right), \quad (3.34)$$

siendo  $t_{\text{proc}}$  el tiempo de enfriamiento del proceso considerado. Según las Ec. 3.20 y 3.21, la potencia inyectada en electrones NT,  $L_{\text{NT,e}}$ , en cada choque cumple las proporciones:

$$L_{\text{NT,e}} \propto \begin{cases} \dot{M}_w v_w^2 & \text{RS} \\ \rho_{\text{ISM}} R_0^2 V_\star^3 \propto \dot{M}_w v_w V_\star & \text{FS.} \end{cases} \quad (3.35)$$

Mientras que, según la Ec. 3.25:

$$t_{\text{conv}} \sim R_0/c_s \propto \begin{cases} \dot{M}_w^{0.5} v_w^{-0.5} n_{\text{ISM}}^{-0.5} \mu_{\text{ISM}}^{-0.5} V_\star^{-1} & \text{RS} \\ \dot{M}_w^{0.5} v_w^{0.5} n_{\text{ISM}}^{-0.5} \mu_{\text{ISM}}^{-0.5} V_\star^{-2} & \text{FS,} \end{cases} \quad (3.36)$$

con  $\mu_{\text{ISM}}$  el peso molecular promedio, que se relaciona con la densidad del medio interestelar según  $\rho_{\text{ISM}} = n_{\text{ISM}} m_p \mu_{\text{ISM}}$ , siendo  $m_p$  la masa del protón. En particular tomamos los valores  $\mu_{\text{ISM}} = 1.28 \text{ cm}^{-3}$  para las estrellas propagándose en el disco y en el halo Galáctico, correspondiente a un gas atómico con metalicidad solar, y  $\mu_{\text{ISM}} = 2.35 \text{ cm}^{-3}$  para la estrella propagándose en la nm.

Multiplicando ambos factores para cada choque se obtiene:

$$L_{\text{NT,e}} \times t_{\text{con}} \propto \begin{cases} \dot{M}_w^{1.5} v_w^{1.5} n_{\text{ISM}}^{-0.5} \mu_{\text{ISM}}^{-0.5} V_\star^{-1} & \text{RS} \\ \dot{M}_w^{1.5} v_w^{1.5} n_{\text{ISM}}^{-0.5} \mu_{\text{ISM}}^{-0.5} V_\star^{-1} & \text{FS,} \end{cases} \quad (3.37)$$

entonces las estimaciones de luminosidades coinciden en ambos choques, a menos que  $t_{\text{proc}}$  difiera en ellos.

En frecuencias de radio la emisión sincrotrón domina el espectro NT, mientras que en rayos- $\gamma$  domina el proceso IC, tanto con el campo de fotones UV, como con el campo de fotones IR. Por lo tanto, a bajas energías la luminosidad NT depende del cociente  $t_{\text{con}}/t_{\text{sin}}$ , mientras que a altas y/o muy altas energías depende del cociente  $t_{\text{con}}/t_{\text{IC}}$ .

Para estudiar la luminosidad en radio consideramos el tiempo característico por pérdidas sincrotrón. Según lo analizado en la Sec. 3.1.2:

$$t_{\text{sin}} \propto B^{-2} \propto \begin{cases} \left( \dot{M}_w v_w R_0^{-2} \right)^{-1} \propto n_{\text{ISM}}^{-1} \mu_{\text{ISM}}^{-1} V_\star^{-2} & \text{RS} \\ \left( \rho_{\text{ISM}} V_\star^2 \right)^{-1} \propto n_{\text{ISM}}^{-1} \mu_{\text{ISM}}^{-1} V_\star^{-2} & \text{FS} \end{cases} \quad (3.38)$$

Dado que estas expresiones también coinciden en ambos choques podemos resumir el resultado de forma general:

$$L_{\text{sin}} \sim L_{\text{NT,e}} \times \left( \frac{t_{\text{con}}}{t_{\text{sin}}} \right) \propto \dot{M}_w^{1.5} n_{\text{ISM}}^{0.5} \mu_{\text{ISM}}^{0.5} v_w^{1.5} V_\star. \quad (3.39)$$

Luego, los parámetros más relevantes son los relacionados con la estrella: cuanto más denso y rápido es el viento, mayor es la luminosidad en radio. En segundo lugar, una velocidad estelar alta favorece la emisión sincrotrón. Por último, los medios densos son escenarios favorables.

### 3. Procesos no térmicos en estrellas de hiper velocidad

Por otra parte, a altas y muy altas energías, la emisión NT está dominada por:

$$L_{\text{IC}} \sim L_{\text{NT,e}} \times \left( \frac{t_{\text{con}}}{t_{\text{IC}}} \right). \quad (3.40)$$

En el régimen de Thomson, el tiempo de enfriamiento por IC es inversamente proporcional a la densidad de energía del campo de fotones blanco,  $t_{\text{IC}}^{-1} \propto U_{\text{ph}}$ . Debido a que hay dos campos de radiación separamos el análisis en para cada uno de ellos.

Para el campo de fotones IR se cumple  $L_{\text{IR}} \propto L_{\star} n_{\text{ISM}}$  y  $U_{\text{IR}} \propto L_{\text{IR}} R_0^{-2}$ , con lo cual:

$$L_{\text{IC,IR}} \sim L_{\text{NT,e}} \times \left( \frac{t_{\text{con}}}{t_{\text{IC,IR}}} \right) \propto \dot{M}_{\text{w}}^{1.5} v_{\text{w}}^{0.5} n_{\text{ISM}}^{1.5} \mu_{\text{ISM}}^{0.5} V_{\star} L_{\star}. \quad (3.41)$$

Mientras que en el caso del campo de fotones UV:

$$t_{\text{IC},\star} \propto U_{\star}^{-1} \propto L_{\star}^{-1} R_0^2, \quad (3.42)$$

y la luminosidad de la estrella cumple aproximadamente la relación  $L_{\star} \propto \dot{M}_{\text{w}}^{0.5} v_{\text{w}}^{0.5}$ . Luego:

$$L_{\text{IC},\star} \sim L_{\text{NT,e}} \times \left( \frac{t_{\text{con}}}{t_{\text{IC},\star}} \right) \propto \dot{M}_{\text{w}}^{1.5} v_{\text{w}}^{0.5} n_{\text{ISM}}^{0.5} V_{\star} L_{\star} \propto \dot{M}_{\text{w}}^2 v_{\text{w}} n_{\text{ISM}}^{0.5} \mu_{\text{ISM}} V_{\star}. \quad (3.43)$$

Nuevamente, los parámetros más relevantes en la emisión son los relacionados al viento estelar y a la velocidad de la estrella, aunque con un peso mayor en la tasa de pérdida de masa que en la velocidad del viento.

Para concluir con esta sección, es importante resaltar que los procesos de absorción de radiación NT no resultaron eficientes en los sistemas estudiados. Ergo no fue necesario corregir la emisión por los procesos descritos en la Sec. 2.5. Las razones principales de esto son la geometría del problema, el tamaño de la región de emisión, y la baja densidad de los campos objetivo en dicha región.

## 3.2. Relevancia del choque delantero

### 3.2.1. Naturaleza adiabática

Una de las principales características de los BSs en HVs es la aceleración eficiente de partículas relativistas en el FS. Ello depende de que el FS sea adiabático. Para determinar esto, comparamos los tiempos característicos de pérdidas radiativas y convectivas del gas chocado. El requerimiento de que el choque sea adiabático se traduce en la condición:

$$\frac{t_{\text{enf}}}{t_{\text{con}}} \gtrsim 1, \quad (3.44)$$

siendo:

$$t_{\text{enf}} = \frac{k_{\text{B}} T_{\text{sh}}}{4n_{\text{ISM}} \lambda(T_{\text{sh}})} \quad (3.45)$$

la escala temporal de pérdidas radiativas por *Bremsstrahlung* térmico, y  $\lambda(T_{\text{sh}})$  una función que depende de la temperatura del gas chocado,  $T_{\text{sh}}$  [47]:

$$\lambda(T_{\text{sh}}) = \begin{cases} 7 \times 10^{-27} T_{\text{sh}} & \text{si } 10^4 \leq T_{\text{sh}} < 10^5 \\ 7 \times 10^{-19} T_{\text{sh}}^{-0.6} & \text{si } 10^5 \leq T_{\text{sh}} \leq 10^7 \\ 3 \times 10^{-27} T_{\text{sh}}^{0.5} & \text{si } T_{\text{sh}} > 10^7. \end{cases} \quad (3.46)$$

A su vez, en el FS, la temperatura del medio interestelar chocado depende de la velocidad de la estrella:

$$T_{\text{sh}}^{\text{FS}} = 1.36 \times 10^7 \left( \frac{V_{\star}}{1000 \text{ km s}^{-1}} \right)^2 \text{ k.} \quad (3.47)$$

Entonces,  $\lambda(T_{\text{sh}}) \propto T^{-0.6} \propto V_{\star}^{-1.2}$  para las HVSSs, y  $\lambda(T_{\text{sh}}) \propto T^{0.5} \propto V_{\star}$  para la SRS. Luego,  $t_{\text{enf}}^{\text{FS}} \propto V_{\star}^{3.2}$  para las HVSSs, y  $t_{\text{enf}}^{\text{FS}} \propto V_{\star}$  para el caso de la SRS:

$$t_{\text{enf}}^{\text{FS}} = \begin{cases} 10^{19} \frac{k_{\text{b}}}{28n_{\text{ISM}}} T_{\text{sh}}^{1.6} \approx 1.3 \times 10^{12} \left( \frac{n_{\text{ISM}}}{10 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1} \left( \frac{V_{\star}}{1000 \text{ km s}^{-1}} \right)^{3.2} \text{ s} & \text{(HVSSs)} \\ 10^{27} \frac{k_{\text{B}}}{12n_{\text{ISM}}} T_{\text{sh}}^{0.5} \approx 4.2 \times 10^{13} \left( \frac{n_{\text{ISM}}}{10 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1} \left( \frac{V_{\star}}{1000 \text{ km s}^{-1}} \right) \text{ s} & \text{(SRS).} \end{cases} \quad (3.48)$$

Por otro lado:

$$\begin{aligned} t_{\text{adi}}^{\text{FS}} &= R_0/V_{\star} = \sqrt{\frac{\dot{M}_{\text{w}}}{4\pi\rho_{\text{ISM}}}} v_{\text{w}}^{0.5} V_{\star}^{-2} \\ &\approx 7.0 \times 10^{-5} \left( \frac{\dot{M}_{\text{w}}}{10^{-9} \text{ M}_{\odot} \text{ yr}^{-1}} \right)^{0.5} \left( \frac{n_{\text{ISM}}}{10 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-0.5} \left( \frac{\mu_{\text{ISM}}}{1.28 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-0.5} \\ &\quad \left( \frac{v_{\text{w}}}{1000 \text{ km s}^{-1}} \right)^{0.5} \left( \frac{V_{\star}}{1000 \text{ km s}^{-1}} \right)^{-2} \text{ s.} \end{aligned}$$

Haciendo finalmente el cociente, llegamos entonces a:

$$\frac{t_{\text{enf}}^{\text{FS}}}{t_{\text{con}}^{\text{FS}}} \approx \begin{cases} 1.2 \times 10^4 \left( \frac{\dot{M}_{\text{w}}}{10^{-9} \text{ M}_{\odot} \text{ yr}^{-1}} \right)^{-0.5} \left( \frac{n_{\text{ISM}}}{10 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-0.5} \left( \frac{\mu_{\text{ISM}}}{1.28 \text{ cm}^{-3}} \right)^{0.5} \\ \quad \left( \frac{v_{\text{w}}}{1000 \text{ km s}^{-1}} \right)^{-0.5} \left( \frac{V_{\star}}{1000 \text{ km s}^{-1}} \right)^{5.2} & \text{(HVSSs)} \\ 2.8 \times 10^5 \left( \frac{\dot{M}_{\text{w}}}{10^{-9} \text{ M}_{\odot} \text{ yr}^{-1}} \right)^{-0.5} \left( \frac{n_{\text{ISM}}}{10 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-0.5} \left( \frac{\mu_{\text{ISM}}}{1.28 \text{ cm}^{-3}} \right)^{0.5} \\ \quad \left( \frac{v_{\text{w}}}{1000 \text{ km s}^{-1}} \right)^{-0.5} \left( \frac{V_{\star}}{1000 \text{ km s}^{-1}} \right)^3 & \text{(SRS).} \end{cases}$$

De esta forma, el FS es adiabático en HVSSs(SRSs) de tipo espectral B en los medios estudiados, al cumplirse  $V_{\star} > 100 \text{ km s}^{-1}$ .

### 3.2.2. Eficiencia radiativa

El resultado anterior garantiza que el FS es eficiente para acelerar partículas. Sin embargo, esto no garantiza que sea radiativamente eficiente (es decir, que las partículas relativistas puedan radiar una parte significativa de su energía). Un parámetro importante para estudiar la eficiencia radiativa del FS y poder compararlo con el RS es la luminosidad inyectada en cada choque en partículas relativistas,  $L_{\text{NT}}$ . De las Ec. 3.1, 3.20 y 3.21 se deduce que:

$$\frac{L_{\text{NT}}^{\text{FS}}}{L_{\text{NT}}^{\text{RS}}} = \frac{\pi \rho_{\text{ISM}} R_0^2 V_{\star}^3}{\dot{M}_{\text{w}} v_{\text{w}}^2} = \frac{V_{\star}}{4v_{\text{w}}}. \quad (3.49)$$

### 3. Procesos no térmicos en estrellas de hiper velocidad

---

Entonces, si la velocidad de la estrella es del orden (o superior) a la velocidad del viento estelar, hay que considerar la potencia inyectada en partículas relativistas en el FS. En particular, la SRS cumple  $V_* \gg v_w$ . Luego, es de esperarse que el FS sea sustancialmente más luminoso en este escenario.

# Capítulo 4

## Resultados

En este capítulo presentaremos y discutiremos los resultados obtenidos. Primero analizaremos la relevancia de los distintos procesos en base a sus tiempos característicos. Luego describiremos las distribuciones en energías de las partículas relativistas y la posibilidad de que den origen a los campos magnéticos supuestos en la Sec. 3.1.1. Finalmente, nos enfocaremos en las SEDs, y discutiremos la detectabilidad de la emisión NT en las distintas bandas del espectro para cada caso.

Recordamos que la nomenclatura utilizada para los casos está dada por `<tipo espectral>-<velocidad [en miles de km s-1]-<medio circundante>` (con d = disco, h = halo, nm = nube molecular).

### 4.1. Tiempos de enfriamiento

Se puede obtener información importante de la población de electrones y protones relativistas graficando los tiempos de enfriamiento de los procesos radiativos, las pérdidas no radiativas y el tiempo característico de aceleración. Según la Ec. 2.17 la intersección de la curva de tiempo de aceleración,  $t_{ac}$ , con el tiempo total de pérdidas,  $t_{total}$ , determina la energía máxima alcanzada por las partículas. Por otra parte, a una dada energía, el mecanismo de enfriamiento dominante será aquel que tenga el menor tiempo de enfriamiento. Entonces, estos gráficos sirven para evaluar la relevancia de cada proceso radiativo. Además, si las pérdidas no radiativas son dominantes, el cociente entre el tiempo de escape,  $t_{esc}$ , y el tiempo total de pérdidas radiativas,  $t_{cool}$ , brinda una estimación de la fracción de la potencia inyectada que es efectivamente radiada.

En las siguientes secciones analizaremos primero los tiempos de enfriamiento en el RS, y luego en el FS.

#### 4.1.1. Choque reverso

En las Figs. 4.1 y 4.2 mostramos los tiempos de enfriamiento de los electrones y los protones en el RS, respectivamente, para cada uno de los cinco escenarios considerados en la Tabla 3.1. En el caso de la HVS propagándose en el disco Galáctico con  $V_{\star} = 1\,000\text{ km s}^{-1}$  (sistema B1-1-d) la energía máxima de los electrones es  $E_{e,max} \gtrsim 100\text{ GeV}$ . El escape convectivo domina en todo el rango de energías, aunque los procesos radiativos se hacen relevantes a energías  $E_e \gtrsim 1\text{ GeV}$ . Considerando estos procesos, los electrones radían la mayor parte de

su energía por IC con el campo de fotones UV. En energías  $E_e \sim 10$  GeV este proceso pasa al régimen de K-N. Dado que la sección eficaz IC decrece abruptamente en este régimen (ver Sec. 2.4.2), el tiempo de enfriamiento crece, y el proceso pierde relevancia. Otros procesos radiativos importantes a altas energías son IC con el campo de fotones IR (que ocurre en el régimen de Thomson) y sincrotrón. Por su parte, los protones también alcanzan energías  $E_{p,\max} \gtrsim 100$  GeV. La principal diferencia con los electrones, es que los protones escapan de la región de emisión radiando una porción despreciable de su energía. Esto ocurre en todos los escenarios estudiados, y se debe a que el tiempo característico de enfriamiento por colisiones  $pp$  es  $t_{pp} \gg t_{\text{con}}$ .

En el caso de la estrella propagándose en el disco Galáctico con velocidad  $V_\star = 500$  km s<sup>-1</sup> (B0-0.5-d) los electrones alcanzan energías  $E_{e,\max} \sim 1$  TeV. Esto se debe al valor elevado de la velocidad del viento estelar,  $v_w = 1500$  km s<sup>-1</sup>, que significa una mayor eficiencia de aceleración en el RS respecto de los otros sistemas. Nuevamente domina el escape convectivo, aunque los procesos radiativos son relevantes a energías  $E_e \gtrsim 10$  GeV. En el rango  $10$  GeV  $\lesssim E_e \lesssim 100$  GeV el mecanismo radiativo más relevante es IC con el campo UV, con pasaje al régimen de K-N a partir de  $E_e \gtrsim 10$  GeV. A energías  $E_e \gtrsim 100$  GeV cobran importancia las pérdidas por sincrotrón y por IC con el campo IR en el régimen de Thomson.

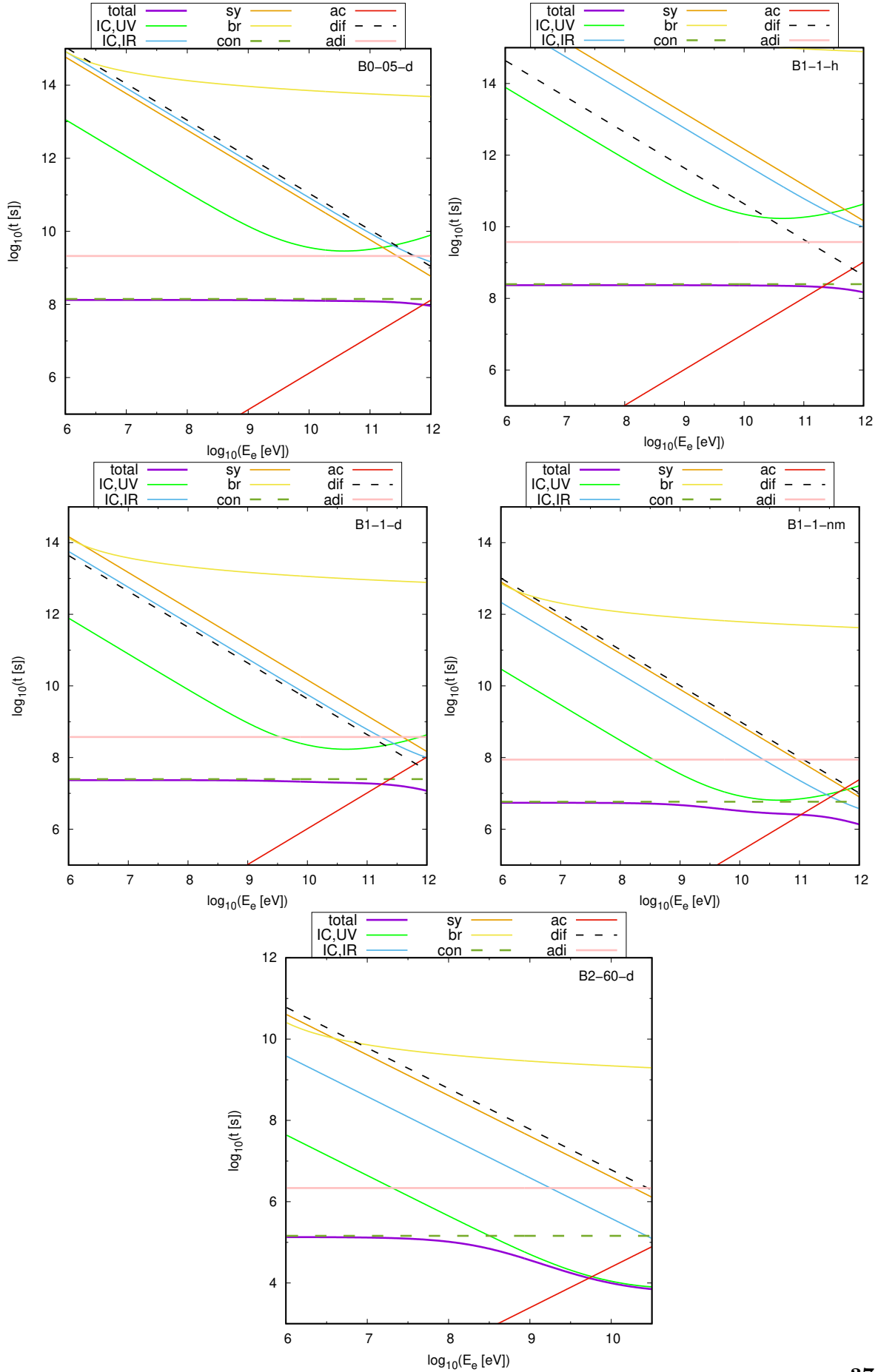
Similarmente a lo que ocurre en B1-1-d, los electrones en las estrellas propagándose con velocidad  $V_\star = 1000$  km s<sup>-1</sup> en el halo Galáctico (B1-1-h) y en una nube molecular (B1-1-nm) alcanzan energías  $E_{e,\max} \sim 100$  GeV. Sin embargo la diferencia radica en la disminución de los tiempos de enfriamiento a mayores densidades del medio considerado,  $n_{\text{ISM}}$ . Incluso, en B1-1-nm las pérdidas por procesos radiativos se equiparan con el escape convectivo para energías  $E_e \gtrsim 10$  GeV, siendo importante el IC con el campo de fotones UV.

En última instancia, observamos un comportamiento diferente en la SRS (B2-60-d). En este caso los electrones alcanzan energías  $E_{e,\max} \lesssim 10$  GeV, y las pérdidas por IC con el campo UV dominan ampliamente en energías  $E_e \gtrsim 100$  MeV. La causa de ello es que la distancia al punto de estancamiento,  $R_0$ , es inversamente proporcional a la velocidad de la estrella. Luego, la intensidad del campo de radiación estelar es alta en la región de emisión para una SRS. Dado que el proceso ocurre en el régimen de Thomson, las pérdidas por IC<sub>UV</sub> ablandan la distribución de electrones en energías  $E_e \gtrsim 100$  MeV (ver Sec. 4.2).

### 4.1.2. Choque delantero

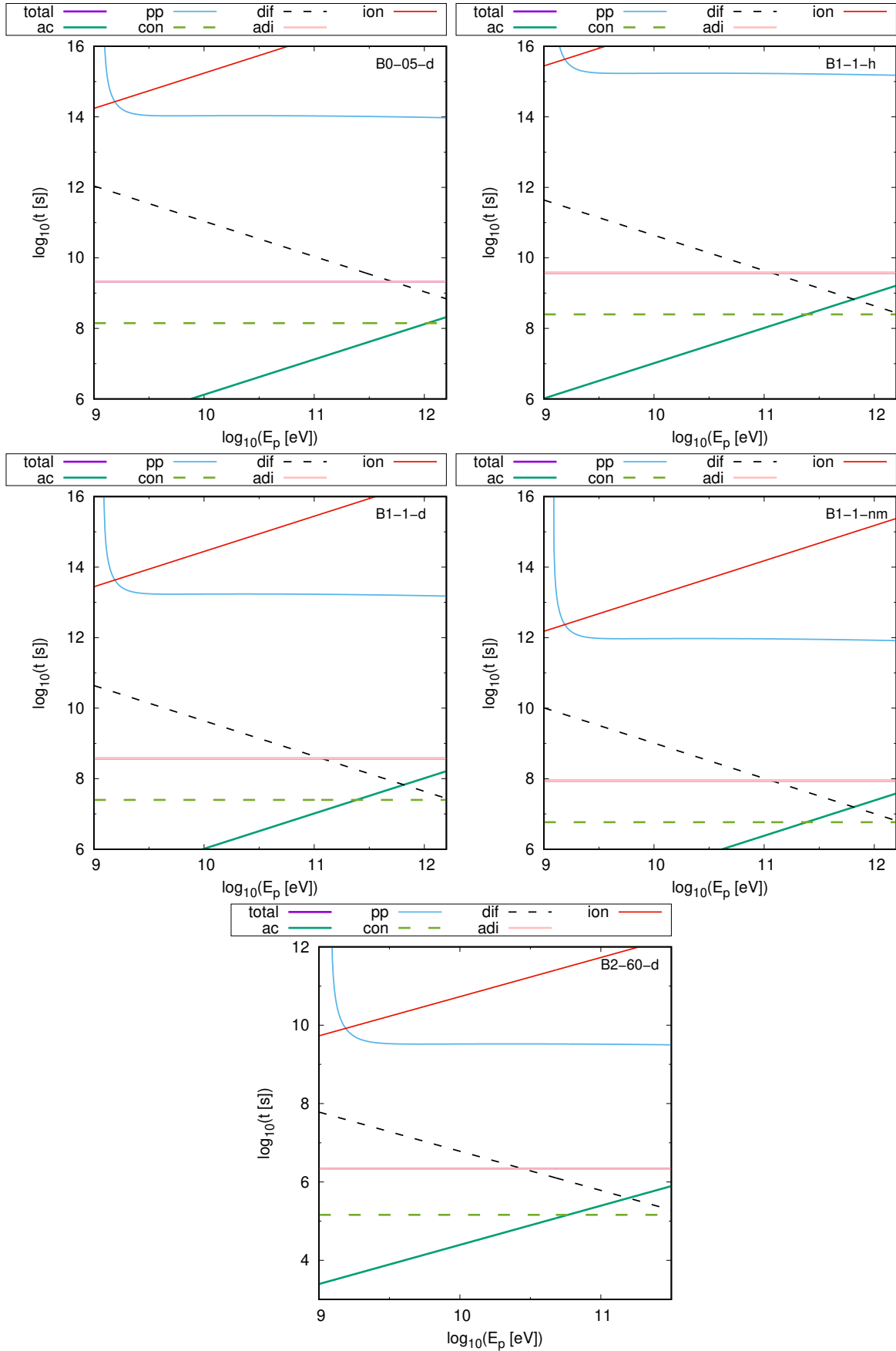
En las Figs. 4.3 y 4.4 mostramos los tiempos de enfriamiento y tiempos de aceleración de los electrones y los protones en el FS, respectivamente. A excepción de la SRS, en todos los escenarios analizados las energías máximas alcanzadas y los tiempos de enfriamiento de los electrones en el FS son similares a los del RS. Para entender el cambio en el caso de la SRS debemos tener en cuenta que la tasa de aceleración en el FS es proporcional a la velocidad de la estrella. Luego, la aceleración de partículas relativistas es muy eficiente en el FS de la SRS. En consecuencia, tanto los electrones como los protones alcanzan energías  $E_{e,\max} > 1$  TeV. En B2-60-d domina el escape convectivo en todo el espectro, aunque las pérdidas radiativas son relevantes a energías  $E_e \gtrsim 1$  GeV. En el rango  $1$  GeV  $\lesssim E_e \lesssim 100$  GeV se destaca el proceso IC con el campo UV, con pasaje al régimen de K-N en energías  $E_e \sim 10$  GeV. Por su parte, a muy altas energías ( $E > 100$  GeV) se vuelven relevantes el proceso IC con el campo IR y las pérdidas por sincrotrón.



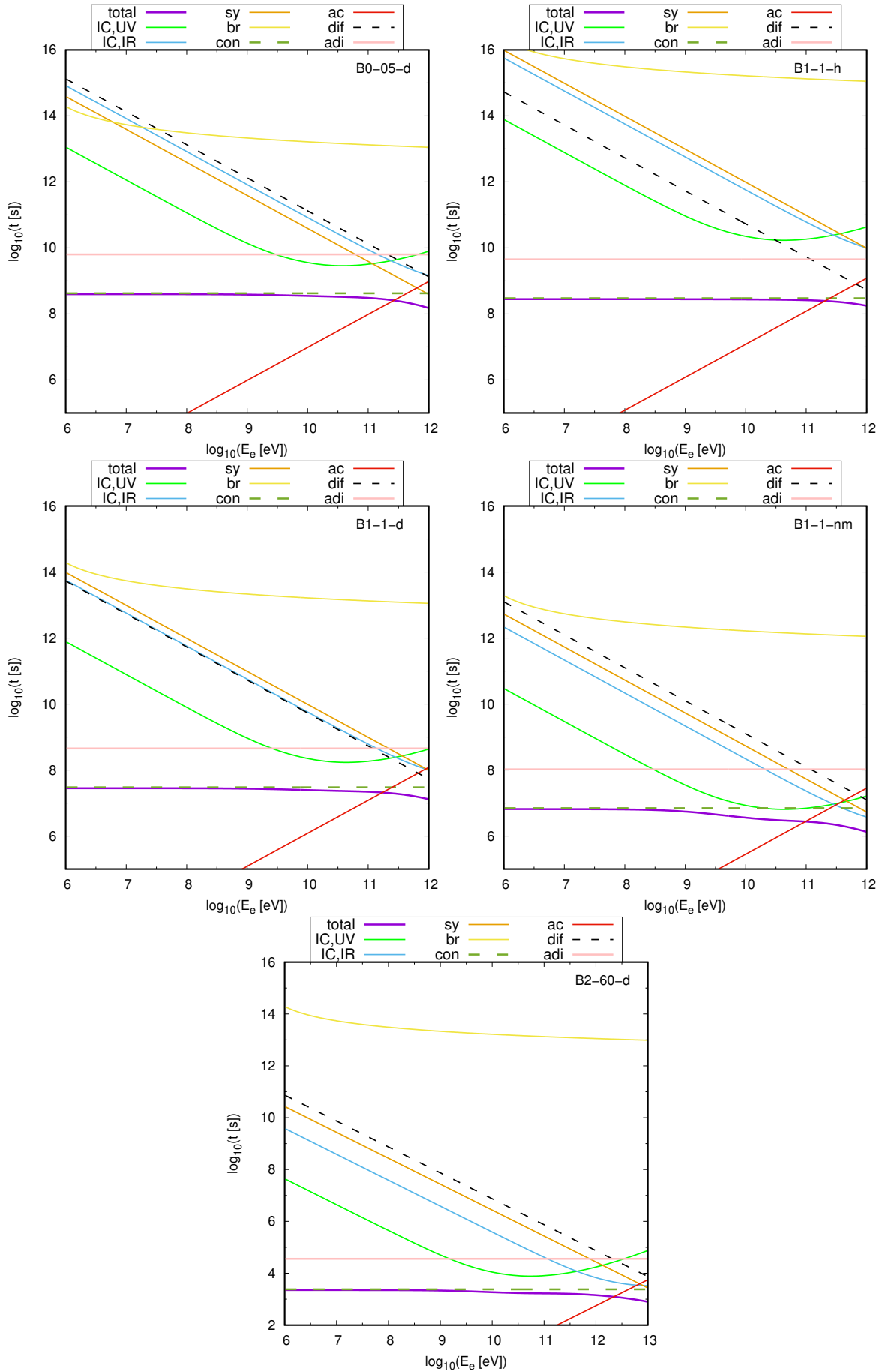


**Figura 4.1.** Tiempos característicos para los electrones en el RS. Las líneas sólidas corresponden a procesos de enfriamiento y ganancia de energía, y las líneas a rayas corresponden a procesos de escape.

#### 4. Resultados

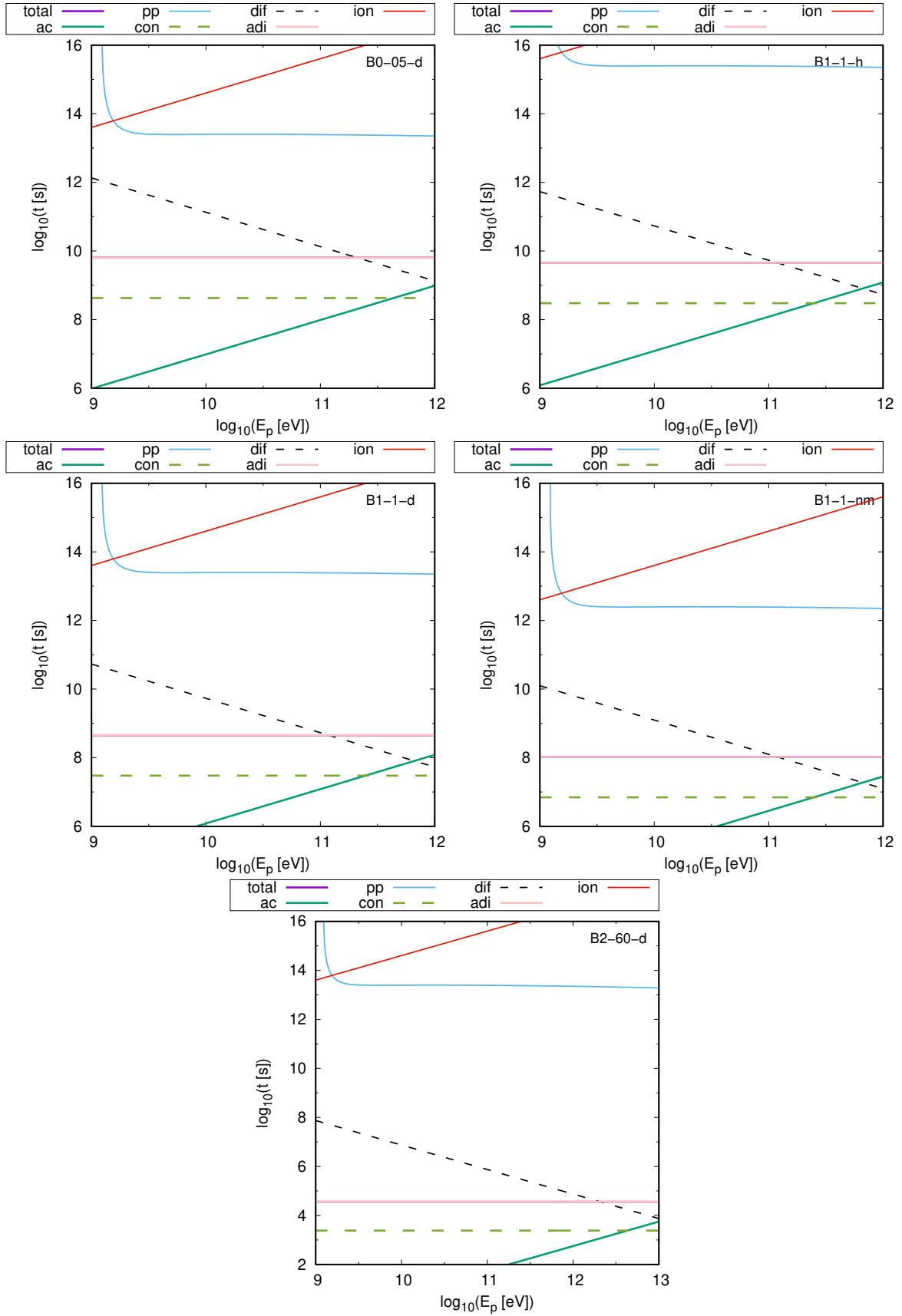


**Figura 4.2.** Tiempos característicos para los protones en el RS. Las líneas sólidas corresponden a procesos de enfriamiento y ganancia de energía, y las líneas a rayas corresponden a procesos de escape.



**Figura 4.3.** Tiempos característicos para los electrones en el FS. Las líneas sólidas corresponden a procesos de enfriamiento y ganancia de energía, y las líneas a rayas corresponden a procesos de escape. 39

#### 4. Resultados



**Figura 4.4.** Tiempos característicos para los protones en el FS. Las líneas sólidas corresponden a procesos de enfriamiento y ganancia de energía, y las líneas a rayas corresponden a procesos de escape.

## 4.2. Distribuciones de partículas

En esta sección mostraremos las distribuciones en energías de las partículas relativistas en ambos choques en los distintos casos analizados.

Recapitulando lo visto en la Sec. 2.3.1, cuando la convección domina las pérdidas, la distribución conserva el índice espectral del espectro de inyección. Enfocándonos concretamente en los electrones, el espectro se ablanda si dominan el proceso IC en el régimen de Thomson o sincrotrón. En particular, las pérdidas por estos procesos (en el régimen considerado) son proporcionales a  $E_e^2$ . En consecuencia, dichos mecanismos de enfriamiento suelen ser relevantes a altas o muy altas energías. Si el espectro de inyección tiene un índice espectral  $p = 2$  y alguno de estos procesos domina, la distribución de energías pasa a tener un índice espectral  $p+1 = 3$ , acorde con lo visto en la Sec. 2.3.1. En cuanto a los protones, las distribuciones son, en todos los casos estudiados, similares a las distribuciones de inyección. Esto es producto de que domina siempre la convección.

En las Figs. 4.5 y 4.6 mostramos las distribuciones de electrones y protones en el RS de los distintos casos estudiados. En el caso de los electrones comparamos además con los espectros de inyección. Las distribuciones de electrones de los sistemas B0-05-d, B1-1-h y B1-1-d prácticamente conservan el espectro de inyección. Esto está en concordancia con lo visto en la Sec. 4.1, dado que las pérdidas dominantes son por convección en casi todo el rango de energías. En el caso B1-1-nm, la distribución de electrones se ablanda ligeramente para  $E_e \gtrsim 10$  GeV, consistente con el enfriamiento por IC con el campo de fotones UV en el régimen de Thomson. Finalmente, en el sistema B2-60-d, en energías  $E_e > 10$  MeV el ablandamiento por IC en el mismo régimen es más notorio.

Además, resaltamos que el número de partículas por unidad de energía depende de los parámetros de la estrella, del viento y de la densidad del ISM. En efecto, si domina la convección se cumple:

$$N(E) \propto Q(E) \times t_{\text{con}}. \quad (4.1)$$

A a su vez,  $Q(E) \propto L_{\text{NT}}$ . Con lo cual, según la Ec. 3.37:

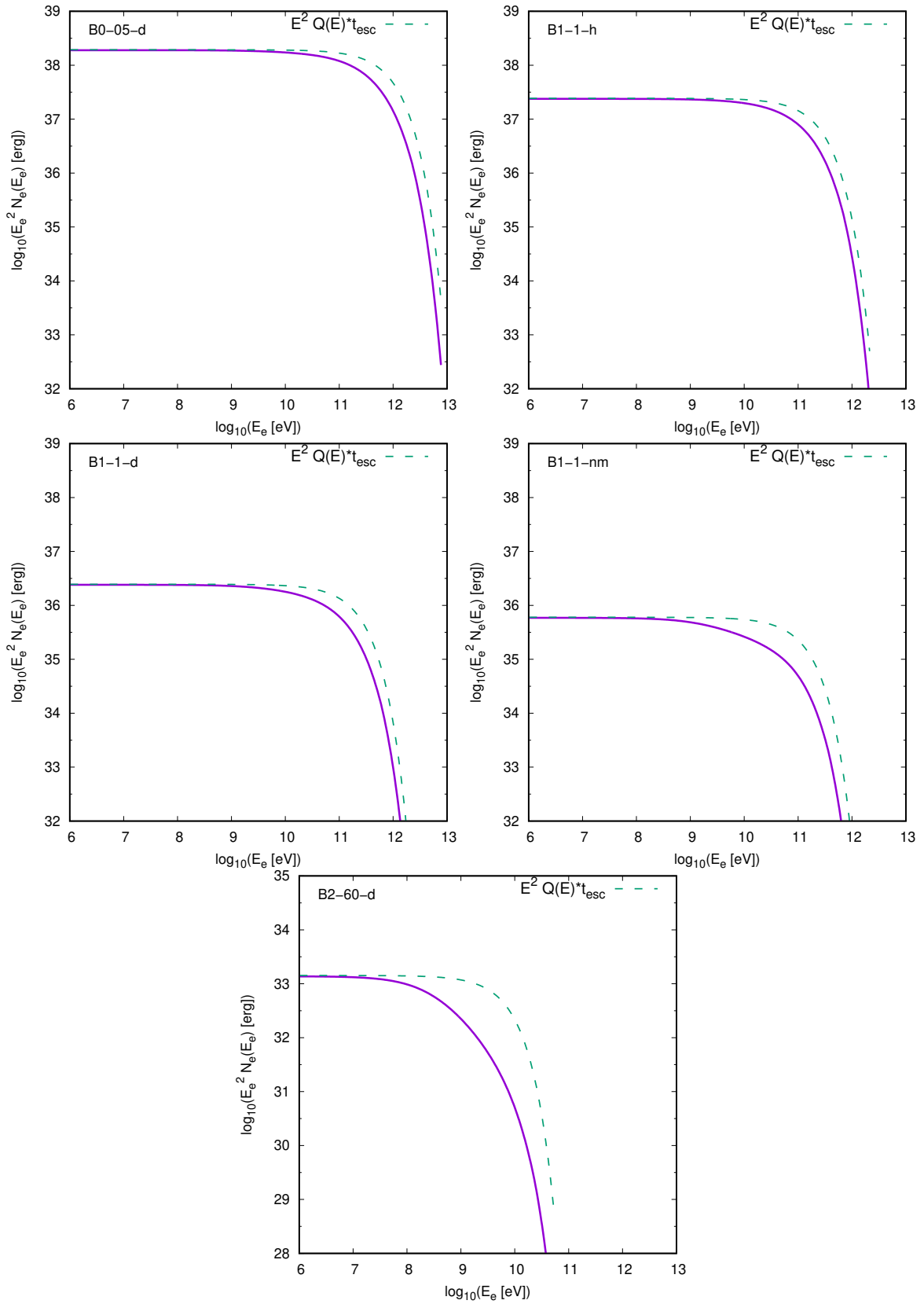
$$N(E) \propto \dot{M}_w^{1.5} v_w^{1.5} n_{\text{ISM}}^{-0.5} \mu_{\text{ISM}}^{-0.5} V_\star^{-1}. \quad (4.2)$$

En consecuencia,  $N(E)$  aumenta con tipos espectrales más tempranos y disminuye con la densidad del medio. Además, puesto que  $V_\star^{\text{SRS}} \gg V_\star^{\text{HVS}}$ , el número de partículas relativistas por unidad de energía (en los rangos donde domina la convección) es entre 3 y 5 órdenes de magnitud mayor en las HVSs respecto de la SRS

Por último destacamos que a causa de que el 95% de la potencia inyectada en partículas relativistas es inyectada en protones, y que además las pérdidas no son relevantes para éstos, la densidad de energía de los protones es 1 o 2 órdenes de magnitud mayor que la de los electrones, dependiendo del sistema.

Por su parte, los resultados obtenidos en el FS son similares a los obtenidos en el RS. Por completitud, enseñamos las distribuciones de electrones y protones relativistas en el FS en el Apéndice A.

## 4. Resultados



**Figura 4.5.** Distribución en energías de los electrones en el RS. A rayas se grafica el espectro de inyección.

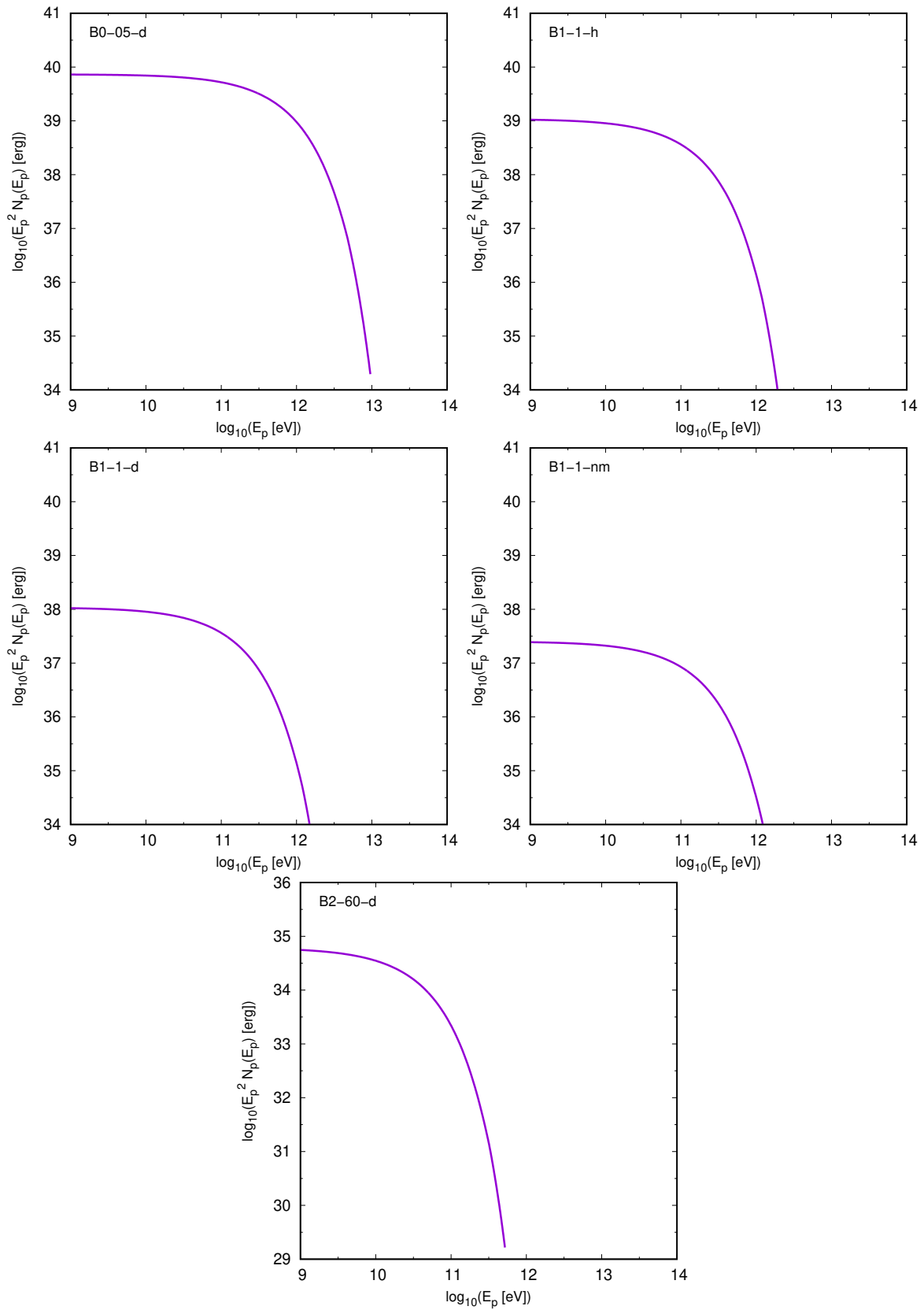


Figura 4.6. Distribución en energías de los protones en el RS.

### 4.2.1. Amplificación del campo magnético

Para concluir esta sección analizamos la posible amplificación del campo magnético en ambos choques por efecto de los CRs. En la Tabla 4.1 mostramos los valores de  $\eta_{\text{mag}}$  correspondientes a ambos choques en los distintos casos estudiados. En todos ellos se cumple:

$$\eta_{\text{mag}}^{\text{RS}} = \frac{U_{\text{mag}}^{\text{RS}}}{U_{\text{NT}}^{\text{RS}}} \sim 0.1, \quad \eta_{\text{mag}}^{\text{FS}} = \frac{U_{\text{mag}}^{\text{FS}}}{U_{\text{NT}}^{\text{FS}}} \sim 0.6. \quad (4.3)$$

En consecuencia, podrían adoptarse en el modelo parámetros tales que se amplíe en mayor medida el campo, de forma tal que resulte  $U_{\text{mag}} \sim U_{\text{NT}}$ .

Una consecuencia inmediata del aumento del campo magnético es el aumento de la luminosidad en radio, de acuerdo a las Ec. 3.31 y 3.39. Luego, los flujos detallados en la Sec. 4.3 podrían estar subestimados. Por otro lado, si la presión magnética es del orden de la presión térmica,  $P_{\text{mag}} \sim P_{\text{th}}$ , habría que tener en cuenta los efectos del campo magnético en la dinámica del sistema. En particular, habría que modificar las relaciones de Rankine-Hugoniot incluyendo la presión magnética y la densidad de energía magnética en las Ec. 3.3 y 3.4, respectivamente.

Escenario	RS		FS	
	$B$ [mG]	$\eta_{\text{mag}}$	$B$ [mG]	$\eta_{\text{mag}}$
B0-05-d	0.26	0.10	0.32	0.63
B1-1-h	0.05	0.11	0.06	0.65
B1-1-d	0.52	0.11	0.64	0.65
B1-1-nm	2.22	0.11	2.72	0.65
B2-60-d	31.1	0.12	38.1	0.59

**Tabla 4.1.** Valores del campo magnético y del cociente entre la densidad de energía magnética,  $U_{\text{mag}}$ , y la densidad de energía de partículas NT,  $U_{\text{NT}}$ .

### 4.3. Emisión

En la Fig. 4.7 mostramos las SEDs de los distintos casos estudiados. En base a ellas discutiremos la relevancia de la radiación NT en ambos choques y la detectabilidad de las fuentes en las distintas regiones del espectro electromagnético.

Tal como se anticipó en la Sec. 3.1.3, la emisión sincrotrón domina en la banda de radio, mientras que la emisión por dispersión IC domina en rayos-X y rayos- $\gamma$ . Más aún, la emisión hadrónica y la emisión por *Bremsstrahlung* relativista no son relevantes, en concordancia con los resultados detallados en las Sec. 4.1.1 y 4.1.2.

En los casos correspondientes a las HVSs las luminosidades de los RS superan a las luminosidades de los FS en todo el espectro. En particular, el RS del escenario B0-05-d es el más luminoso dentro de las HVSs, al tener el viento más rápido y la mayor pérdida de masa. Por otra parte, restringiéndonos a las HVSs con velocidad  $V_{\star} = 1000 \text{ km s}^{-1}$ , el BS más luminoso es el del caso B1-1-nm. Esto es consecuencia de la propagación de la estrella en un medio de mayor densidad.



Escenario	$S_{1\text{ GHz}} [\mu\text{Jy}]$		
	RS	FS	Total BS
B0-05-d	9.60	3.44	13.04
B1-1-h	0.10	0.04	0.14
B1-1-d	0.33	0.11	0.44
B1-1-nm	0.69	0.24	0.93
B2-60-d	0.06	0.02	0.08

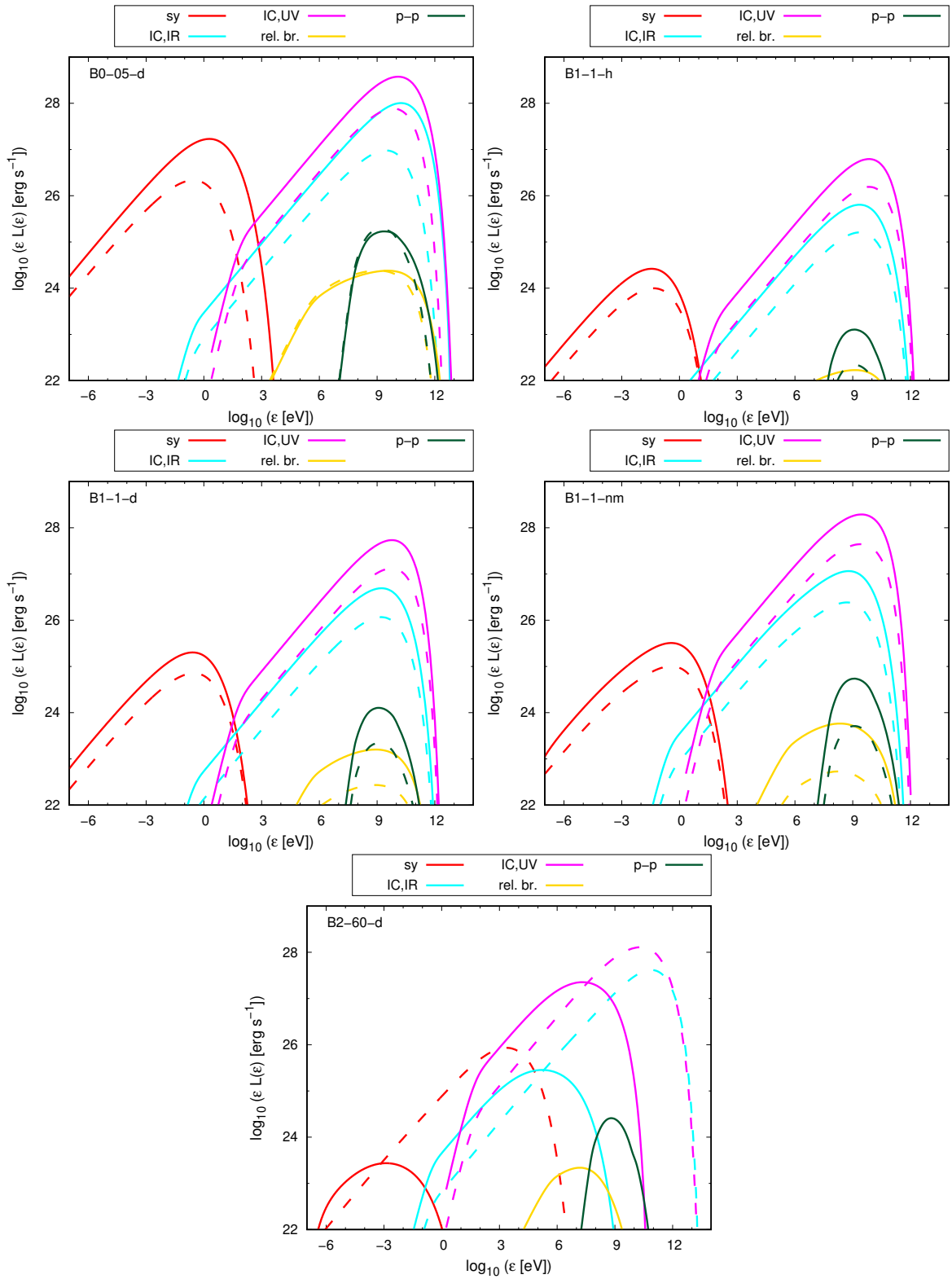
**Tabla 4.2.** Predicciones de flujos de energía a 1 GHz. Supusimos distancias de 1 kpc a cada estrella.

Por su parte, la emisión del FS cobra importancia en la SRS. Lo primero a remarcar es que el proceso IC (tanto con los fotones UV como con los fotones IR) en el FS ocurre en el régimen de K-N a muy altas energías. Tal como comentamos en la Sec. 2.4.2, en este régimen los electrones pierden casi toda su energía en las interacciones. En consecuencia, la energía máxima de emisión en el FS coincide con la energía máxima de los electrones. En cuanto al RS, el proceso IC con el campo UV llega a ocurrir en el régimen de K-N, pero el proceso IC con el campo IR ocurre entéramente en el régimen de Thomson. Luego, la energía máxima de emisión de ambos procesos no coincide en el RS. Otro aspecto a remarcar de la emisión en el FS es que el espectro sincrotrón llega a rayos-X duros ( $\epsilon \sim 100$  keV) al haber electrones con energías  $E_e \sim 1$  TeV y un campo magnético de magnitud  $B \sim 40$  mG.

En la Tabla 4.2 presentamos los flujos de energías obtenidos en radio, particularmente para una frecuencia de 1 GHz. En todos los casos supusimos una distancia a la estrella de 1 kpc. El caso B0-05-d tiene el flujo más alto, acorde con la Ec. 3.39. Según estos valores, la emisión del BS de un objeto con características similares a las de B0-05-d podría ser detectable por los radiointerferómetros de nueva generación SKA y ngVLA si se considera una amplificación del campo magnético tal que  $U_{\text{mag}} \sim U_{\text{NT}}$ , o si la fracción de luminosidad inyectada en partículas NT es mayor a la supuesta (factor  $f_{\text{NT}}$  en las Ec. 3.20 y 3.21). Como consecuencia, estas predicciones podrían guiar futuras campañas observacionales en radio.

En cuanto a la emisión en rayos- $\gamma$ , las luminosidades obtenidas implican flujos varios órdenes de magnitud por debajo de la sensibilidad de los instrumentos de hoy en día, tales como CTA y *Fermi*. Sin embargo, posibles radiación NT en las estelas de los BSs podrían aumentar la emisión en las distintas bandas del espectro, favoreciendo la detectabilidad. Enfocándose en los protones, ellos podrían bien radiar en las estelas, o contribuir al espectro de rayos cósmicos de la Galaxia. La suma de las potencias inyectadas en cada choque representa una cota superior de la potencia inyectada en CRs Galácticos por cada sistema. En todos los casos, este valor es  $L_{\text{iny}} \sim 10^{32}$  erg s $^{-1}$ . Sin embargo, una investigación detallada de estas posibilidades excede los objetivos de esta tesis y será abordada en el futuro.

## 4. Resultados



**Figura 4.7.** Distribuciones espectrales en energías. Las líneas sólidas corresponden a la emisión en el RS, mientras que las líneas a rayas corresponden a la emisión en el FS.

## Capítulo 5

# Conclusiones

En esta tesis modelamos los procesos NT en los BSs de HVSs y una hipotética SRS. En base a catálogos observacionales y simulaciones numéricas seleccionamos sistemas arquetípicos de estudio. Tras un análisis de los choques, concluimos que tanto el RS y el FS son adiabáticos en el contexto de HVSs y SRSs. Como consecuencia, ambos son promisorios aceleradores de partículas relativistas. En particular, la aceleración de partículas es muy eficiente en el FS de la SRS. Debido a esto, tanto electrones como protones alcanzan muy altas energías ( $E \gtrsim 1$  TeV).

Calculamos las distribuciones en energías de los electrones y los protones, y discutimos la relevancia de los distintos mecanismos de escape, y de pérdidas radiativas y no radiativas. En cuanto a los electrones, concluimos que la convección domina en la mayor parte de los sistemas y rangos de energías, aunque las pérdidas radiativas por IC y sincrotrón son relevantes a altas energías. En cuanto a los protones, la convección domina completamente en todos los sistemas, por lo cual escapan de la región de aceleración sin radiar una fracción significativa de su energía. Sin embargo, tanto los electrones como los protones que escapan podrían radiar en las estelas de los BSs. En caso contrario, podrían contribuir al espectro de rayos cósmicos de la Galaxia, inyectando (cada objeto) una potencia no mayor a  $10^{32}$  erg s<sup>-1</sup>.

Por último, calculamos las SEDs para los distintos sistemas, teniendo en cuenta los distintos mecanismos de radiación. En base a los resultados obtenidos concluimos que la emisión del RS es más importante cuanto mayor sea la velocidad del viento estelar, la tasa de pérdida de masa y la densidad del ISM. Por parte del FS, la emisión es importante en la SRS, al aumentar la luminosidad inyectada en partículas NT con la velocidad estelar. Teniendo en cuenta que los flujos predichos en radio podrían estar subestimados, en el futuro se espera que los instrumentos de nueva generación SKA y ngVLA puedan detectar la emisión NT de HVSs de tipo espectral temprano moviéndose en el disco de la Galaxia (similar al caso B0-05-d aquí estudiado). En consecuencia, este trabajo de tesis podría servir como guía para futuras campañas observacionales en radio frecuencias.

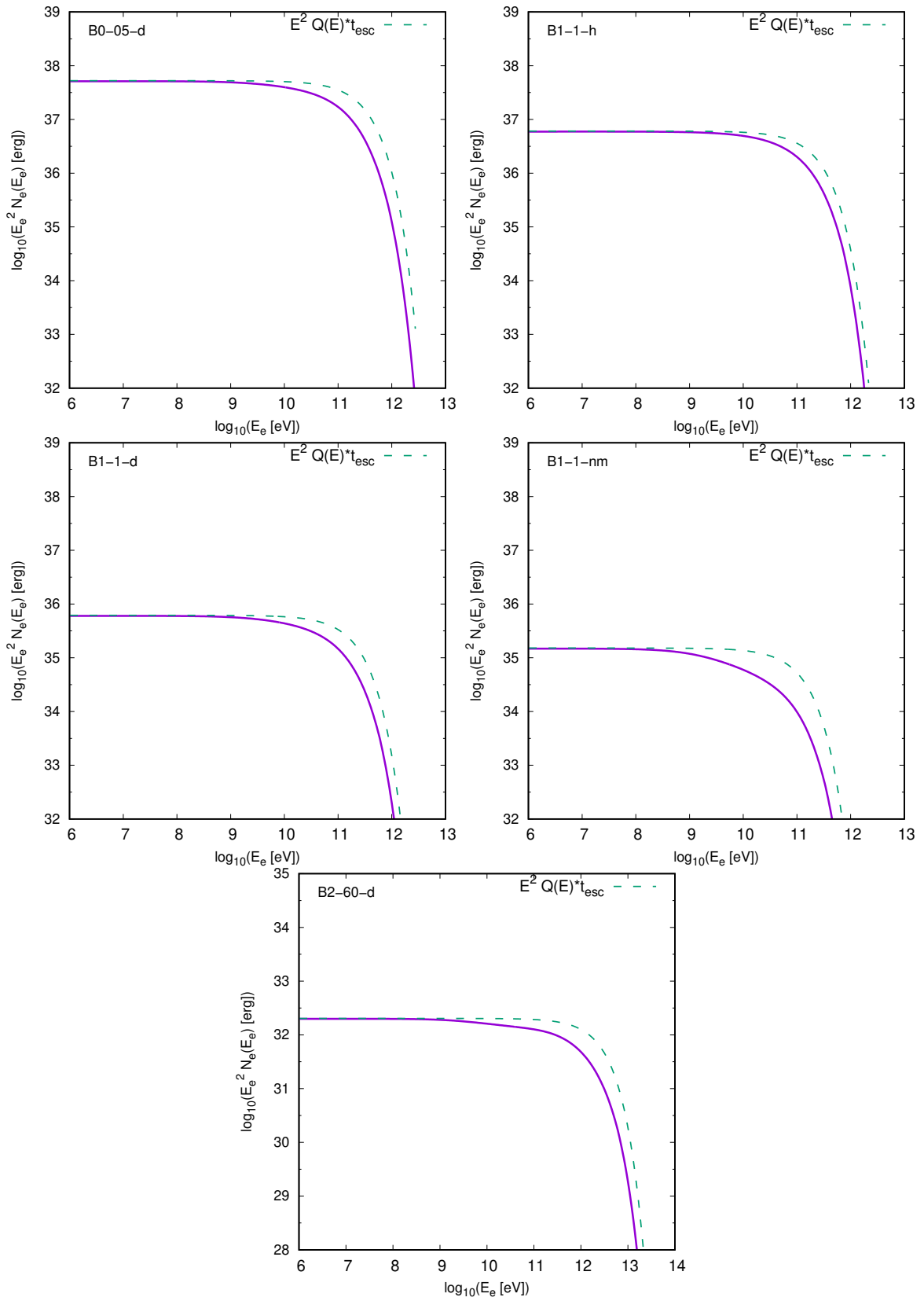


## Apéndice A

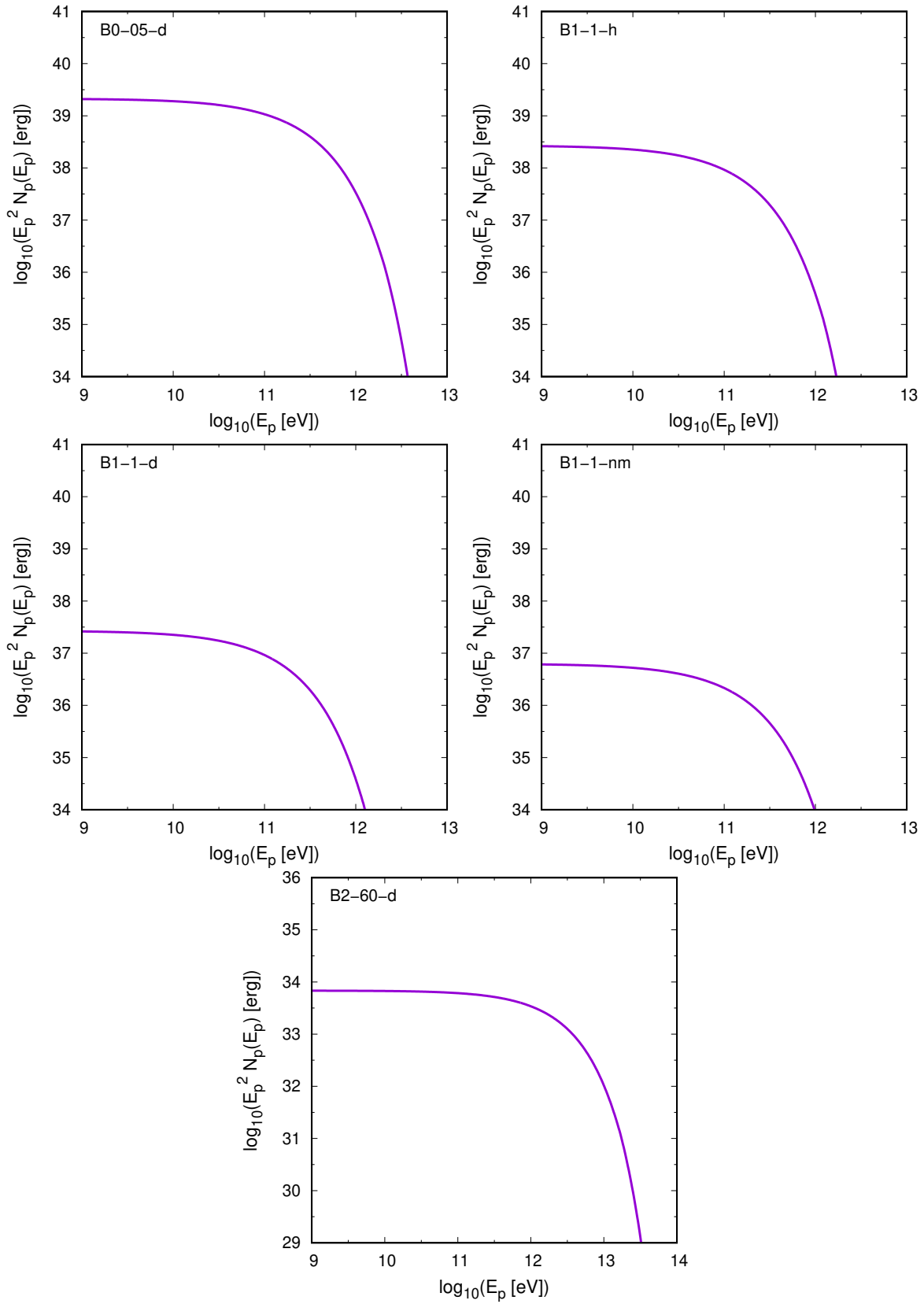
# Distribuciones de partículas relativistas en el choque delantero

En las Figs. [A.1](#) y [A.2](#) presentamos las distribuciones en energías de los electrones y los protones en el FS, respectivamente. Para los electrones se ve un ligero apartamiento respecto de la distribución de inyección a altas energías producto de las pérdidas por IC y sincrotrón. En cuanto a los protones, en todos los casos la distribución conserva el índice de inyección. Nuevamente, las densidades de energías de los protones son mayores respecto de los electrones, por las razones discutidas en la Sec. [4.2](#).

## A. Distribuciones de partículas relativistas en el choque delantero



**Figura A.1.** Distribución en energías de los electrones en el FS. A rayas se grafica el espectro de inyección.



**Figura A.2.** Distribución en energías de los protones en el FS





# Bibliografía

- [1] del Valle, M. V. & Romero, G. E. *Non-thermal processes in bowshocks of runaway stars. Application to  $\zeta$  Ophiuchi*. A&A, 543, A56, 2012
- [2] Pereira, V., López-Santiago, J., Miceli, M., Bonito, R. et al. *Modeling nonthermal emission from stellar bow shocks*. A&A, 588, A36, 2016
- [3] Peri, C. S., Benaglia, P., Brookes, D. P., Stevens, I. R. et al. *E-BOSS: an Extensive stellar BOw Shock Survey. I. Methods and first catalogue*. A&A, 538, A108, 2012
- [4] Kobulnicky, H. A., Schurhammer, D. P., Baldwin, D. J., Chick, W. T. et al. *Infrared Photometric Properties of 709 Candidate Stellar Bowshock Nebulae*. AJ, 154, 5, 201, 2017
- [5] Benaglia, P., Romero, G. E., Martí, J., Peri, C. S. et al. *Detection of nonthermal emission from the bow shock of a massive runaway star*. A&A, 517, L10, 2010
- [6] Prajapati, P., Tej, A., del Palacio, S., Benaglia, P. et al. *Investigating Particle Acceleration in the Wolf-Rayet Bubble G2.4+1.4*. ApJ, 884, 2, L49, 2019
- [7] Brown, W. R. *Hypervelocity Stars*. ARA&A, 53, 15, 2015
- [8] Hills, J. G. *Hyper-velocity and tidal stars from binaries disrupted by a massive Galactic black hole*. Nature, 331, 6158, 687, 1988
- [9] Kopusov, S. E., Boubert, D., Li, T. S., Erkal, D. et al. *Discovery of a nearby 1700 km s<sup>-1</sup> star ejected from the Milky Way by Sgr A\**. MNRAS, 491, 2, 2465, 2020
- [10] Erkal, D., Boubert, D., Gualandris, A., Evans, N. W. et al. *A hypervelocity star with a Magellanic origin*. MNRAS, 483, 2, 2007, 2019
- [11] Marchetti, T., Rossi, E. M. & Brown, A. G. A. *Gaia DR2 in 6D: searching for the fastest stars in the Galaxy*. MNRAS, 490, 1, 157, 2019
- [12] Kreuzer, S., Irrgang, A. & Heber, U. *Hypervelocity stars in the Gaia era. Revisiting the most extreme stars from the MMT HVS survey*. A&A, 637, A53, 2020
- [13] Bromley, B. C., Kenyon, S. J., Geller, M. J., Barcikowski, E. et al. *Hypervelocity Stars: Predicting the Spectrum of Ejection Velocities*. ApJ, 653, 2, 1194, 2006
- [14] Kenyon, S. J., Bromley, B. C., Geller, M. J. & Brown, W. R. *Hypervelocity Stars: From the Galactic Center to the Halo*. ApJ, 680, 1, 312, 2008
- [15] Yu, Q. & Tremaine, S. *Ejection of Hypervelocity Stars by the (Binary) Black Hole in the Galactic Center*. ApJ, 599, 2, 1129, 2003
- [16] Tutukov, A. V. & Fedorova, A. V. *The nature hypervelocity stars*. Astronomy Reports, 53, 9, 839, 2009
- [17] Loeb, A. & Guillochon, J. *Observational cosmology with semi-relativistic stars*. Annals of Mathematical Sciences and Applications, 1, 1, 183, 2016
- [18] Dremova, G. N., Dremov, V. V. & Tutukov, A. V. *Stars with relativistic speeds in the Hills scenario*. Astronomy Reports, 61, 7, 573, 2017

- [19] Sari, R., Kobayashi, S. & Rossi, E. M. *Hypervelocity Stars and the Restricted Parabolic Three-Body Problem*. ApJ, 708, 1, 605, 2010
- [20] Guillochon, J. & Loeb, A. *The Fastest Unbound Stars in the Universe*. ApJ, 806, 1, 124, 2015
- [21] Axford, W. I., Leer, E. & Skadron, G. *The Acceleration of Cosmic Rays by Shock Waves*. En *International Cosmic Ray Conference*, tomo 11 de *International Cosmic Ray Conference*, 132. 1977
- [22] Krymskii, G. F. *A regular mechanism for the acceleration of charged particles on the front of a shock wave*. Soviet Physics Doklady, 22, 327, 1977
- [23] Bell, A. R. *The acceleration of cosmic rays in shock fronts - I*. MNRAS, 182, 147, 1978
- [24] Blandford, R. D. & Ostriker, J. P. *Particle acceleration by astrophysical shocks*. ApJ, 221, L29, 1978
- [25] Araudo, A. T. *Non-thermal radiation associated with astrophysical shock waves*. Tesis Doctoral, Universidad Nacional de La Plata, Argentina, 2010
- [26] Protheroe, R. J. *Acceleration and interaction of ultra high energy cosmic rays*. En M. A. Duvernois, ed., *Topics in Cosmic-Ray Astrophysics*, tomo 230, 247. 1999
- [27] Romero. *Introducción a la Astrofísica Relativista*, 2020. [Online; posted October-2020]
- [28] del Palacio. *Radiación no térmica asociada a estrellas de gran masa*, 2018
- [29] Aharonian, F. A. & Atoyan, A. M. *Broad-band diffuse gamma ray emission of the galactic disk*. A&A, 362, 937, 2000
- [30] Kelner, S. R., Aharonian, F. A. & Bugayov, V. V. *Energy spectra of gamma rays, electrons, and neutrinos produced at proton-proton interactions in the very high energy regime*. Phys. Rev. D, 74, 3, 034018, 2006
- [31] Kafexhiu, E., Aharonian, F., Taylor, A. M. & Vila, G. S. *Parametrization of gamma-ray production cross sections for  $p p$  interactions in a broad proton energy range from the kinematic threshold to PeV energies*. Phys. Rev. D, 90, 12, 123014, 2014
- [32] Rybicki, G. B. & Lightman, A. P. *Radiative Processes in Astrophysics*. 1986
- [33] Gould, R. J. & Schröder, G. P. *Opacity of the Universe to High-Energy Photons*. Physical Review, 155, 5, 1408, 1967
- [34] Harmanec, P. *Stellar Masses and Radii Based on Modern Binary Data*. Bulletin of the Astronomical Institutes of Czechoslovakia, 39, 329, 1988
- [35] Krtićka, J. *Mass loss in main-sequence B stars*. A&A, 564, A70, 2014
- [36] 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, 158, 2, 73, 2019
- [37] Wilkin, F. P. *Exact Analytic Solutions for Stellar Wind Bow Shocks*. ApJ, 459, L31, 1996
- [38] Meyer, D. M. A., van Marle, A. J., Kuiper, R. & Kley, W. *On the observability of bow shocks of Galactic runaway OB stars*. MNRAS, 459, 2, 1146, 2016
- [39] Meyer, D. M. A., van Marle, A. J., Kuiper, R. & Kley, W. *On the observability of bow shocks of Galactic runaway OB stars*. MNRAS, 459, 2, 1146, 2016
- [40] del Palacio, S., Bosch-Ramon, V., Müller, A. L. & Romero, G. E. *Multi-zone non-thermal radiative model for stellar bowshocks*. A&A, 617, A13, 2018
- [41] del Valle, M. V. & Pohl, M. *Nonthermal Emission from Stellar Bow Shocks*. ApJ, 864, 1, 19, 2018

- [42] De Becker, M. *Determination of physical parameters of particle-accelerating colliding-wind binaries based on generalized partition considerations.* A&A, 620, A144, 2018
- [43] Weber, E. J. & Davis, J., Leverett. *The Angular Momentum of the Solar Wind.* ApJ, 148, 217, 1967
- [44] Eichler, D. & Usov, V. *Particle Acceleration and Nonthermal Radio Emission in Binaries of Early-Type Stars.* ApJ, 402, 271, 1993
- [45] Khangulyan, D., Aharonian, F. A. & Kelner, S. R. *Simple Analytical Approximations for Treatment of Inverse Compton Scattering of Relativistic Electrons in the Blackbody Radiation Field.* ApJ, 783, 2, 100, 2014
- [46] Padovani, M., Ivlev, A. V., Galli, D. & Caselli, P. *Cosmic-ray ionisation in circumstellar discs.* A&A, 614, A111, 2018
- [47] Myasnikov, A. V., Zhekov, S. A. & Belov, N. A. *Radiative steady-state colliding stellar wind models: are they correct?* MNRAS, 298, 4, 1021, 1998